

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 1, 2020

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика и результаты измерений амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов ЛЯР ОИЯИ по краю спектра тормозного излучения

*А. Т. Исатов, Ю. Г. Тетерев, Р. К. Кабытаева,
С. В. Митрофанов, И. В. Калагин*

5

Исследование метода определения размера фокусного пятна тормозного излучения с использованием щелевого коллиматора

В. Б. Сорокин

10

Новая система измерения положения пучка в канале транспортировки электронов и позитронов из накопителя ВЭПП-3 в коллайдер ВЭПП-4М

Г. В. Карпов, Е. А. Бехтенов, А. Н. Журавлев, П. А. Пиминов

18

Регистрация нейтронов с помощью пропорциональных счетчиков на установке ГЕЛИС

*О. Д. Далькаров, М. А. Негодаев, А. С. Русецкий,
А. П. Чубенко, А. Л. Щепетов*

24

Изменение параметров Si(Li)-детекторов под действием α -частиц

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

30

Защитное гидрофобное покрытие для кристаллов CsI(Tl)

*А. Л. Шпилинская, А. М. Кудин, Л. А. Андрющенко,
А. В. Диденко, О. В. Зеленская*

35

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Применение авторегрессионной модели при обработке сигнала радиометрического канала крайневысокочастотного радиоинтерферометра-радиометра

*А. В. Кашин, Н. С. Корнев, Н. А. Макарычев,
С. В. Марьевский, К. В. Минеев, А. В. Назаров*

39

Интерполятор для определения амплитуды сигнала
в считывающей детекторной электронике

*В. В. Шумихин, Д. А. Азаров, Э. В. Аткин,
И. С. Бульбаков, П. Ю. Иванов, Д. Д. Норманов*

46

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Высоковольтный усилитель

В. Н. Вьюхин

52

Устройство наносекундного инициирования мощных ударных волн

С. В. Коротков, А. А. Тоскин, Ю. В. Аристов, Д. А. Коротков

55

Диодно-транзисторный генератор наносекундных
импульсов высокого напряжения

С. В. Коротков, Ю. В. Аристов, А. Л. Жмодиков

59

Твердотельный разрядник для сильноточного источника энергии
на основе емкостного накопителя с рабочим напряжением 50 кВ

*А. Н. Гусев, А. В. Козлов, А. В. Шурупов,
А. В. Маштаков, М. А. Шурупов*

64

Высокочастотный источник накачки активных сред на парах металлов

*С. Н. Торгаев, Д. Н. Огородников, И. С. Мусоров,
А. Е. Кулагин, Г. С. Евтушенко*

69

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Установка “Вихрь” типа “плазменный фокус” для диагностики радиационно-термической
стойкости материалов, перспективных для термоядерной энергетики
и аэрокосмической техники

*В. А. Грибков, И. В. Боровицкая, А. С. Демин, Е. В. Морозов,
С. А. Масляев, В. Н. Пименов, А. В. Голиков, А. К. Дулатов,
Г. Г. Бондаренко, А. И. Гайдар*

75

Экспериментальная установка для моделирования процессов
электроискрового плазменного спекания

В. А. Кудряшов, С. М. Годин, С. Г. Вадченко, А. С. Рогачев

84

Регистрация оптических изображений дугового разряда в вакууме с помощью
электронно-оптического преобразователя с варьируемым временным
разрешением наносекундного диапазона

*С. Г. Давыдов, А. Н. Долгов, М. А. Карпов, А. В. Корнеев,
Д. В. Никишин, А. А. Пшеничный, Р. Х. Якубов*

89

Пикосекундный электронно-оптический диссектор со скрещенной разверткой	
<i>С. В. Андреев, Н. С. Воробьев, В. Л. Дорохов, А. И. Заровский, А. С. Комельков, Г. Я. Куркин, О. И. Мешков, А. В. Смирнов</i>	96
Определение размера фокального пятна микрофокусного источника жесткого тормозного излучения	
<i>М. М. Рычков, В. В. Каплин, В. А. Смолянский</i>	101
Магнитобронированная система на основе теплых соленоидов для гироприборов К-диапазона	
<i>М. Д. Проявин, В. Н. Мануилов, И. Г. Гачев, В. В. Маслов, М. В. Морозкин, А. Н. Куфтин, Е. М. Тай, М. Ю. Глявин</i>	106
Акустооптическая дифракция двухцветного излучения на предельной частоте акустической волны	
<i>В. М. Котов, Е. В. Котов</i>	110
Определение скорости распространения волнового пакета в композитных материалах	
<i>Ю. Г. Матвиенко, В. И. Иванов, И. Е. Васильев, Д. В. Чернов, И. В. Мищенко</i>	115

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Экспериментальный комплекс для высокопроизводительного скрининга фотолюминесцентных хемосенсорных материалов	
<i>Г. А. Юрасик, Д. С. Ионов</i>	121
Широкополосный акселерометр для исследования высокочастотных собственных шумов Земли	
<i>А. С. Черепанцев, В. А. Салтыков</i>	130
Применение фазовой коррекции для компенсации артефактов движения в спектральной оптической когерентной томографии	
<i>С. Ю. Ксенофонтов, П. А. Шилягин, Д. А. Терпелов, А. А. Новожилов, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов</i>	136

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Предусилитель для CdHgTe-фотодетектора	
<i>Д. В. Казанцев, Е. А. Казанцева</i>	144

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Суб- и наносекундные диодные источники света

Е. С. Воронай, Ф. А. Ермалицкий, А. Е. Радько, М. П. Самцов 151

Установка для исследования импульсного лазерного воздействия на поверхность материалов

В. С. Жигарьков, Н. В. Минаев, В. И. Юсупов 153

Установка для эффективного микроструктурирования прозрачных материалов

Н. В. Минаев, Е. О. Епифанов, А. Г. Шубный, В. И. Юсупов 155

Генератор для магнитомодуляционного преобразователя слабого магнитного поля

О. Л. Сокол-Кутыловский 157

Экспериментальная установка конусно-лучевого компьютерного томографа для медицинских систем рентгеновской визуализации

*А. К. Авакян, И. Л. Дергачева, А. А. Еланчик, Д. Ю. Коровкин,
Т. А. Крылова, Т. К. Лобжанидзе, С. А. Полихов, В. П. Смирнов* 159

Ассистивный программно-аппаратный комплекс “Стерх” для осуществления взаимодействия между обездвиженным пациентом и персональным компьютером

К. Ю. Шелепин, Е. Ю. Шелепин, А. А. Балякова 161

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 163

Правила публикации в ПТЭ 166

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ АМПЛИТУДЫ В.Ч.-НАПРЯЖЕНИЯ НА ДУАНТАХ ЦИКЛОТРОНОВ ЛЯР ОИЯИ ПО КРАЮ СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2020 г. А. Т. Исатов^{a,b,*}, Ю. Г. Тетерев^a, Р. К. Кабытаева^{a,b},
С. В. Митрофанов^a, И. В. Калагин^a

^a Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^b Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева
Казахстан, 010000, Нур-Султан, ул. Сатпаева, 2

*e-mail: issatov@jinr.ru

Поступила в редакцию 29.08.2019 г.

После доработки 29.08.2019 г.

Принята к публикации 09.09.2019 г.

Представлены методика и результаты измерений амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов ЛЯР ОИЯИ по краю спектра тормозного излучения. Измерения спектров тормозного излучения проводились с помощью полупроводникового детектора XR-100T-CdTe фирмы Amptek. Методика опробована на изохронном циклотроне У-400М и применена при пусконаладочных работах циклотрона ДЦ-280 для проведения настройки высокочастотной ускоряющей системы на рабочий режим.

DOI: 10.31857/S0032816220010152

ВВЕДЕНИЕ

В ЛЯР ОИЯИ работают изохронные циклотроны, в которых для ускорения ионов используется высокочастотная ускоряющая система на основе дуантов с четвертьволновыми резонаторами.

Для настройки циклотрона на режим ускорения ионов с минимальными потерями в центральной области (максимальный коэффициент захвата пучка в ускорение) и обеспечения центровки ускоряемого пучка амплитуда в.ч.-напряжения на дуантах должна соответствовать расчетному значению. Прямое измерение амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов методом введения в объемный резонансный контур дополнительных измерительных цепей удобно для оперативной работы, но не дает достоверных результатов. Для получения достоверной информации о напряжении на дуантах измерительные цепи необходимо калибровать. Для калибровки предлагается использовать методику, описанную в [1–4]. Предварительные результаты измерений амплитуды в.ч.-напряжения данным методом на дуантах циклотрона У-400М приведены в работе [5].

Измерение амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов представляет научный и практический интерес, в частности, для подтвержде-

ния результатов расчетов, используемых при проектировании резонансных систем ускорителей [2].

ОПЕРАТИВНЫЙ КОНТРОЛЬ АМПЛИТУДЫ В.Ч.-НАПРЯЖЕНИЯ НА ДУАНТАХ ЦИКЛОТРОНОВ ЛЯР ОИЯИ

Оперативный контроль амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов ЛЯР осуществляется с помощью пикап-электродов, которые расположены сверху и снизу дуантов и установлены в отверстия в плакировке (антидуанте). Например, на циклотроне У-400М установлено 8 пикап-электродов на один дуант: 4 сверху и 4 снизу. Расположение пикап-электродов вблизи дуанта показано на рис. 1.

Пикап-электроды не имеют прямого контакта с дуантами, поэтому проводится измерение наведенного на них напряжения на осциллографе и приборах в системе управления циклотрона. Приборы откалиброваны с помощью высоковольтного электростатического вольтметра, который был подключен непосредственно к дуантам. Диапазон измерения вольтметра составляет от 0.1 до 20 кВ. Экспериментально проводилось несколько измерений соответствия показаний напряжения на пикап-электродах и показаний электростатиче-

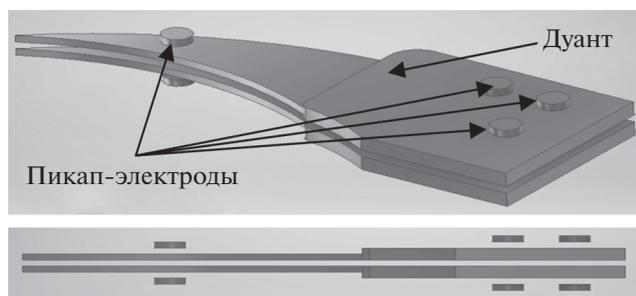


Рис. 1. Расположение пикап-электродов для оперативного контроля амплитуды в.ч.-напряжения на циклотроне У-400М.

ского вольтметра. Результаты калибровки экстраполировались до напряжения 130 кВ.

Этот метод калибровки имеет два основных недостатка: калибровка проводится не во всем диапазоне напряжений на дуанте, а только до 20 кВ, и при прямом контакте электростатического вольтметра с дуантами изменяются характеристики резонансной системы, что приводит к дополнительным погрешностям. Чтобы получить достоверную информацию об амплитуде в.ч.-напряжения на дуантах циклотрона, предложено использовать метод измерения ее по краю спектра тормозного излучения. Он не приводит к изменениям характеристик резонансной системы и позволяет провести измерения во всем диапазоне амплитуд в.ч.-напряжений.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ В.Ч.-НАПРЯЖЕНИЯ НА ДУАНТАХ ЦИКЛОТРОНОВ ПО СПЕКТРУ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В высокочастотном электрическом поле сотни киловольт на сантиметр с поверхности дуантов происходит эмиссия электронов. В электрическом поле они ускоряются. При бомбардировке поверхности дуантов электронами образуется тормозное излучение. Максимальная энергия излучения соответствует амплитуде в.ч.-напряжения резонаторов. Регистрируя спектр данного излучения, можно определить амплитуду в.ч.-напряжения.

Измерение спектра тормозного излучения от дуантов циклотрона проходило через специально изготовленное окно из титановой фольги, центр которого располагался в медианной плоскости с возможностью регистрации излучения из центральной области ускорителя. Толщина фольги — 70 мкм, что позволяло регистрировать рентгеновское излучение с энергией >5 кэВ. Окно устанавливалось как можно дальше от конструктивных элементов, имеющих высокий уровень наведенной активности.

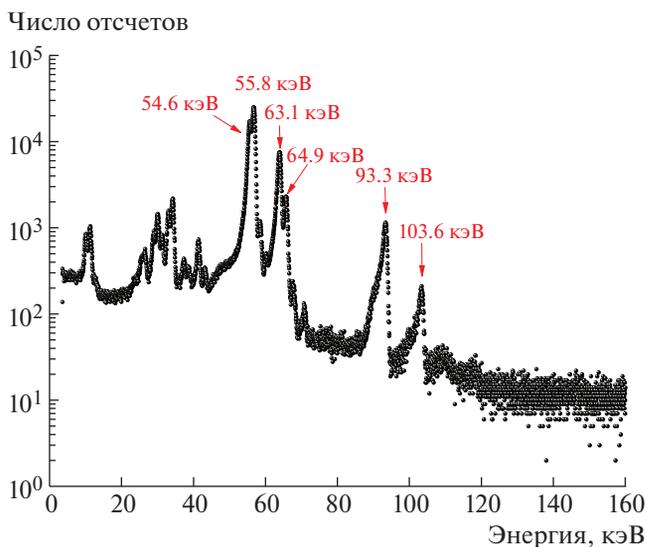


Рис. 2. Измеренный энергетический спектр радиоактивного источника ^{180}Ta детектором XR-100T-CdTe.

Измерения спектров тормозного излучения проводились с помощью полупроводникового детектора XR-100T-CdTe с зарядочувствительным предусилителем фирмы Amptek. Размеры детектора — 5×5 мм, толщина 1 мм. Для оцифровки сигнала с детектора использован модуль цифровой обработки сигнала PX5 с многоканальным анализатором и источником питания детектора той же фирмы [6].

Перед измерениями детектор откалиброван с помощью радиоактивного источника ^{180}Ta , испускающего излучение с пиковыми энергиями 54.6, 55.8, 63.1, 64.9, 93.3 и 103.5 кэВ. Энергетическое разрешение детектора составило 1.1 кэВ для энергии 103.6 кэВ (рис. 2).

ИЗМЕРЕНИЕ АМПЛИТУДЫ В.Ч.-НАПРЯЖЕНИЯ НА ДУАНТАХ ЦИКЛОТРОНА У-400М

Методика измерения в.ч.-напряжения на дуантах циклотрона по спектру тормозного излучения опробована на изохронном циклотроне У-400М. Циклотрон имеет четыре ускоряющих дуанта. Диапазон частот ускоряющего напряжения У-400М: 11.5–24 МГц, расчетное значение амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах составляет 130 кВ. Измерения проводились при следующих частотах резонансной системы: 12.8, 13.317, 15.012, 15.1 и 17.5 МГц. Для калибровки измерялись спектры тормозного излучения при трех разных напряжениях на дуантах, соответствующих следующим показаниям пикап-электродов: 8.3, 9.2 и 10 В. На рис. 3 приведены спектры тормозного излучения, полученные при калибровке в.ч.-напряжения одного из дуантов при частоте 15.1 МГц.

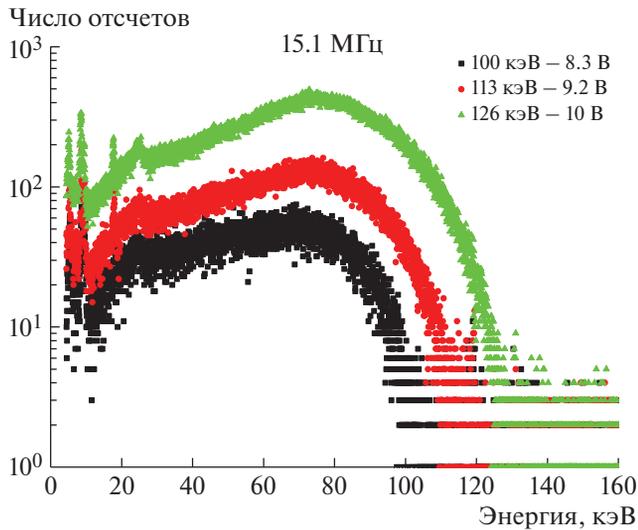


Рис. 3. Спектры тормозного излучения от дуанта циклотрона У-400М при частоте резонансной системы 15.1 МГц. Указаны значения максимальных энергий тормозного излучения, измеренные полупроводниковым детектором, и соответствующие значения напряжений на пикап-электродах.

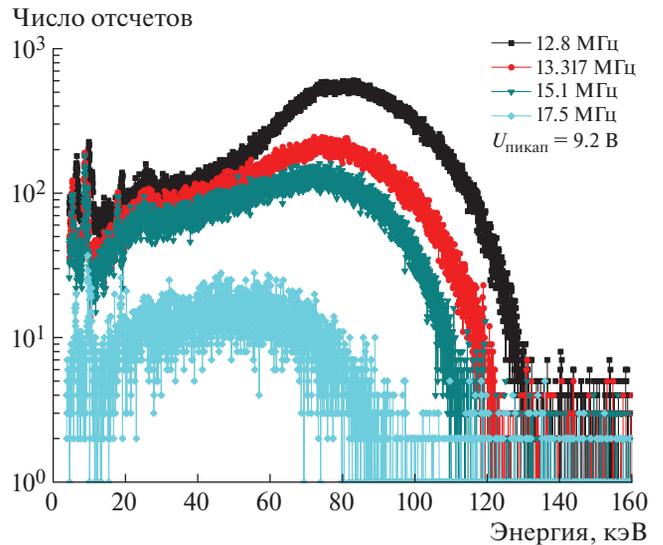


Рис. 4. Спектры тормозного излучения от дуанта циклотрона У-400М при разных частотах резонансной системы при напряжении по пикап-электроду 9.2 В.

На рис. 4 представлены результаты калибровки при разных частотах и напряжениях, измеренном на пикап-электродах 9.2 В. Показано, что система контроля напряжений на дуантах с помощью пикап-электродов чувствительна к частоте резонансной системы. Например, при частотах резонансной системы 12.8 и 17.5 МГц реальные напряжения на дуантах отличаются в 1.5 раза.

По результатам измерений построены зависимости напряжений на пикап-электродах $U_{\text{пикап}}$ от максимальных энергий тормозных спектров $E_{\text{макс}}$ для разных частот (рис. 5) и получен график калибровки показаний пикап-электродов от частоты резонансной системы для циклотрона У-400М (рис. 6), где коэффициент k – отношение измеренной максимальной энергии тормозного излучения от дуантов к соответствующему значению напряжения, измеренного при калибровке с помощью электростатического вольтметра.

Точное определение максимальной энергии спектра тормозного излучения было затруднено из-за наличия радиационного фона (рис. 7) от наведенной активности на элементах циклотрона, а также из-за нестабильной работы резонансной системы при работе на высоких напряжениях, сопровождающейся пробоями напряжения.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОРМОЗНОГО СПЕКТРА ПРОГРАММНЫМ ПАКЕТОМ FLUKA

Для более точного определения максимальной энергии спектра тормозного излучения проведено

моделирование данного процесса с помощью программного пакета FLUKA 2011.2x.4 [7, 8], основанного на использовании метода Монте-Карло. В моделировании в качестве источника излучения рассматривался пучок электронов с энергией, соответствующей максимальному ускоряющему напряжению.

На основании проведенных расчетов с помощью программного пакета FLUKA определены максимальные энергии для всех измеренных спектров тормозного излучения. Таким образом, сравнение расчетного спектра с измеренным спектром тормозного излучения позволяет определить мак-

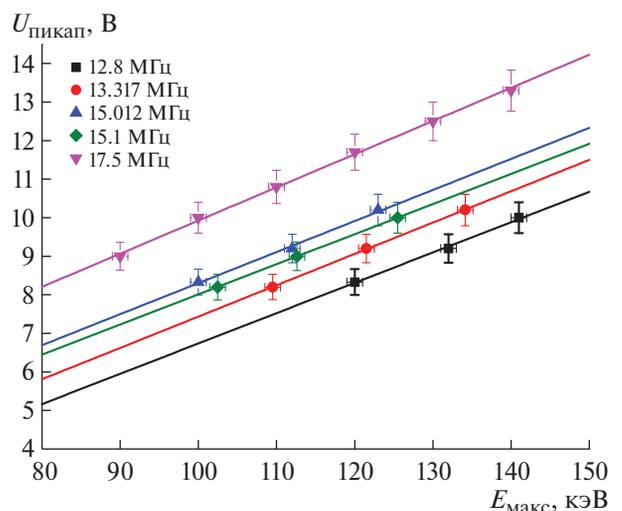


Рис. 5. Зависимость напряжений $U_{\text{пикап}}$, измеренных пикап-электродами, от максимальной энергии тормозного спектра $E_{\text{макс}}$ для разных частот.

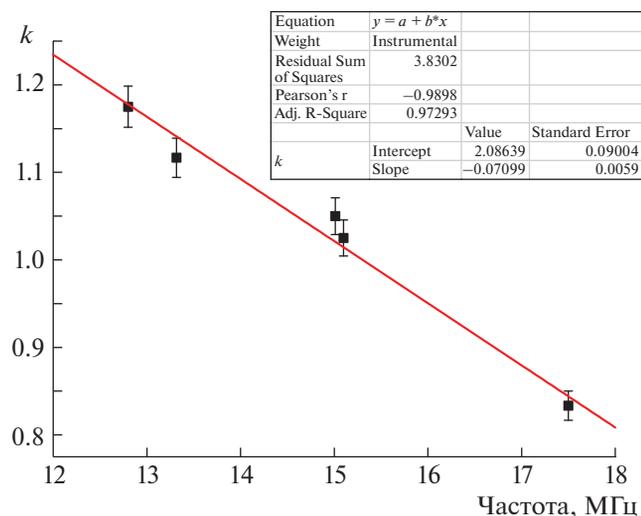


Рис. 6. График калибровки показаний пикап-электродов от частоты резонансной системы для циклотрона У-400М.

симальную энергию с точностью ± 2 кэВ. На рис. 8 представлено сравнение расчетного спектра тормозного излучения ($E_{\text{электрон}} = 140$ кэВ) с измеренным спектром.

ИЗМЕРЕНИЕ АМПЛИТУДЫ В.Ч.-НАПРЯЖЕНИЯ НА ЦИКЛОТРОНЕ ДЦ-280

Циклотрон тяжелых ионов ДЦ-280 обеспечивает получение ускоренных пучков ионов с соотношением массового числа A к заряду иона Z от 4 до 7 и массовым числом 20–238. Циклотрон имеет два ускоряющих дуанта. Энергия ускоренных пучков достигает 4–8 МэВ/нуклон, при этом интенсивность пучка > 10 мкА частиц для всех ионов с массовым числом < 50 . Диапазон частот ускоряющего напряжения варьируется от 7.32 до 10.38 МГц при амплитуде напряжения до 130 кВ [9].

Разработанная методика измерения амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов позволила отказаться от электростатического метода калибровки при пусконаладочных работах циклотрона ДЦ-280. При калибровке приборов измерения напряжения на пикап-электродах использовался метод измерения амплитуды в.ч.-напряжения по краю спектра тормозного излучения. Измерения проведены при частотах резонансной системы 8.5 и 9 МГц на каждом из дуантов, так как они являются автономными. Для этого изготовлены два окна из титановой фольги толщиной 70 мкм, расположенные на вакуумной камере циклотрона симметрично друг против друга.

Спектры тормозного излучения измерены при различных значениях напряжений на пикап-электродах. На рис. 9 приведены спектры тормозного излучения от дуанта № 2 при частоте 9 МГц.

Число отсчетов

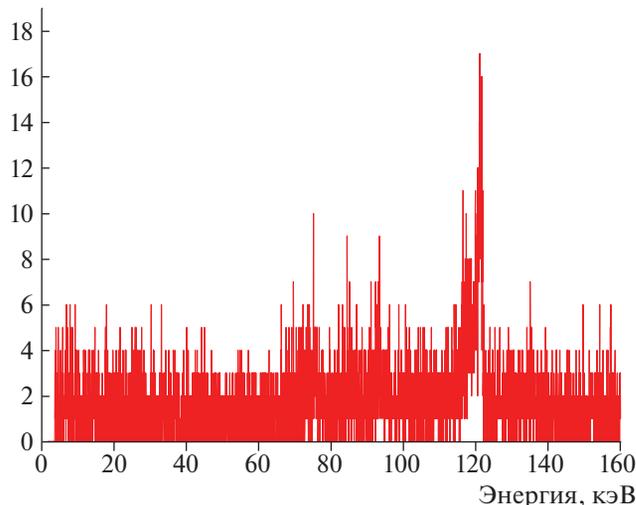


Рис. 7. Спектр радиационного фона от наведенной активности элементов циклотрона У-400М.

В процессе измерения амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах № 1 и № 2 замечены расхождения напряжений на дуантах при одинаковых показаниях по пикап-электродам, связанные, предположительно, с различными электрическими свойствами пикап-электродов. С помощью данной методики резонансная система циклотрона ДЦ-280 была настроена на режим одинаковых амплитуд в.ч.-напряжения.

Число отсчетов

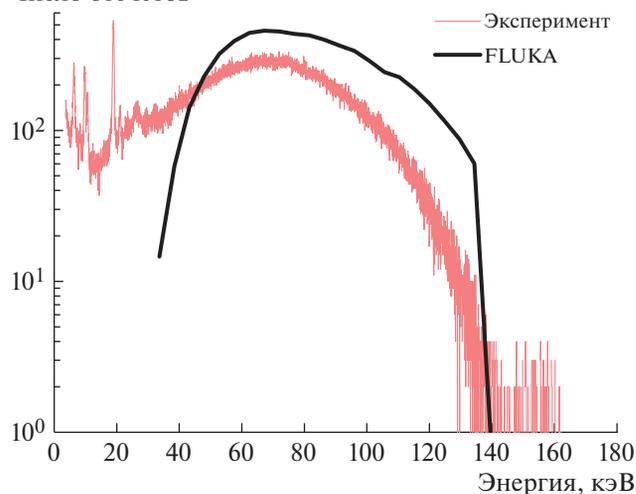


Рис. 8. Сравнение расчетного спектра тормозного излучения ($E_{\text{электрон}} = 140$ кэВ) с измеренным спектром.

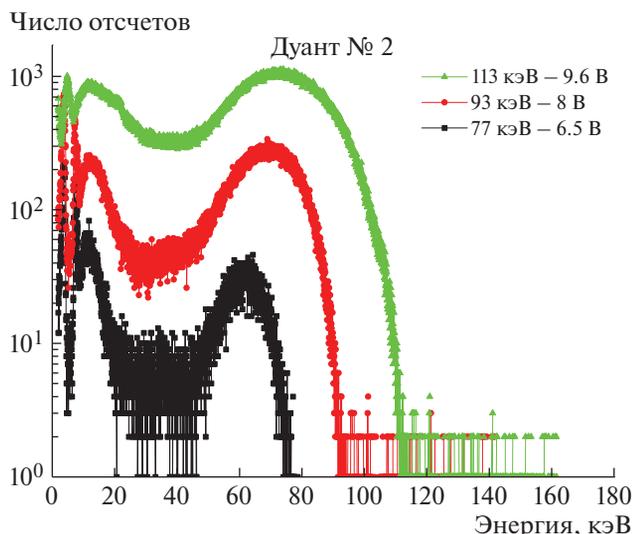


Рис. 9. Спектры тормозного излучения от дуанта № 2 при частоте резонансной системы 9 МГц. Указаны значения максимальных энергий тормозного излучения, измеренные полупроводниковым детектором, и соответствующие значения напряжений на пикап-электродах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения амплитуды в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов ЛЯР ОИЯИ путем измерения спектра тормозного излучения. Измерения проводились на циклотронах У-400М и ДЦ-280.

Получен график калибровки показаний пикап-электродов от частоты резонансной системы для циклотрона У-400М. Показано, что схема измерения напряжения пикап-электродами чувствительна к частоте.

Проведено моделирование тормозного спектра с помощью программного пакета FLUKA для точного определения максимальной энергии спектра тормозного излучения. Сравнение расчетного спектра с измеренным спектром тормозного излучения позволяет определить амплитуду в.ч.-напряжения на дуантах циклотронов с точностью

± 2 кВ. Полученная точность измерений полностью отвечает поставленным требованиям. Например, допустимая абсолютная погрешность измерений амплитуды в.ч.-напряжения для циклотрона ДЦ-280 составляет не более 5%.

Разработанная методика позволила отказаться от метода калибровки высоковольтным электростатическим вольтметром. При пусконаладочных работах циклотрона ДЦ-280 оперативные измерения напряжения резонансной системы были откалиброваны с помощью данной методики, и с ее помощью проведена настройка на режим одинаковых амплитуд в.ч.-напряжения на каждом из дуантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bednarek A., Kownacki J., Sura J., Bracha T., Kalisiewicz W., Morozouicz Z., Paprzycki B., Sosnowski K.* // HIL Annual Report. 2010. p. 21.
2. *Sumit Som, Sudeshna Seth, Aditya Mandal, Saikat Paul, Anjan Dutttagupta* // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 023303. <https://doi.org/10.1063/1.4789784>
3. *Duke J.P., Letchford A.P., Findlay D.J.S* arXiv:physics/0008024v3
4. *Zheng Q.W., Zhang S.H., Gao Y.H., Yu Q., Yu M.F.* // Proceedings of the Second Asian Particle Accelerator Conference. 2001. P. 601.
5. *Issatov A.T., Kabytayeva R.K., Ivanenko I.A., Kalagin I.V., Mitrofanov S.V., Teterev Yu.G.* // Proceedings of XXVI Russian Particle Accelerator Conference. 2018. P. 214. <https://doi.org/10.18429/JACoW-RUPAC2018-TUP-SA31>
6. XR-100T-CdTe. <http://amptek.com/products/xr-100cdte/>
7. *Böhlen T.T., Cerutti F., Chin M.P.W., Fassò A., Ferrari A., Ortega P.G., Mairani A., Sala P.R., Smirnov G., Vlachoudis V.* // Nuclear Data Sheets. 2014. V. 120. P. 211. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2014.07.049>
8. *Ferrari A., Sala P.R., Fassò A., Ranft J.* CERN-2005-10 (2005). INFN/TC_05/11. SLAC-R-773.
9. *Гульбекян Г.Г., Зарубин В.Б., Карамышева Г.А., Карамышев О.В., Франко Й.* // Письма в ЭЧАЯ. А. 2012. Т. 9. № 8. С. 89. http://www1.jinr.ru/Pepan_letters/panl_2012_8/07_gul.pdf

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 620.179.15

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРА
ФОКУСНОГО ПЯТНА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЩЕЛЕВОГО КОЛЛИМАТОРА

© 2020 г. В. Б. Сорокин

*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 12.04.2019 г.

После доработки 12.04.2019 г.

Принята к публикации 06.07.2019 г.

Компьютерная модель источника тормозного излучения на основе бетатрона на энергию 4 МэВ скорректирована по результатам измерений фокуса с использованием новой версии метода щелевого коллиматора. На основе модели выполнен анализ возможных источников погрешности измерений фокуса, что обеспечивает достоверность результатов измерений.

DOI: 10.31857/S0032816219060247

1. ВВЕДЕНИЕ

Источники тормозного излучения (т.и.) на основе электронных ускорителей применяются в медицине, промышленности, в системах безопасности. Их эффективность в значительной мере определяется размером фокусного пятна т.и. и его стабильностью. Необходимым условием усовершенствования источников т.и. является разработка надежного метода определения размеров фокусных пятен.

Методы определения размеров фокусных пятен основаны на анализе распределений дозы в детекторе при введении контрольного объекта между детектором и мишенью ускорителя. Достоверность результатов измерений определяется знанием объективных соотношений между параметрами реализации метода, параметрами распределений квантов т.и. на поверхности мишени и параметрами распределений дозы в детекторе. В этом отношении наиболее активно исследуется метод, в котором в качестве контрольного объекта используется щелевой коллиматор.

Новая версия этого метода, предложенная нами при определении размера фокуса бетатрона на энергию 4 МэВ, описана в [1]. Однако полученные результаты существенно отличались от результатов измерений фокуса этого же бетатрона с использованием предыдущей версии метода [2] и от данных, заявленных производителем.

С целью исключения возможных погрешностей определения размеров фокуса предложен-

ным нами методом было проведено дополнительное исследование метода с учетом результатов эксперимента.

2. ОБОСНОВАНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДА

Общая схема метода определения размера фокуса с применением щелевого коллиматора приведена на рис. 1.

Пучок электронов, ускоренных в бетатроне или линейном ускорителе до энергии E , падает в вакууме на мишень толщиной t из металла с высо-

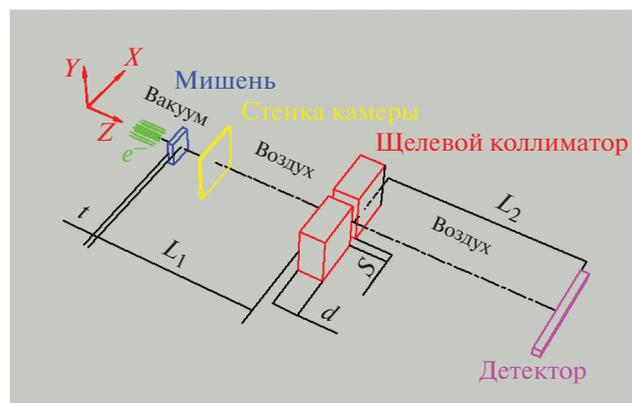


Рис. 1. Схема реализации метода измерения размера фокусного пятна т.и. с применением щелевого коллиматора.

ким атомным номером, вольфрама или тантала (см. рис. 1). Электроны при взаимодействии с атомами материала мишени испытывают ионизационные и радиационные потери энергии и рассеиваются с образованием вторичных электронов. Кванты т.и., генерируемые 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 с разной энергией под разными углами. 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 соответственно моноэнергетическим и мононаправленным, особенно излучение бетатронов. Это позволяет смоделировать с достаточной точностью энергетические и угловые распределения электронов и квантов т.и. после мишени. Однако отсутствие информации о распределении ускоренных электронов на облучаемой ими поверхности мишени не позволяет смоделировать с необходимой точностью распределение электронов и квантов т.и. по поверхности мишени, т.е. определить размер фокуса т.и.

Для экспериментального определения параметров распределения квантов т.и. на поверхности мишени на оси пучка т.и. на расстоянии L_1 от мишени устанавливают контрольный объект в виде щелевого коллиматора толщиной d с зазором S , а на расстоянии L_2 от него — детектор т.и. Ориентация щелевого коллиматора и детектора относительно ускорителя задает направление измерения фокусного пятна т.и.

Выходящие из мишени электроны относительно малых энергий поглощаются стенкой стеклянной ускорительной камеры практически без генерации т.и., а т.и. мишени проходит через стенку камеры и воздух на щелевой коллиматор. Часть т.и. попадает на детектор через зазор щелевого коллиматора без взаимодействия с его материалом. Остальное т.и. взаимодействует с материалом щелевого коллиматора, частично поглощаясь в нем и испытывая рассеяние с образованием вторичных электронов, которые также рассеиваются, излучают кванты т.и. и теряют энергию на ионизацию атомов материала коллиматора. При этом детектор дополнительно облучается квантами т.и., выходящими из различных частей поверхности коллиматора.

Наблюдаемое распределение дозы в детекторе при достаточно малых зазорах коллиматора нор-

мальное на фоне, обусловленном излучением из материала коллиматора. Исходя из этого полагаем, что распределение квантов на поверхности мишени тоже нормальное.

Основная проблема при измерении фокуса т.и. заключается в установлении связи между параметрами распределения дозы в детекторе и параметрами распределения квантов на поверхности мишени.

Предыдущая версия метода предполагает выделение в распределении дозы в детекторе при произвольном размере зазора коллиматора бестеневых и полутеневых участков, возникающих при прохождении излучения через зазор коллиматора без взаимодействия с его материалом, на основе геометрических условий регистрации т.и. из ограниченного участка поверхности мишени [2]. При таком подходе размер фокуса т.и. бетатрона на 4 МэВ с танталовой мишенью толщиной $t = 0.6$ мм составил 0.17 мм. Убедительных доказательств объективности результатов этой реализации приведено не было.

Новая версия метода определения размера фокуса, представленная в [1], основана на предварительном компьютерном моделировании прохождения излучения ускорителя через структуру “мишень—щелевой коллиматор—детектор” (см. рис. 1) в широком диапазоне пространственно-энергетических распределений электронов в падающем на мишень пучке и параметров щелевого коллиматора.

Моделирование распределений дозы в детекторе при упрощенных одномерных распределениях электронов, узких нормальных в плоскости ускорения и равномерных в нормальном к ней направлении, показало наличие минимумов производных зависимостей ширин распределений доз в детекторе от размера зазора щелевого коллиматора. Оказалось, что при зазорах щелевого коллиматора, соответствующих минимуму производной, различие между ширинами распределений доз в детекторе и ширинами распределения квантов на поверхности мишени не превышает 4–6% при энергиях электронов 4–6 МэВ. Примеры такого анализа приведены в [1].

Обнаруженная качественная закономерность при исследовании упрощенной модели была подтверждена экспериментальными измерениями ширин распределений доз в детекторе в плоскости ускорения и в нормальной к ней плоскости. Однако ширина распределения квантов в фокусе бетатрона в плоскости ускорения существенно отличалась от размера, определенного предыдущей версией метода, а в нормальной к ней направлении распределение оказалось широким, но не равномерным, как было принято в упрощенной модели.

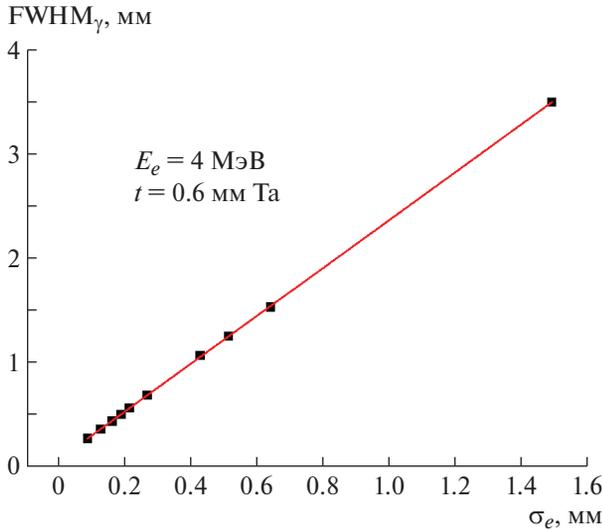


Рис. 2. Зависимость $FWHM_\gamma$ распределений квантов т.и. на поверхности танталовой мишени толщиной 0.6 мм от среднеквадратичного отклонения электронов в пучке с энергией 4 МэВ.

Мощность дозы т.и. ускорителя и параметры детектора вынуждают выполнять измерения при расстояниях L_2 , не равных L_1 , а затем приводить результат к $L_1 = L_2$. В работе [1] это было выполнено так же, как и в [2, 3], исходя из геометрических соотношений.

Для оценки влияния упрощений на определение размера фокуса т.и. бетатрона на 4 МэВ нами дополнительно по результатам экспериментальных измерений проведено моделирование метода с учетом двумерности распределения т.и. на поверхности мишени, проанализированы условия, при которых определен размер, и объективные ограничения результатов измерений.

3. МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА Т.И. НА ОСНОВЕ БЕТАТРОНА НА 4 МЭВ

Результаты измерений фокуса позволили представить модель т.и. бетатрона в виде дифференциального по энергии, координатам и углам выхода из поверхности мишени распределения, соответствующего двумерному распределению электронов в падающем на мишень пучке. Параметры двумерного распределения были определены по модельной зависимости ширины распределения квантов т.и. на поверхности мишени от ширины распределения электронов (рис. 2).

В соответствии с этой зависимостью электронный пучок бетатрона на мишени имеет в плоскости ускорения среднеквадратичное отклонение $\sigma_{ex} = 0.125$ мм, а в нормальном к ней направлении — $\sigma_{ey} = 1.486$ мм.

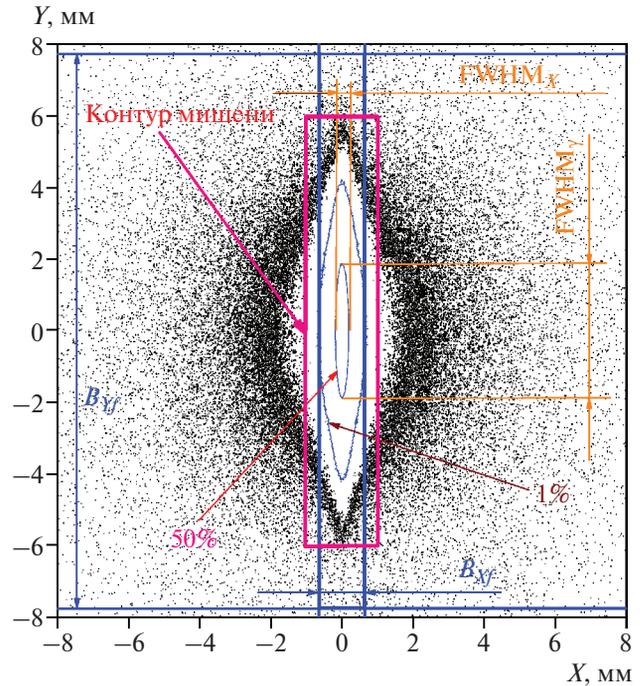


Рис. 3. Модельное распределение квантов т.и. на поверхности мишени.

На рис. 3 приведено распределение квантов на поверхности мишени бетатрона по результатам моделирования при двумерном нормальном распределении электронов. Здесь же показан контур рабочей части реальной мишени бетатрона. Модельное распределение в пределах изолинии 1% хорошо согласуется с размерами мишени ускорительной камеры бетатрона, что подтверждает достоверность результатов определения размеров фокуса.

На рис. 4 приведены распределения квантов по главным осям фокуса, а на рис. 5, 6 — соответственно спектр и угловое распределение квантов, выходящих из фокуса в пределах важного для практики интервала углов до 10° относительно нормали.

4. ВЕРИФИКАЦИЯ КРИТЕРИЕВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРОВ ФОКУСА Т.И.

Согласно предложенной версии метода, при равных расстояниях L_1 от мишени до коллиматора и L_2 от коллиматора до детектора размер фокуса равен $FWHM_d$ нормального распределения дозы в детекторе при зазоре шелевого коллиматора, соответствующем минимуму производной зависимости $FWHM_d(S)$.

Условия эксперимента и свойства детекторов заставляют проводить измерения не при $L_1 = L_2$, а

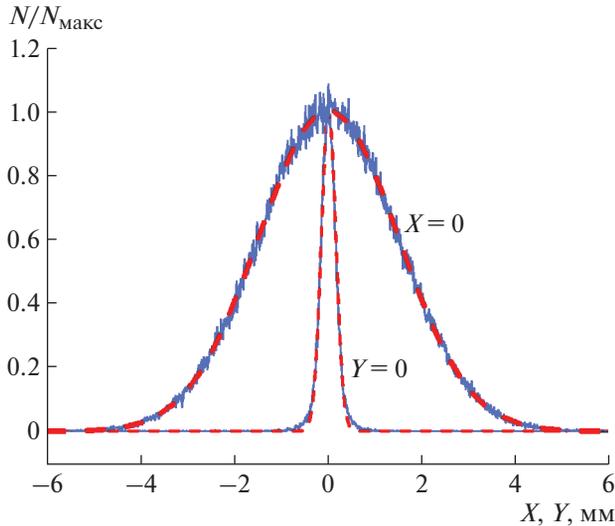


Рис. 4. Распределение квантов т.и. на поверхности мишени по главным осям.

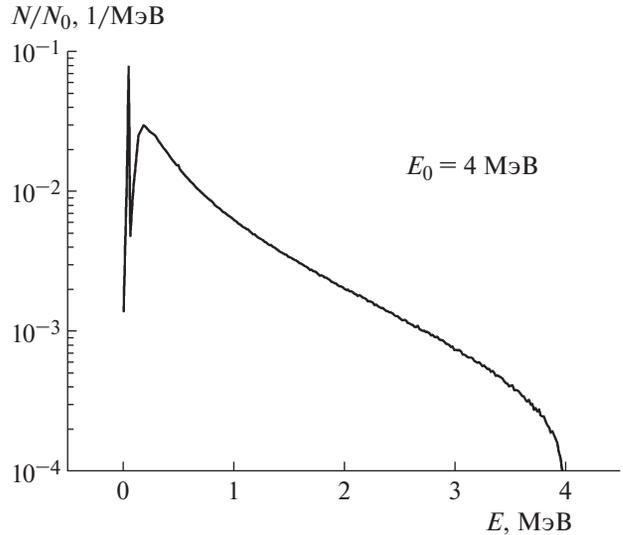


Рис. 5. Спектр т.и. бетатрона на энергию 4 МэВ в интервале углов до 10°.

при $L_2 > L_1$. При этом $FWHM_d^*$, определенные при $L_2 > L_1$, приходится пересчитывать к $L_1 = L_2$.

Соответственно погрешность измерения может возникнуть как при анализе зависимости $FWHM_d(S)$, так и в результате приведения результата анализа к равным расстояниям.

На основе модели т.и. бетатрона проанализированы зависимости $FWHM_d$ распределений дозы в детекторе при различных расстояниях L_1, L_2 .

На рис. 7 приведены зависимости $FWHM_d$ от величины зазора коллиматора S по направлениям X (рис. 7а) и Y (рис. 7б) при одинаковых расстояниях $L_1 = L_2 = 250$ мм.

Искомые $FWHM_{\gamma X}$ и $FWHM_{\gamma Y}$ определены как соответствующие минимумам производных зависимостей $FWHM_d(S)$ при зазорах S_f . Поскольку $L_1 = L_2$, то $FWHM_{\gamma X}$ и $FWHM_{\gamma Y}$ равны соответствующим значениям $FWHM_d^*$, т.е. 0.355 и 3.49 мм. Эти значения практически не отличаются от полученных при измерении размера фокуса бетатрона, что подтверждает достоверность анализа зависимости $FWHM_d(S)$.

Кванты т.и. практически не рассеиваются в воздухе и пересчет обычно проводят [2, 3] исходя из геометрических соотношений (рис. 8), используя коэффициент $K = (L_2 + d/2)/(L_1 + d/2)$. Такой пересчет без обоснования его применимости был использован и в предложенной версии [1].

На рис. 9 приведены зависимости $FWHM_d(S)$ по направлениям X (рис. 9а) и Y (рис. 9б) при $L_1 = 250$ мм, $L_2/L_1 = 1$ и $L_2/L_1 = 3$.

Увеличение расстояния между мишенью и детектором сопровождается увеличением размера

зазора от S_{f1} к S_{f3} , при которых наблюдаются минимумы производных зависимостей $FWHM_d(S)$. При этом приведенная к $L_1 = L_2$ зависимость $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 3)/K$ при $S = S_{f3}$ имеет такое же значение, что и $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 1)$ при $S = S_{f1}$.

Соотношение зависимостей $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 3)/K$ и $FWHM_d(S, L_2/L_1 = 1)$ показывает, что пересчет посредством коэффициента K при других значениях S приводит к дополнительным погрешностям определения размера фокуса, различным в зависимости от $FWHM_{\gamma}$ распределения квантов на поверхности мишени. Т.е. только при зазоре коллиматора, соответствующем минимуму

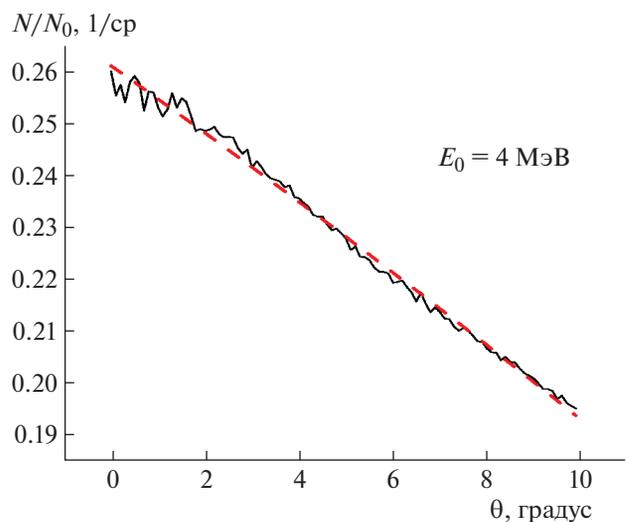


Рис. 6. Угловое распределение квантов т.и. бетатрона на энергию 4 МэВ.

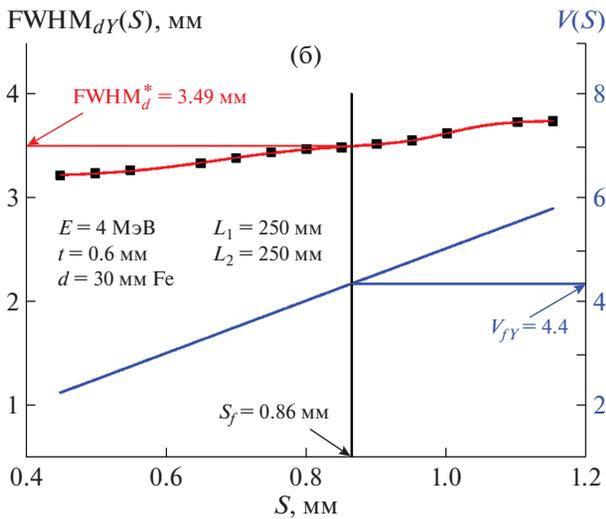
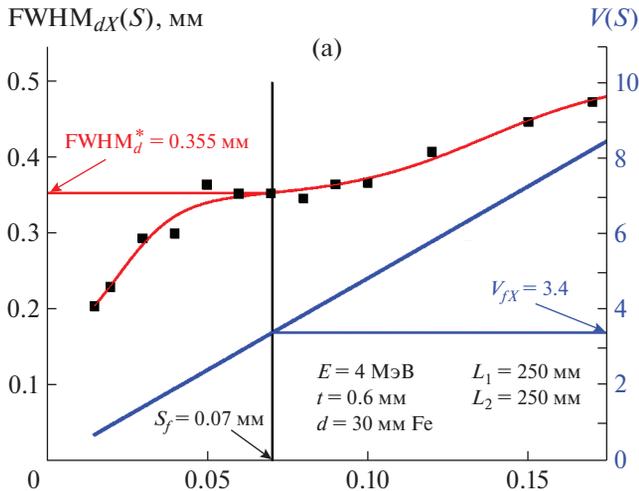


Рис. 7. Модельная зависимость FWHM распределений дозы в детекторе по оси X (а) и Y (б) при облучении мишени пучком электронов с энергией 4 МэВ с двумерным нормальным распределением и зависимость относительного размера V “активной” зоны поверхности мишени от размера S зазора щелевого коллиматора.

производной функции $FWHM_d(S)$, но не случайно выбранном, как в предыдущей версии, можно пользоваться коэффициентом пересчета K .

5. ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ Т.И. ПРИ РАЗНЫХ ЗАЗОРАХ КОЛЛИМАТОРА

Зазор коллиматора определяет условия регистрации т.и. из мишени. Величина зазора S задает размер B “активной” области на поверхности мишени (рис. 10). Кванты т.и., выходящие в пределах этой области, имеют вероятность пройти через зазор коллиматора на детектор без взаимодействия с блоками коллиматора. Такие кванты в основном формируют распределения дозы в де-

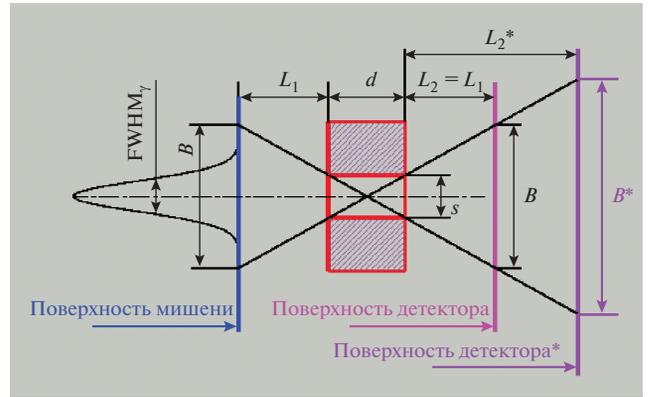


Рис. 8. Геометрия пересчета координат распределений при $L_2 > L_1$ к координатам при $L_2 = L_1$.

текторе, по $FWHM_d$ которых определяется размер фокуса.

При больших зазорах S_I (рис. 10а) “активная” зона шириной B_I включает в себя как область поверхности мишени, в пределах которой выходят кванты т.и., так и сопряженную с ней область, из которой кванты практически не выходят: $B_I \gg 3FWHM_\gamma$.

При зазоре $S_{II} < S_I$ (рис. 10б) через зазор коллиматора без взаимодействия с его блоками проходят кванты из “активной” зоны, размер которой γ близок к размеру области, в пределах которой кванты выходят из мишени: $B_{II} \approx 3FWHM$.

При зазоре $S_{III} < S_{II}$ (рис. 10в) через зазор коллиматора без взаимодействия с его блоками проходят кванты из “активной” зоны, размер которой меньше размера области, в пределах которой кванты выходят из мишени: $B_{III} < 3FWHM_\gamma$.

На рис. 7 показаны зависимости отношений $V_X = B_X / FWHM_{\gamma X}$ и $V_Y = B_Y / FWHM_{\gamma Y}$ от величины зазора S . Значениям $S = S_f$, при которых определены размеры фокуса, соответствуют значения $V = V_f$, которые изменяются в диапазоне от 3.4 до 4.4 в зависимости от величины $FWHM_\gamma$ распределений квантов на поверхности мишени. Т.е. через зазор коллиматора без взаимодействия с его блоками проходят кванты из зоны, размер которой B практически равен размеру области, в пределах которой кванты выходят из мишени.

При уменьшении зазора только кванты из все меньшей области, близкой к плоскости симметрии зазора коллиматора, попадают на детектор (рис. 10б) без взаимодействия с блоками коллиматора, что приводит к быстрому уменьшению $FWHM_d$ распределения дозы в детекторе (см. рис. 7), различному в зависимости от $FWHM_\gamma$ распределения квантов на поверхности мишени. При этом наблюдаемое распределение дозы в детекторе нормальное.

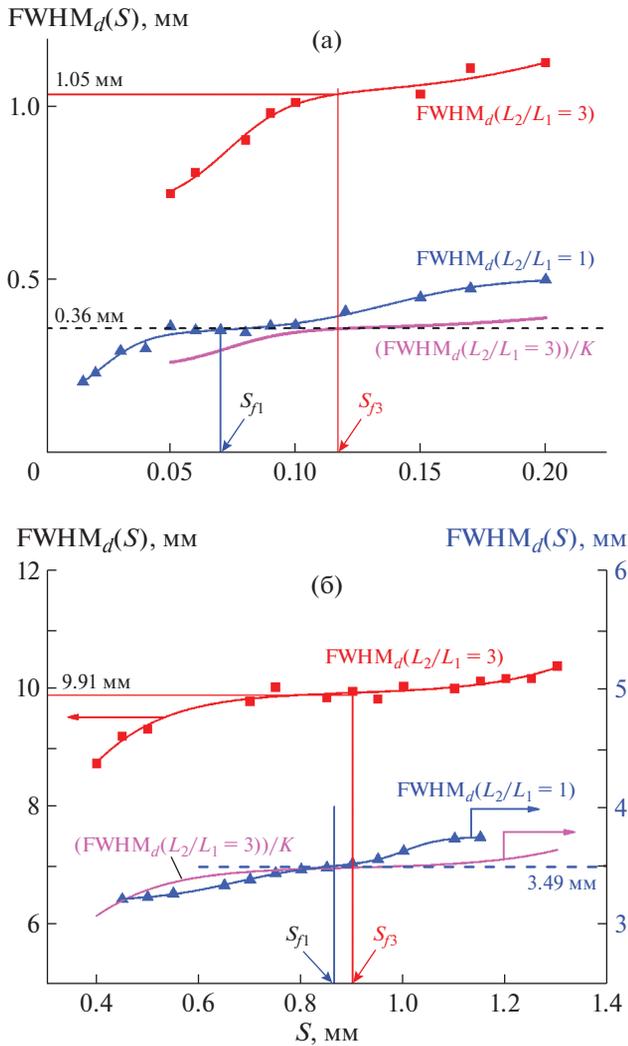


Рис. 9. Модельная зависимость FWHM распределений дозы в детекторе по оси X (а) и Y (б) при облучении мишени пучком электронов с энергией 4 МэВ с двумерным нормальным распределением при $L_2/L_1 = 3$ и сравнение ее пересчитанной копии с аналогичной зависимостью при $L_2/L_1 = 1$.

На рис. 3 показаны размеры зон B_{Xf} (по X) и B_{Yf} (по Y) на модельном распределении квантов в плоскости поверхности мишени. Граница зоны касается 1%-ной изолинии в направлении X , вдоль которого градиент распределения велик, но значительно отстоит от 1%-ной изолинии в направлении Y , вдоль которого градиент распределения более чем в 10 раз меньше.

Таким образом, в предложенной версии метода результату определения размера фокуса соответствуют особые условия регистрации квантов из фокуса т.и., которые никак не могут быть целенаправленно установлены в предыдущей версии метода щелевого коллиматора.

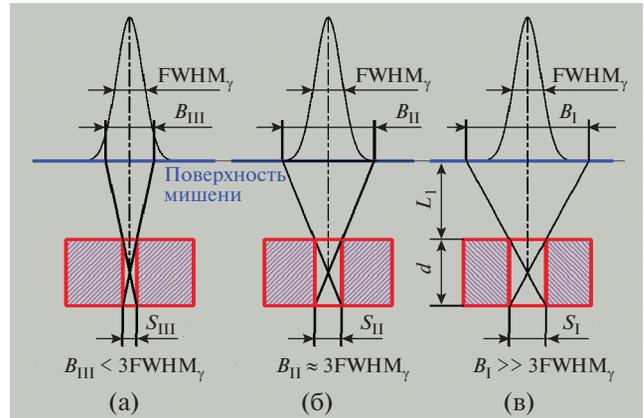


Рис. 10. Геометрические соотношения между размерами B “активной” области и $FWHM_\gamma$ распределения квантов т.и. по поверхности мишени при различных размерах S зазора щелевого коллиматора.

6. УСТОЙЧИВОСТЬ МЕТОДА

Модельное тестирование новой версии метода выполнено в предположении нормального распределения квантов в фокусе. Распределения дозы в детекторе, по которым определяется $FWHM_\gamma$ распределения квантов в фокусе, при малых зазорах тоже нормальные.

Однако особенности формирования электронного пучка на мишень бетатрона и его взаимодействия с мишенью не исключают отклонения формы распределения электронов в пучке от нормальной. Из-за отсутствия детальной информации о распределении электронов на поверхности мишени и средств получения такой информации экспериментально невозможно оценить степень влияния отклонений формы распределения электронов в облучающем мишень пучке от нормальной на результат измерения размера фокуса. Такая оценка получена моделированием взаимодействия с мишенью пучка электронов не с нормальным распределением, а с ограниченным равномерным распределением.

На рис. 11 приведены: распределение электронов с энергией 4 МэВ в пучке, равномерное в пределах ± 0.75 мм от оси пучка, соответствующее распределение квантов т.и. на поверхности танталовой мишени толщиной 0.6 мм и аппроксимация этого распределения квантов нормальным распределением. Распределение квантов существенно отличается от своей нормальной аппроксимации.

На рис. 12 приведены распределения дозы в детекторе при моделировании метода измерения размера фокуса на мишени с распределением квантов на ее поверхности, представленным на

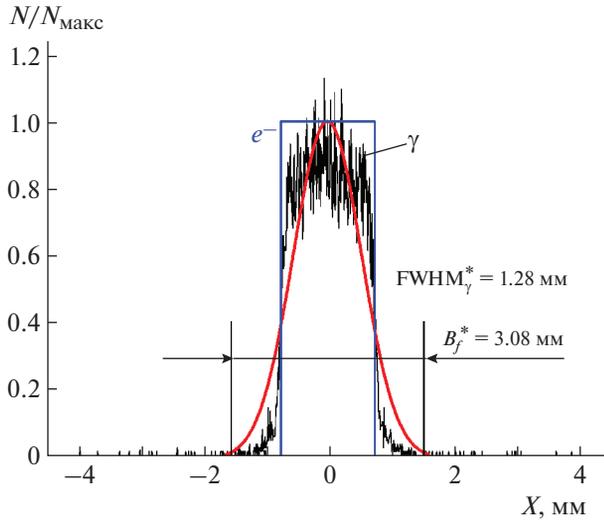


Рис. 11. Модельное ограниченное равномерное распределение электронов в пучке, соответствующее распределение квантов т.и. на поверхности танталовой мишени толщиной 0.6 мм и его виртуальная нормальная аппроксимация.

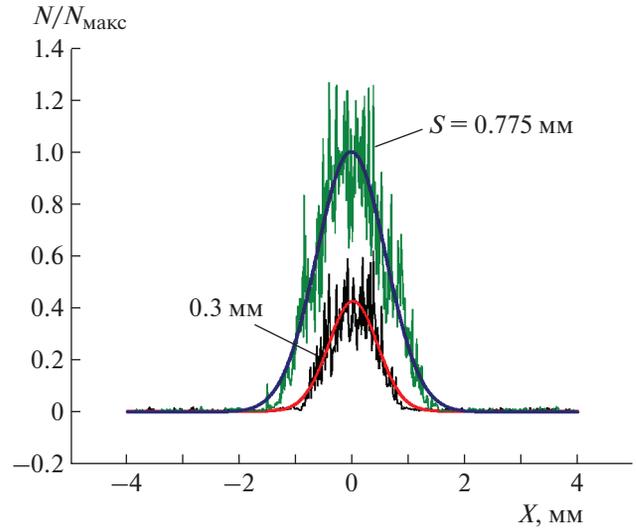


Рис. 12. Распределения дозы в детекторе при разных зазорах коллиматора (цифры у кривых), соответствующие ограниченному равномерному распределению электронов в пучке.

рис. 11, а на рис. 13 – зависимость $FWHM_d(S)$ распределений дозы в детекторе от величины зазора S щелевого коллиматора.

Распределения дозы в детекторе при зазорах как меньше зазора S_f , когда наблюдается минимум производной зависимости $FWHM_d(S)$ (см. рис. 13), так и больше S_f хорошо аппроксимируются нормальными распределениями (см. рис. 12). При этом полученный размер фокуса в виде $FWHM_d(S_f) = 1.2$ мм мало отличается от $FWHM_\gamma^* = 1.28$ мм виртуальной нормальной аппроксимации (см. рис. 11) распределения квантов на поверхности мишени, а размер зоны $B_f^* = FWHM_\gamma^* \cdot V_f$ (см. рис. 13) близок к размеру области, в пределах которой кванты выходят из поверхности мишени.

Это доказывает, что рассматриваемый метод дает результат измерения размера фокусного пятна в виде эффективной величины $FWHM_\gamma$ нормальной аппроксимации действительного распределения квантов на поверхности мишени.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дополнительное компьютерное исследование новой версии метода измерения фокуса на основе модели источника т.и., учитывающей результаты измерений фокуса бетатрона на энергию 4 МэВ, доказательно демонстрируют достоверность результатов измерений. Исследования обосновывают объективную связь результатов измерений с параметрами реализации метода и условиями из-

мерений. Версия исключает случайный выбор параметров, что является основным недостатком предыдущей версии, которым можно объяснить различие результатов измерений фокуса т.и. бетатрона на 4 МэВ при использовании разных версий метода.

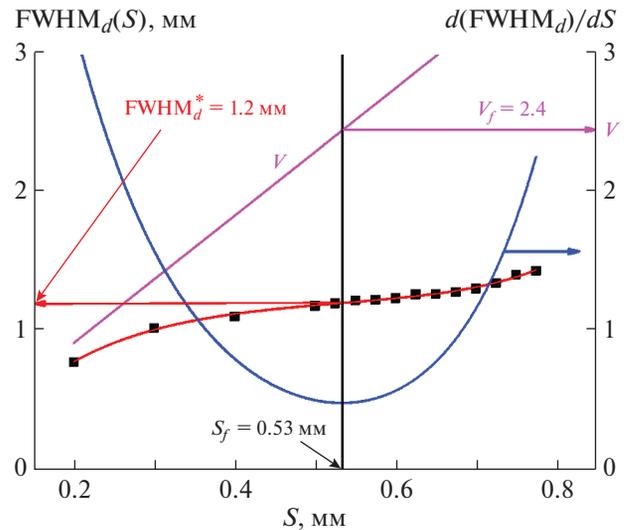


Рис. 13. Модельная зависимость FWHM распределений дозы в детекторе по оси X при облучении мишени пучком электронов с энергией 4 МэВ с ограниченным равномерным распределением электронов в пучке, зависимость ее производной и зависимость относительного размера V “активной” зоны поверхности мишени от размера S зазора щелевого коллиматора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Сорокин В.Б., Луценко А.С., Генцельман В.Г.* // ПТЭ. 2018. № 2. С. 38.
<https://doi.org/10.7868/S0032816218020088>
2. *Sukharnikov K.V., Rychkov M.M., Gentselman V.G.* // Journal of Physics: Conference Series. 2016. V. 671. P. 012058.
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/671/1/012058>
3. *Gambaccini M., Cardarelli P., Taibi A., Franconieri A., Domenico G.D., Marziani M., Barna R.C., Auditore L., Morgana E., Loria D., Trifiro A., Trimarchi M.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research B. 2011. V. 269. P. 1157.
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.316.722.9

НОВАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ПУЧКА
В КАНАЛЕ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ
ИЗ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-3 В КОЛЛАЙДЕР ВЭПП-4М

© 2020 г. Г. В. Карпов^{a,*}, Е. А. Бехтенов^{a,**},
А. Н. Журавлев^{a,***}, П. А. Пиминов^{a,****}

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

*e-mail: G.V.Karpov@inp.nsk.su

**e-mail: E.A.Bekhtenev@inp.nsk.su

***e-mail: A.N.Zhuravlev@inp.nsk.su

****e-mail: P.A.Piminov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 17.06.2019 г.

После доработки 17.06.2019 г.

Принята к публикации 01.07.2019 г.

Обсуждается новая система измерения положения пучка в импульсном транспортном канале от накопителя ВЭПП-3 до коллайдера ВЭПП-4М, обеспечивающая измерение положения и интенсивности пучка электронов или позитронов за один пролет. Для надежной работы экспериментального комплекса необходимо непрерывно контролировать траекторию движения пучка неразрушающим образом, а также измерять возможные потери заряда пучка. В 2018 г. были разработаны, изготовлены и установлены в канале транспортировки новые датчики и новая электроника системы измерения положения пучка, обеспечивающая значительно большую точность по сравнению со старой системой. В новой системе удалось практически полностью избавиться от помех и достичь точности измерений лучше 0.02 мм, что более чем достаточно для оптимальной настройки оптики канала и достижения высокой эффективности перепуска. Описывается конструкция датчика, структура и основные особенности построения электроники, анализируется точность измерений, приведены некоторые результаты работы новой системы в канале.

DOI: 10.31857/S0032816219060211

ВВЕДЕНИЕ

Накопитель ВЭПП-4М [1] предназначен для проведения экспериментов на встречных электрон-позитронных пучках, пучках синхротронного излучения и выведенных γ -квантов в области энергий от 1 до 5 ГэВ. В качестве бустера для ВЭПП-4М используется накопитель ВЭПП-3, в котором два ступка электронов или позитронов ускоряются до энергии 1–1.9 ГэВ. Ускоренные пучки переводятся в ВЭПП-4М через канал транспортировки длиной ~60 м (рис. 1).

Оптика транспортного канала является достаточно сложной, в том числе из-за трехмерной геометрии канала — накопителя ВЭПП-3 и ВЭПП-4М расположены в разных плоскостях с перепадом высот ~4 м. Так как в ВЭПП-4М электроны и позитроны движутся по одной магнитной дорожке навстречу друг другу, финальная часть транспортного канала разделяется на две ветки — электронную и позитронную, каждая из которых осуществляет поворот на 90° в горизонтальной

плоскости и 14° в вертикальной. Из-за разной геометрии траекторий для электронов и позитронов оптика транспортного канала также различна для каждого типа частиц.

Питание магнитных элементов транспортного канала — импульсное, что является причиной появления сильных помех. Цикл работы накопителя ВЭПП-3, включающий в себя накопление частиц, их ускорение и перепуск, составляет ~15 мин. В связи с этим крайне важно иметь к.п.д. перепуска не ниже 90%, вследствие чего к надежности работы всех систем транспортного канала предъявляются жесткие требования.

Одной из ключевых систем является система измерения положения пучка, позволяющая измерять траекторию пучка вдоль канала, а также возможные потери интенсивности пучка. Требуемая точность измерения координат ~0.1 мм, заряда пучка ~5% в диапазоне 2–40 нКл. Система используется и как инструмент при настройке оптики транспортного канала, и при регулярной рабо-

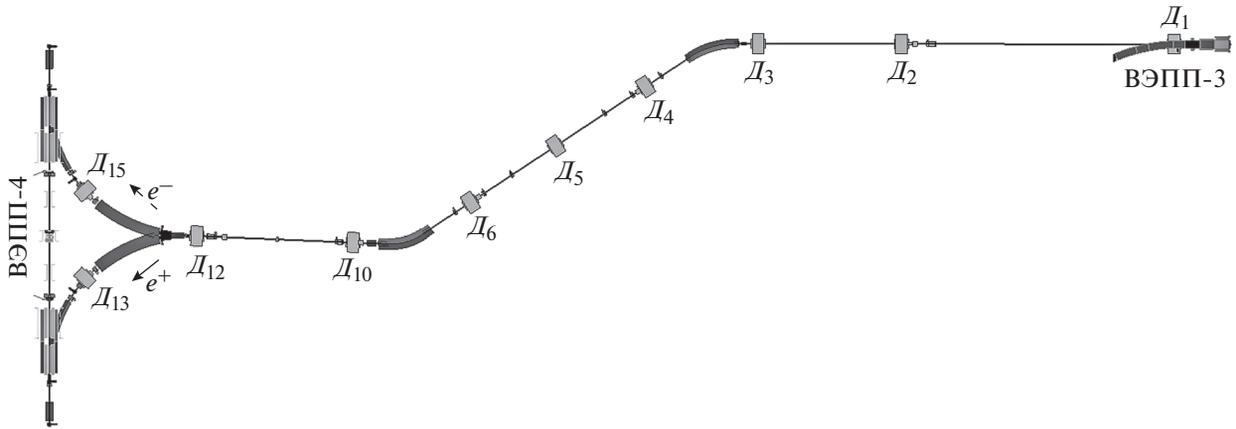


Рис. 1. Положение датчиков в канале транспортировки.

те в качестве контроля стабильности работы всех систем.

В процессе настройки оптики канала участвует также система измерения положения пучка накопителя ВЭПП-4М [2], включающая в себя 54 датчика и работающая в пооборотном режиме. Она позволяет наблюдать амплитуды и частоты колебаний пучка, раскогеренирование колебаний, искажение замкнутой орбиты, потери интенсивности пучка и т.д. Запуск пооборотных измерений положения пучка в накопителе и запуск измерений в транспортном канале осуществляются от одного импульса синхронизации.

Старая система измерения положения пучка [3] в транспортном канале не позволяла обеспечить требуемую точность измерений, главным образом, из-за высокого уровня помех, наводимых на датчики и электронику. Основным источником помех в канале являются быстрые кикеры –

инфлектор и дефлектор, на которые при перепуске пучка подаются импульсы напряжения гауссовой формы длительностью 60–80 нс (по уровню 0.5) и амплитудой до 25 кВ. Новая система, разработанная в ИЯФ им. Г.И. Будкера, позволяет измерять положение пучка с точностью лучше 0.02 мм, что с достаточным запасом удовлетворяет предъявляемым к ней требованиям.

Таких результатов удалось достичь благодаря нескольким ключевым решениям, заложенным в новой системе. Во-первых, вместо старых датчиков тока изображения [3] были использованы плосковые датчики, более устойчивые к помехам. Во-вторых, в новой электронике для измерения выделена часть спектра сигнала в полосе частот 136–144 МГц, где помехи очень слабы. В старой системе использовалась низкочастотная часть спектра, 0.1–20 МГц, где уровень помех максимален. В-третьих, для компенсации неодинаковости и нестабильности коэффициентов передачи каналов обработки сигналов с датчика использована специальная схема калибровки.

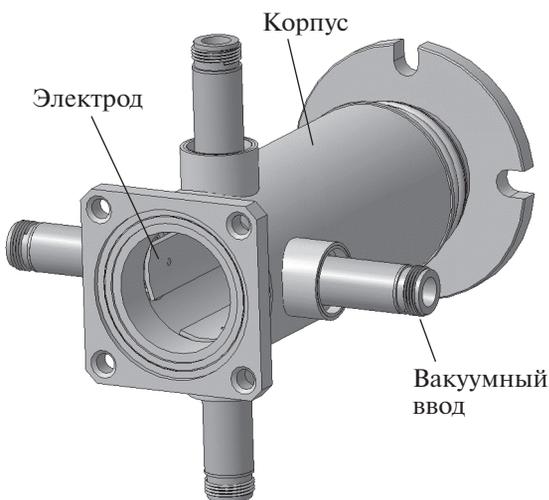


Рис. 2. Датчик положения пучка полоскового типа.

ДАТЧИКИ ПОЛОЖЕНИЯ ПУЧКА

Датчик положения пучка состоит из цилиндрического корпуса, являющегося частью вакуумной камеры, и четырех электродов, представляющих собой короткозамкнутые на одном из концов 50-омные полосковые линии длиной 95 мм (рис. 2). Другие концы линий, на которых появляется сигнал от пучка, выведены на разъемы N-типа. Два электрода расположены в горизонтальной плоскости, два – в вертикальной.

Расчетный спектр сигнала с электрода датчика с учетом реальной длины пучка ~10 см показан на рис. 3. Там же показана та область спектра, которая используется в данной системе при обработке сигнала.

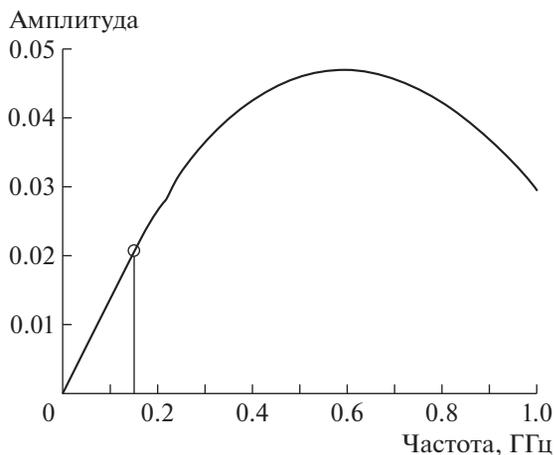


Рис. 3. Расчетный спектр сигнала с электрода пикапа при длине пучка 10 см.

Принцип работы системы основан на измерении амплитуд сигналов U_i с четырех электродов датчика, по соотношению которых затем вычисляются поперечные координаты пучка в соответствии со следующими формулами:

$$X = G_X \frac{U_4 - U_2}{U_4 + U_2} - X_0; \quad Y = G_Y \frac{U_1 - U_3}{U_1 + U_3} - Y_0. \quad (1)$$

Здесь G_X , G_Y – горизонтальный и вертикальный геометрические факторы, составляющие для всех датчиков около 10 мм. Постоянные X_0 и Y_0 описы-

вают геодезическое смещение датчика относительно расчетной траектории пучка и смещение нуля самого датчика.

Помимо поперечных координат пучка, по сумме сигналов с электродов датчика можно с точностью 3–5% измерить заряд пучка.

Всего в канале транспортировки из ВЭПП-3 в ВЭПП-4 установлено 10 полосковых датчиков. Положение датчиков в канале показано на рис. 1.

ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ

На рис. 4 представлена функциональная схема электроники. Она состоит из четырех идентичных аналоговых каналов, вентиляльной матрицы FPGA, схемы калибровки и Ethernet интерфейса. Каждый аналоговый канал включает в себя усилитель с регулируемым коэффициентом усиления УРУ, полосовой фильтр ПФ и аналого-цифровой преобразователь АЦП.

УРУ обеспечивает регулировку коэффициента передачи аналогового канала в диапазоне 0–28 дБ, что позволяет при разных зарядах перепускаемого пучка в диапазоне 2–40 нКл обеспечить “комфортную” амплитуду сигнала на входе АЦП, составляющую от 30 до 70% его максимальной шкалы (± 1 В). УРУ состоит из цепочки усилительных блоков типа ADL5535 фирмы Analog Devices и регулируемых аттенуаторов типа PE4305 фирмы Peregrine Semiconductor.

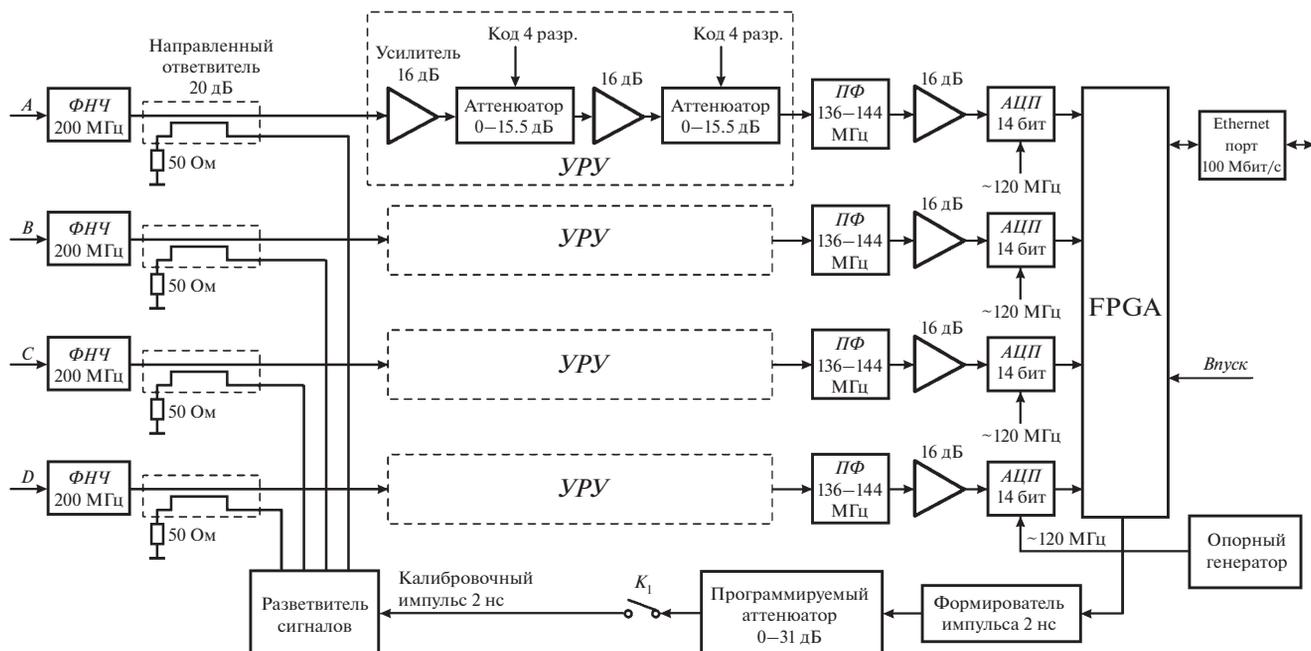


Рис. 4. Функциональная схема электроники системы измерения положения пучка. УРУ – усилитель с регулируемым усилением; ФНЧ – фильтр нижних частот; ПФ – полосовой фильтр; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; FPGA – вентиляционная матрица.

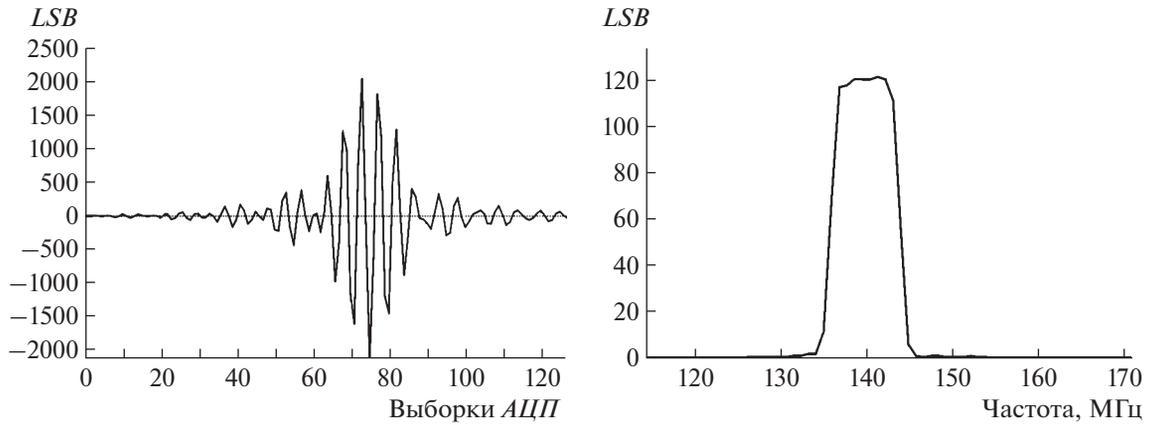


Рис. 5. Сигнал от пучка (слева) и его спектр (справа) на выходе полосового фильтра.

Усилительные блоки ADL5535 имеют фиксированное усиление ~ 16 дБ в полосе частот 20–1000 МГц, хорошие шумовые характеристики (коэффициент шума ~ 3 дБ), относительно высокую температурную стабильность коэффициента усиления ($\sim 3 \cdot 10^{-4}/^\circ\text{C}$) и хорошую линейность амплитудной характеристики ($\text{OIP3} \approx 45$ дБм, $\text{P1dB} \approx 19$ дБм). Последний параметр важен для минимизации зависимости результата измерения от заряда пучка. Атенюаторы PE4305 имеют диапазон регулировки 0–15.5 дБ с шагом 0.5 дБ и управляются 4-разрядным цифровым кодом. Коэффициент передачи всего аналогового канала задается 8-разрядным кодом усиления K_y .

Ключевым элементом аналогового канала является узкополосный полосовой фильтр на основе поверхностных акустических волн типа ТВ0320А фирмы Golledge. Полоса пропускания данного фильтра по уровню -3 дБ составляет 136–144 МГц. Такая узкая полоса фильтра позволяет растянуть сигнал по времени до ~ 180 нс, что при частоте выборок АЦП ~ 120 МГц делает практически независимым результат измерения от соотношения между моментами пролета пучка и моментами выборок АЦП. Основная мощность помех в канале лежит в диапазоне частот 0–100 МГц, вблизи частоты 140 МГц уровень помех крайне мал. В связи с этим применение данного фильтра позволяет практически полностью исключить влияние помех на точность измерений. Вид сигнала от пучка и его спектр на выходе ПФ показаны на рис. 5.

14-разрядный АЦП типа AD9246BCPZ-125 фирмы Analog Devices преобразует сигнал в цифровой вид с частотой выборок ~ 120 МГц. Далее сигнал в цифровом виде поступает в вентильную матрицу EP3C40Q240 фирмы Altera, где записывается в ее внутреннюю память. Запись в память начинается по приходу внешнего синхроимпульса *Впуск*, связанного с моментом перепуска пучка.

Окончательная обработка сигнала осуществляется в компьютере и включает в себя умножение массива сигнала на “окно” гауссовой формы и длительностью, примерно равной длительности самого сигнала, что по своему воздействию близко к “оптимальной” фильтрации [4], а также нахождение мощности сигнала.

СХЕМА КАЛИБРОВКИ

Неодинаковость коэффициентов передачи аналоговых каналов при разных кодах, записываемых в аттенюаторы, может достигать 1.5 дБ, что соответствует сдвигу нуля, вызванному электроникой, 0.7 мм. Для компенсации этого сдвига нуля в принципе можно было бы откалибровать аналоговую электронику с помощью тестовых сигналов с генератора импульсов, составив в результате таблицу поправочных коэффициентов для каждого кода усиления K_y . Проблема в том, что существует значительная температурная нестабильность коэффициентов передач аналоговых каналов, причем наибольшую нестабильность вносят полосовые фильтры на поверхностных акустических волнах (ПАВ).

Для компенсации неодинаковости и нестабильности коэффициентов передачи аналоговых каналов использована схема калибровки, которая включает в себя формирователь калибровочного импульса длительностью ~ 2 нс, программируемый аттенюатор с диапазоном регулировки ослабления 0–31 дБ, ключ K_1 , разветвитель сигналов и 4 направленных ответвителя (см. рис. 4). На этапе калибровки импульс длительностью ~ 2 нс и амплитудой, зависящей от кода усиления, через разветвитель типа SCA-4-10 фирмы Mini-Circuits и 4 направленных ответвителя с коэффициентом направленности -20 дБ типа TCD-20-4 той же фирмы подается на вход каждого из четырех аналоговых каналов. На основе четырех измеренных

напряжений калибровочного сигнала U_{K_i} вычисляются калибровочные коэффициенты K_1, K_2, K_3, K_4 по формуле:

$$K_i = U_{KCP} / U_{K_i},$$

где $U_{KCP} = (U_{K_1} + U_{K_2} + U_{K_3} + U_{K_4}) / 4$.

На этапе измерения напряжения сигналов от пучка с датчика $U_{д_i}$ умножаются на соответствующие калибровочные коэффициенты:

$$U_i = U_{д_i} K_i.$$

Координаты пучка вычисляются на основе напряжений U_i .

Стадия калибровки начинается через ~80 мкс после запуска цикла измерения, т.е. после регистрации сигналов с электродов датчика. Учитывая, что перепуски пучка из ВЭПП-3 в ВЭПП-4 осуществляются достаточно редко — не чаще, чем один раз в 15 мин, в промежутках между перепусками выполняются периодические внутренние (программные) запуски цикла измерения с регистрацией калибровочного сигнала. Суммируя полученные массивы калибровочного сигнала, мы тем самым значительно увеличиваем отношение сигнала к шуму для калибровочного сигнала. Обычно для вычисления поправочных коэффициентов используется порядка нескольких десятков калибровочных сигналов.

КОНСТРУКЦИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ И ЕЕ РАСПОЛОЖЕНИЕ В КАНАЛЕ

Вся электроника системы измерения положения пучка в канале состоит из десяти блоков обработки сигналов с датчиков (“BPM Processor”) и разветвителя синхросигналов. Каждый блок обработки сигналов размещен в корпусе евромеханики высотой 1U и глубиной 280 мм и предназначен для работы с одним датчиком.

Вся электроника размещена в тоннеле канала. Каждый блок обработки сигналов расположен около своего датчика и соединен с ним через разъемы типа SMA на задней панели четырьмя короткими (длиной ~1 м) коаксиальными кабелями. Через разъем SMA на передней панели в блок поступает внешний синхроимпульс *Впуск*, связанный с моментом перепуска пучка. Через разъем RJ-45 на передней панели блок подключен к локальной сети Ethernet, через которую осуществляется его взаимодействие с одним из компьютеров системы управления накопителем.

ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ

Относительная точность измерения положения пучка характеризуется следующими основными параметрами:

Разрешение, мкм

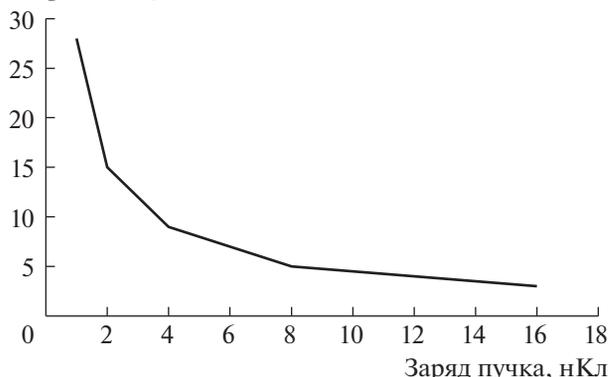


Рис. 6. Экспериментально снятая зависимость разрешения от заряда пучка.

- 1) разрешением измерений;
- 2) зависимостью результата измерения от температуры (температурной нестабильностью);
- 3) зависимостью результата измерения от заряда пучка.

Погрешность измерения координат определяется погрешностями измерения амплитуд сигналов с датчика. Допустим, амплитуда с одного из четырех электродов датчика измерена с относительной погрешностью δ_U . Тогда, учитывая формулы (1), погрешность измерения координаты $\delta_{x, y}$ будет примерно равна $0.5\delta_U G_{x, y}$.

Все приведенные выше основные параметры точности измерений были экспериментально определены. В процессе этих измерений тестовый сигнал с генератора импульсов через разветвитель одновременно подавался на 4 входа блока обработки сигналов. Амплитуда импульсов пересчитывалась через заряд пучка после калибровки блоков электроники на канале с реальным пучком.

Разрешение измерений, равное среднеквадратичному отклонению измеренной координаты от среднего значения, определяется амплитудным шумом аналогового канала и временным шумом (“джиттером”) частоты выборок, подаваемой на АЦП. Экспериментально снятая зависимость разрешения от заряда пучка приведена на рис. 6. При этом количество суммируемых калибровочных сигналов равнялось 30-ти.

Зависимость результата измерения от температуры определялась как с использованием калибровочного сигнала, так и без него. Для испытанных десяти блоков обработки сигналов коэффициент, определяющий зависимость измеренной координаты пучка от температуры, при использовании калибровочного сигнала был в пределах 0.5–1 мкм/°C, а без его использования — 2–3 мкм/°C, т.е. в среднем примерно в 3–4 раза выше.

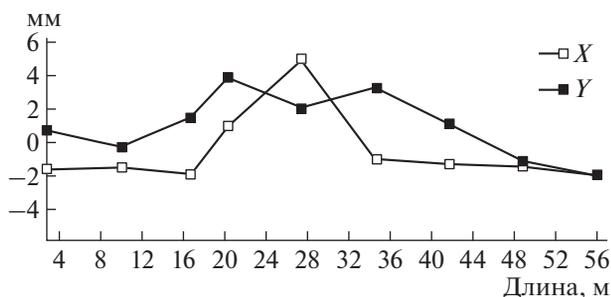


Рис. 7. Траектория пучка в канале после очередного перепуска.

Зависимость результата измерения от заряда пучка определяется нелинейностями АЦП и усилителей блока обработки сигналов. Экспериментально получено, что для диапазона заряда пучка 2–40 нКл данная погрешность не превышает 10 мкм.

Ниже приведены основные параметры, характеризующие точность измерения положения пучка в канале:

Разрешение измерений для заряда пучка:	
2 нКл	~15 мкм
15 нКл	~3 мкм
Зависимость результата измерения от заряда пучка для диапазона заряда 2–40 нКл	~10 мкм
Зависимость результата измерения от температуры	<1 мкм/°С

Можно утверждать, что при зарядах перепускаемого пучка более 5 нКл, что чаще всего имеет место, суммарная погрешность измерений положения пучка не превышает 20 мкм.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Для управления новой электроникой системы измерения положения пучка в канале разработано программное обеспечение на основе EPICS [5]. В промежутках между перепусками пучка рабочая программа осуществляет непрерывные измерения калибровочного сигнала в режиме внут-

реннего запуска. Перед перепуском пучка система переключается на работу от внешнего запуска. После перепуска вычисляются поперечные координаты и заряд пучка для каждого датчика. На рис. 7 показана измеренная траектория пучка электронов вдоль транспортного канала.

Программное обеспечение полностью автономно и не требует участия оператора для своего функционирования. Координаты пучка и его заряд для каждого датчика, а также другая служебная информация доступны в виде PV (process variable) системы EPICS и могут быть использованы в программах системы управления комплекса ВЭПП-4. В частности, координаты и интенсивности пучка на каждом перепуске записываются в базу данных комплекса, где хранятся данные всех систем для последующего анализа, поиска неисправностей и т.д.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новая система измерения положения пучка в канале транспортировки из ВЭПП-3 в ВЭПП-4М была установлена и введена в эксплуатацию в сентябре–октябре 2018 г. Достигнутые точности измерений положения пучка (лучше 0.02 мм) и заряда пучка (3–5%) с достаточным запасом удовлетворяют предъявляемым к данной системе требованиям. За время работы данная система позволила обеспечить оптимальную настройку оптики канала и достичь эффективности перепуска пучка из ВЭПП-3 в ВЭПП4М на уровне 90%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левичев Е.Б. // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13. № 7. С. 1365.
2. Бехтенов Е.А., Карпов Г.В., Пиминов П.А. // ПТЭ. 2017. № 5. С. 74. <https://doi.org/10.7868/S0032816217050044>
3. Cherepanov V.P. // Proc. of DIPAC 1995. Travemunde, Germany, 1995. P. 142.
4. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Советское радио, 1966.
5. <https://epics-controls.org/>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.087.4

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ
СЧЕТЧИКОВ НА УСТАНОВКЕ ГЕЛИС

© 2020 г. О. Д. Далькаров^а, М. А. Негодаев^а,
А. С. Русецкий^{а,*}, А. П. Чубенко^а, А. Л. Щепетов^а

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

*e-mail: ruseckijas@lebedev.ru

Поступила в редакцию 08.02.2019 г.

После доработки 31.07.2019 г.

Принята к публикации 05.08.2019 г.

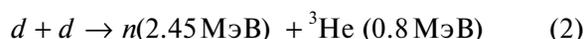
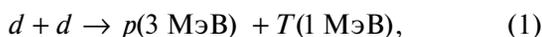
Описана система регистрации нейтронов с помощью пропорциональных счетчиков на установке ГЕЛИС, созданной в ФИАН, а также системы формирования, дискриминации, считывания, оцифровки и обработки сигналов от 36 пропорциональных нейтронных счетчиков СНМ18. Расположение счетчиков по всем направлениям вокруг исследуемой мишени позволило провести ряд экспериментов по исследованию угловых зависимостей выходов нейтронов от DD-реакции в дейтерированных кристаллических структурах при энергиях дейтронов 10–25 кэВ, а также по стимулированию DD-реакции пучками ионов.

DOI: 10.31857/S0032816220010127

ВВЕДЕНИЕ

Установка ГЕЛИС [1], созданная в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН, позволяет получать непрерывные пучки ионов с током до 50 мА и энергиями до 50 кэВ и предназначена для проведения широкого спектра экспериментов, таких как изучение столкновений легких ядер с энергией в десятки килоэлектронвольт, изучение элементарных и коллективных процессов в ионно-пучковой плазме, изучение взаимодействий ионного пучка с различными материалами, модификация их поверхности и получение методом ионно-лучевого распыления тонкопленочных покрытий.

Для детектирования продуктов DD-реакций



использовались многоканальный детектор нейтронов на основе счетчиков с наполнением ³He и трековый детектор CR-39. Схемы расположения детектора нейтронов и мишени на установке ГЕЛИС представлены на рис. 1.

Многоканальная система на основе 36 пропорциональных нейтронных счетчиков СНМ18 обладает высокой чувствительностью к нейтронам и позволяет покрыть все интересующие направления их вылета из мишени.

1. ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫЕ
НЕЙТРОННЫЕ СЧЕТЧИКИ

Для регистрации нейтронов, которые могут рождаться при воздействии пучка ионов на дейтерированные мишени в установке ГЕЛИС, служит сборка из 36 пропорциональных нейтронных счетчиков СНМ18, компактно расположенных вне слоя электромагнитной защиты, окружающей экранированный объем вокруг высоковольтного генератора. Каждый такой счетчик имеет металличе-

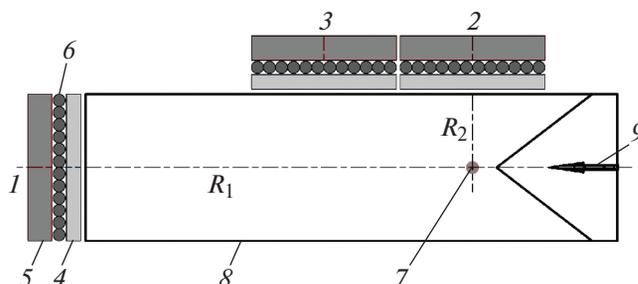


Рис. 1. Схема расположения нейтронного детектора на установке ГЕЛИС. 1–3 – положения трех групп ³He-счетчиков детектора ($R_1 = 85 \text{ см}$, $R_2 = 38 \text{ см}$); 4 – замедлитель 1 (оргстекло 3 см); 5 – замедлитель 2 (парафин 5 см); 6 – ³He-счетчики; 7 – место расположения мишени; 8 – контуры установки ГЕЛИС; 9 – направление пучка ионов.

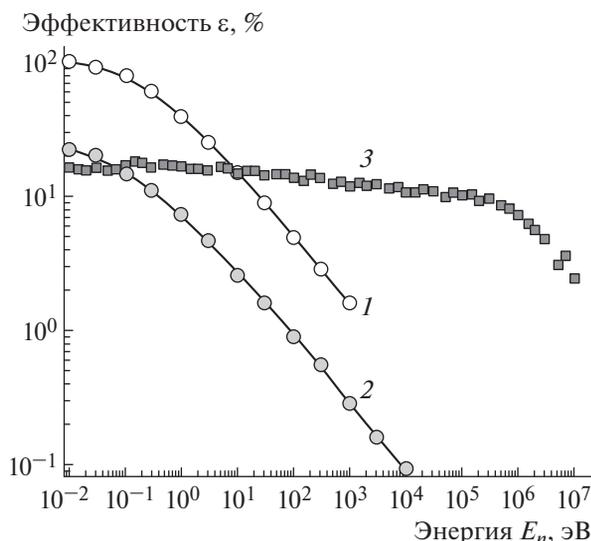


Рис. 2. Эффективность регистрации нейтронов в зависимости от их энергии (результат Geant4-моделирования). 1 — соответствует случаю с “идеальным” распределением начальных импульсов нейтронов, попадающих в единственный счетчик СНМ18, 2 — случаю изотропного распределения, 3 — конфигурации детектора на 12 счетчиках СНМ18 с замедлителем (см. рис. 1), находящегося в изотропном потоке налетающих нейтронов.

ский корпус с внешним диаметром 30 мм и длиной 0.3 м, заполненный смесью аргона и обогащенного до 80–90% изотопом ^3He гелия. Парциальное давление каждого из заполняющих счетчик газов составляет 2 атм. Регистрация нейтронов в счетчике данного типа основана на ядерной реакции $n(^3\text{He}, ^3\text{H})p$, заряженные продукты которой вызывают развитие электронной лавины во внутреннем объеме счетчика, находящегося под рабочим напряжением (1600–1700 В), что приводит к генерации электрического импульса отрицательной полярности на его анодной нити.

Для расчета интенсивности нейтронного потока по данным о скорости счета импульсных сигналов, которые наблюдаются на выходе такого детектора, необходимо знать его эффективность, т.е. вероятность регистрации каждого попавшего в детектор нейтрона. В случае детектора-сборки из 12 счетчиков СНМ18 значения эффективности для широкого диапазона энергий E_n нейтронного потока рассчитывалась путем полного моделирования процессов распространения и взаимодействия с веществом детектора как самих налетающих нейтронов, так и частиц-продуктов, которые рождаются в генерируемых этими нейтронами ядерных реакциях. В расчетах, проведенных на основе известного пакета моделирования взаимодействий элементарных частиц Geant4 [2], внешняя геометрия детектирующих нейтроны элементов и состав их внутреннего газового на-

полнения задавались в соответствии с конструкцией реальных счетчиков СНМ18 и конфигурацией нейтронного детектора в эксперименте ГЕЛИС.

Полученная в результате расчетов зависимость эффективности регистрации нейтронов от их энергии представлена на рис. 2. При рассмотрении отдельных счетчиков СНМ18 расчет проводился в двух вариантах: для “идеального” случая, когда начальное положение первичного нейтрона задавалось непосредственно на внешней поверхности счетчика СНМ18, а его импульс был направлен строго перпендикулярно этой поверхности в сторону внутреннего объема счетчика (кривая 1 на рис. 2), и для счетчика, находящегося в изотропном потоке налетающих нейтронов (кривая 2).

Существенно расширить энергетический диапазон регистрируемых энергий и добиться равномерной чувствительности нейтронного детектора внутри этого диапазона можно, окружая нейтронные счетчики легким водородсодержащим веществом, которое играет роль замедлителя нейтронов. С этой целью в состав нейтронного детектора введены два слоя замедлителя из оргстекла (толщиной 3 см) и парафина (толщиной 5 см), с обеих сторон закрывающие сборку нейтронных счетчиков (см. рис. 1). Расчет по программе Geant4 для модели, содержащей 12 счетчиков СНМ18 и два слоя замедлителя, соответствующей конфигурации реального детектора-сборки, и для изотропного распределения налетающих на детектор нейтронов приводит к зависимости $\epsilon(E_n)$ — кривой 3 на рис. 2. Как следует из этого результата, детекторы обладают эффективностью $\epsilon \sim 10\text{--}13\%$ для широкого диапазона энергии нейтронов от тепловых до ~ 1 МэВ.

Электрические импульсы, которые вырабатываются счетчиком, усиливаются и формируются посредством схем импульсных дискриминаторов, а затем их интенсивность (количество импульсных сигналов, поступивших в единицу времени, амплитуда которых превышает порог срабатывания дискриминатора) подсчитывается с помощью цифровых пересчетных схем.

Для настройки порога срабатывания дискриминаторов амплитудные спектры импульсов счетчиков определялись экспериментально. Измерения проводились в двух вариантах: при регистрации счетчиком исключительно фоновых нейтронов низкой энергии из окружающей среды и при облучении счетчика, дополнительно к природному фону, тепловыми нейтронами от Pu-Be-источника, который располагался внутри замедлителя, изготовленного в виде парафинового цилиндра с толщиной стенки 3 см. Пример амплитудных спектров такого рода приведен на рис. 3.

Видно, что при штатных условиях работы счетчика спектр импульсов от тепловых нейтро-

нов природного фона располагается в пределах 1.5–5 мВ, а в области малых амплитуд (<0.4 мВ) наблюдается резкий рост интенсивности импульсных сигналов, что, очевидно, обусловлено собственными шумами счетчика. При облучении счетчика нейтронами от Pu-Be-источника на подобный же спектр срабатываний, вызываемых чисто нейтронными сигналами, накладывается большое количество импульсов малой амплитуды (<1–1.5 мВ), которые, предположительно, объясняются достаточно эффективной регистрацией счетчиком γ -лучей, которые образуются при захвате тепловых нейтронов ядрами водорода внутри замедлителя.

Из спектров на рис. 3 следует, что для стабильной регистрации нейтронных сигналов в эксперименте порог срабатывания амплитудных дискриминаторов необходимо устанавливать несколько ниже левой границы спектра нейтронных импульсов, но выше амплитуды основной массы сигналов от γ -излучения и шумовых срабатываний счетчика. На рис. 3 соответствующее этим требованиям положение порога отмечено стрелкой *T*.

2. СХЕМЫ ПОДКЛЮЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СЧЕТЧИКОВ И ФОРМИРОВАНИЯ ИХ СИГНАЛОВ

Выходные импульсные сигналы с анодной нити каждого счетчика, имеющие амплитуду порядка нескольких милливольт, подаются на входы неинвертирующих предварительных усилителей, которые монтируются в непосредственной близости от анодного вывода счетчика. Усиленные в ~20 раз импульсные сигналы передаются по экранированным кабелям на плату амплитудных дискриминаторов, которые могут располагаться на достаточном удалении (5–10 м) от сборки детекторов и обеспечивают окончательное формирование сигналов, вырабатывая стандартизированные по амплитуде прямоугольные импульсы с амплитудой порядка нескольких вольт; каждому нейтронному счетчику на плате соответствует свой индивидуальный канал дискриминатора.

Поскольку в рассматриваемой схеме не проводится никакого дополнительного формирования выходных сигналов дискриминатора по их длительности, предельная скорость счета импульсов в каждом информационном канале определяется временным разрешением газоразрядного счетчика СНМ18. Максимальная скорость счета составляет $\sim 2 \cdot 10^5$ импульсов/с. Принимая во внимание площадь внешней поверхности замедлителя в нейтронных детекторах ($\sim 10^3$ см²) и эффективность регистрации нейтронов (~ 0.1 , см. рис. 2), можно получить оценку максимально измеряемого потока нейтронов $\sim 2 \cdot 10^3$ см⁻² с⁻¹.

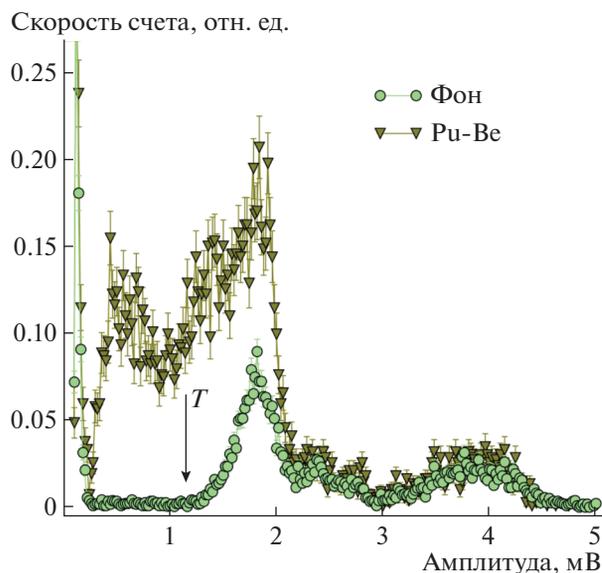


Рис. 3. Амплитудные спектры импульсов, снимаемых с анодной нити счетчика СНМ18 при регистрации нейтронного фона из окружающей среды (1) и облучении счетчика тепловыми нейтронами от экранированного замедлителем Pu-Be-источника (2). Стрелкой *T* отмечено положение порога амплитудной дискриминации импульсов, принятого в эксперименте при регистрации интенсивности нейтронных сигналов.

Интенсивность сформированных импульсных сигналов, также по отдельности для каждого нейтронного счетчика, регистрируется посредством цифровых пересчетных схем, которые монтируются на многоканальной плате, управляемой компьютером по интерфейсу USB. В конечном итоге число нейтронных сигналов, поступивших от каждого счетчика в течение заданного интервала времени, передается по линии USB в компьютер и сохраняется на его диске для дальнейшей обработки.

На рис. 4 приведена принципиальная схема предварительного усилителя, который устанавливается рядом со счетчиком и обеспечивает подвод высоковольтного питания к его анодной нити (катодом служит заземленный металлический корпус счетчика), съем с анодного вывода счетчика импульсных сигналов и усиление этих сигналов до величины, приемлемой для их передачи по кабельным линиям связи.

Высокое напряжение питания обеспечивается единым источником для всех счетчиков нейтронного детектора и выбирается таким образом, чтобы счетчики одновременно оказывались в середине плато своей счетной характеристики. Для фильтрации высокочастотных помех, которые могут наводиться на линиях подведения питания, высокое напряжение к анодному выводу счетчика подключается через находящийся на плате RC-фильтр.

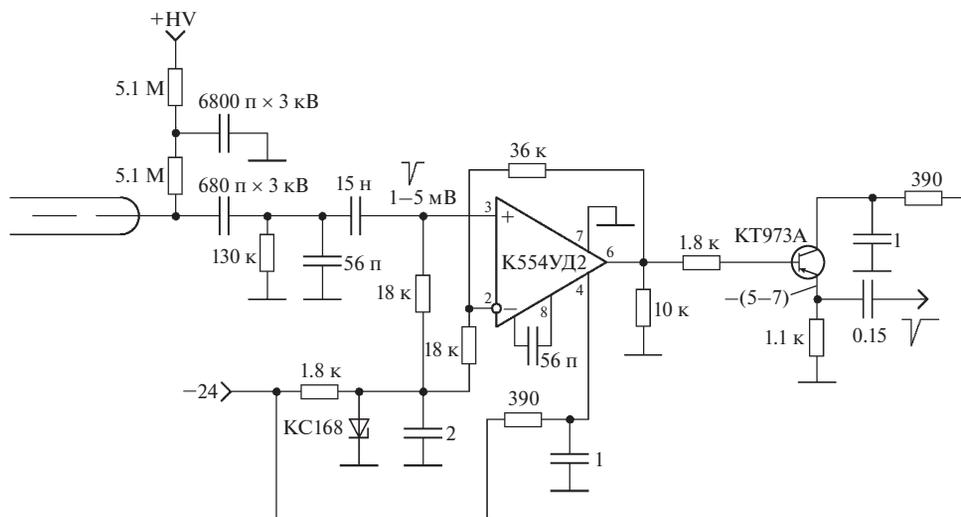


Рис. 4. Принципиальная схема предварительного усилителя нейтронных сигналов.

После предварительного усиления импульсные сигналы от нейтронных счетчиков по экранированным кабелям передаются на амплитудные дискриминаторы, построенные на операционном усилителе K544УД2 и компараторе K597СА3 [3]. Конкретная величина порога выбирается на основе практического опыта индивидуально для каждого счетчика, обеспечивая стабильный счет нейтронных импульсов и нечувствительность канала к внешним электромагнитным помехам.

3. РЕГИСТРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СИГНАЛОВ ОТ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЧЕТЧИКОВ

Сформированные на плате дискриминаторов выходные импульсы передаются на плату пересчетных схем, которая служит для подсчета количества импульсов, поступивших в течение определенного времени от каждого из счетчиков детектора.

Пересчетная плата построена на базе большой интегральной микросхемы программируемой логики (п.л.и.с.) EPM3256ATC144 от фирмы Altera [4]. Внутренняя программа микросхемы п.л.и.с. позволяет обслуживать параллельно до 27 отдельных информационных каналов, сигналы которых подключаются к входам IN0–IN26, и подсчитывает для каждого из них количество входных импульсов, поступивших на протяжении фиксированного временного интервала. Внутренняя программа, обеспечивающая управление микросхемой п.л.и.с. для реализации ее работы, написана на языке VERILOG, а ее принципиальная структура иллюстрируется схемой на рис. 5. Блок пересчетных схем, реализованных внутри п.л.и.с., состоит из 27 эле-

ментарных ячеек Counter7bit, каждая из которых реализует простую 7-разрядную двоичную пересчетную схему.

Соответствующий сосчитанному количеству импульсов двоичный код для каждого канала периодически выставляется на выходах 8-разрядной цифровой магистрали Q0–Q7, подключенной к интерфейсному модулю MMusb245RL [5], обеспечивающему передачу накопленной пересчетными схемами информации в управляющий компьютер по интерфейсу USB. Периодичность выдачи текущего числа входных сигналов для каждого информационного канала составляет 160 мкс. Подсчет количества импульсов, поступивших на протяжении временных промежутков большей (произвольной) длительности, производится путем суммирования полученных от пересчетной платы чисел, которое выполняется управляющей программой внешнего компьютера.

Чтобы уменьшить количество логических вентилей п.л.и.с., приходящихся на один информационный канал, пересчетные ячейки построены по максимально упрощенной схеме; в частности, в них не предусмотрен сброс в ноль содержимого по истечении элементарного временного интервала измерений. Поэтому непосредственный подсчет входных сигналов внутри п.л.и.с. всегда происходит с периодическим переполнением пересчетных схем, а правильное количество импульсов, зарегистрированных в каждом информационном канале на протяжении завершившегося временного интервала, рассчитывается программным путем уже после передачи данных из пересчетной ячейки управляющей программе внешнего компьютера.

Интерфейсный модуль MMusb245RL, с помощью которого проходит информационный обмен между платой пересчетных схем и работающей на

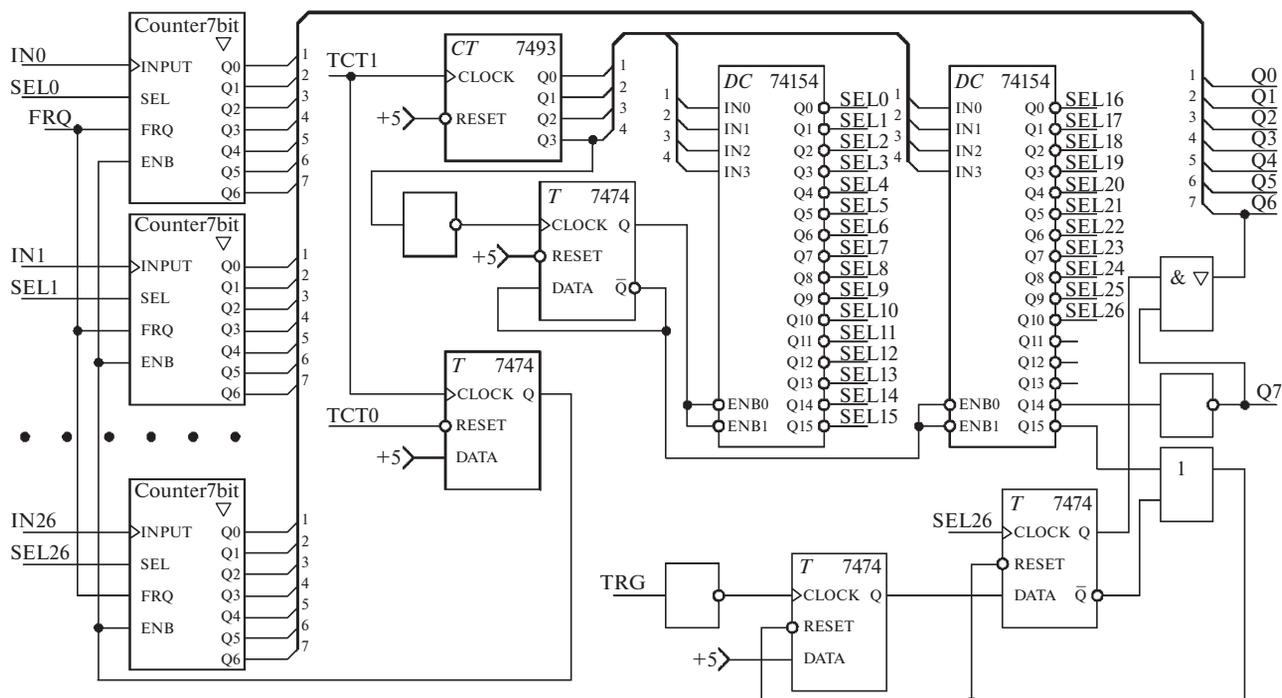


Рис. 5. Эквивалентная принципиальная схема программы управления микросхемой п.л.и.с.

внешнем компьютере управляющей программой, построен на базе интегральной микросхемы FT245R [6], поддержка которой осуществляется через посредство стандартных программ-драйверов, разработанных для основных применяемых в настоящее время операционных систем (как Windows, так и Linux). Это обстоятельство позволяет разрабатывать взаимодействующую с информационными каналами пересчетной платы программу управления измерениями на языках высокого уровня общего назначения, используя исключительно стандартные программные вызовы

операционной системы и не прибегая к каким-либо специфическим средствам для взаимодействия с аппаратурой интерфейса.

4. КАЛИБРОВКА ДЕТЕКТОРА НЕЙТРОНОВ И ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ

Для калибровки нейтронного детектора использовался источник нейтронов ^{252}Cf с активностью $3 \cdot 10^4$ нейтронов/с в телесный угол 4π , который помещался на место мишени. Источник ^{252}Cf был выбран, поскольку энергетический спектр ней-

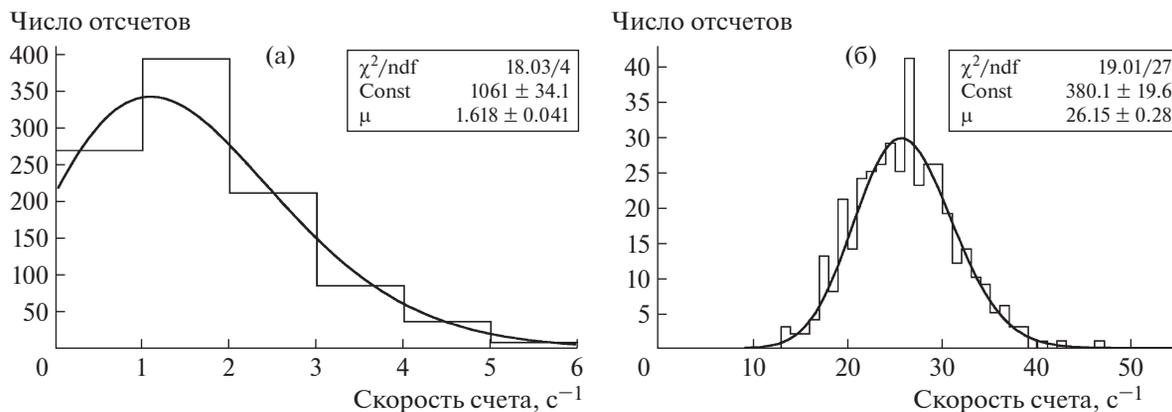


Рис. 6. Распределения скорости счета группы из 12 ^3He -счетчиков по множественности: а – при выключенном пучке (фон), б – при включенном пучке ионов D^+ с энергией 25 кэВ и токе 35 мкА на мишени из CVD-алмаза (эффект).

тронов (наиболее вероятная энергия – 2.2 МэВ) от него близок к первичной энергии нейтронов 2.45 МэВ от исследуемой DD-реакции (2). Эффективность регистрации нейтронов от источника определялась для каждой из трех групп счетчиков (см. рис. 1). Для высокоэффективной регистрации первичных нейтронов от реакции (2) с энергией 2.45 МэВ счетчики СНМ18 дополнялись замедлителем нейтронов – для снижения их энергии до тепловой. Был использован комбинированный замедлитель из органического стекла (толщиной 3 см) и парафина (толщина 5 см).

Перед началом измерений определялся средний фон для каждой группы счетчиков при выключенном пучке. Затем также для каждой группы счетчиков измерялся средний счет при включенном пучке (см. рис. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанная многоканальная система на основе 36 пропорциональных нейтронных счетчиков СНМ18 обладает высокой чувствительностью к нейтронам и позволила покрыть все интересные направления их вылета из мишени. Это позволяет исследовать как интегральные, так и угловые зависимости выхода нейтронов из мишени. Расположение счетчиков по всем направлениям вокруг исследуемой мишени позволило провести ряд экспериментов по исследованию угловых зависимостей выходов DD-реакций в дейтерированных кристаллических структурах при энергиях дейтронов 10–25 кэВ, а также по стимулированию DD-реакции пучками ионов [7–13]. В частности, получены результаты по анизотропии выхода нейтронов в мишенях текстурированного CVD-алмаза, насыщенного дейтерием [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Негодаев М.А., Багуля А.В.* Препринт ФИАН. М., 1996. № 11.
2. Geant4 Collaboration. Geant4 – a simulation toolkit // Nucl. Instrum. and Methods A. 2003. V. 506 (3). P. 250. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8)
3. Все отечественные микросхемы: Справочник / Под ред. А.В. Перебаскина. М.: Додэка-XXI, 2004.
4. Altera. Data Sheet: MAX 3000A Programmable Logic Device Family – Altera. 2006. <https://www.altera.com/literature/ds/m3000a.pdf>
5. PROPOX. MMusb245RL User's manual. 2015. <http://propox.com/>
6. Future Technology Devices International Ltd. FT245R USB FIFO IC datasheet. 2015. <http://www.ftdichip.com/Products/>
7. *Багуля А.В., Далькаров О.Д., Негодаев М.А., Русецкий А.С., Чубенко А.П.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2012. № 9. С. 3.
8. *Багуля А.В., Далькаров О.Д., Негодаев М.А., Русецкий А.С., Чубенко А.П.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2012. № 12. С. 3.
9. *Багуля А.В., Далькаров О.Д., Негодаев М.А., Русецкий А.С., Чубенко А.П., Щенетов А.Л.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2013. № 10. С. 15.
10. *Багуля А.В., Далькаров О.Д., Негодаев М.А., Русецкий А.С., Чубенко А.П., Щенетов А.Л.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2013. № 11. С. 3.
11. *Bagulya A.V., Dalkarov O.D., Negodaev M.A., Rusetskii A.S., Chubenko A.P.* // Physica Scripta. 2015. V. 90. № 7. P. 074051. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/90/7/074051>
12. *Bagulya A.V., Dalkarov O.D., Negodaev M.A., Rusetskii A.S., Chubenko A.P., Ralchenko V.G., Bolshakov A.P.* // Nucl. Instrum. Methods B. 2015. V. 355. P. 340. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.01.021>
13. *Багуля А.В., Далькаров О.Д., Негодаев М.А., Русецкий А.С., Цехош В.И., Болотоков А.А.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2017. № 2. С. 16. <https://doi.org/10.7868/S020735281701005X>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.128.4.04

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ Si(Li)-ДЕТЕКТОРОВ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ α -ЧАСТИЦ

© 2020 г. Н. В. Базлов^{a,b}, С. В. Бахланов^a, А. В. Дербин^{a,*}, И. С. Драчнев^a,
Г. А. Изегов^{a,b}, И. М. Котина^a, В. Н. Муратова^a, Н. В. Ниязова^a, Д. А. Семенов^a,
М. В. Трушин^a, Е. В. Унжаков^a, Е. А. Чмель^a

^a Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща

^b Санкт-Петербургский государственный университет
Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

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

Поступила в редакцию 09.07.2019 г.

После доработки 09.07.2019 г.

Принята к публикации 13.08.2019 г.

Представлены результаты испытаний спектрометра на основе Si(Li)-детектора при облучении α -частицами с целью определения изменений характеристик детектора в зависимости от полученного флюенса. В результате измерений, проводившихся в течение 60 суток с полным флюенсом $6.2 \cdot 10^9$ α -частиц, установлено, что ухудшение энергетического разрешения α -пиков в зависимости от флюенса описывается линейной функцией с наклоном $\Delta\sigma/\Delta\Phi = (8.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ кэВ/ α . Измеренная амплитуда импульса α -частиц линейно уменьшается при увеличении флюенса с наклоном $(-4.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ кэВ/ α . Указанные эффекты не мешают надежно разделить сигналы от α -частиц и от осколков деления вплоть до флюенса 10^{10} α -частиц в случае использования Si(Li)-детектора в составе источника нейтронов для регистрации осколков деления.

DOI: 10.31857/S0032816220010024

ВВЕДЕНИЕ

Функция отклика ядер отдачи в детекторах, предназначенных для регистрации частиц темной материи [1, 2] или нейтрино [3], может быть определена с помощью источника нейтронов с известным энергетическим спектром. Измерения с монохроматическими нейтронами, образующимися в ядерных реакциях (α, n), (d, n) или (γ, n) имеют безусловные преимущества, особенно в схеме регистрации рассеянного нейтрона, но при этом требуется ускоритель, реактор или мощные радиоактивные источники, которые нельзя разместить в подземной лаборатории.

Другим источником нейтронов является спонтанное деление ядер, в результате которого образуются нейтроны с непрерывным спектром. Такой источник в сочетании с детектором, регистрирующим осколки деления и дающим временную привязку появления нейтронов, позволяет использовать два метода калибровки детектора. Один из них основан на хорошем знании спектра нейтронов деления, второй использует время пролета от момента образования до момента рассеяния для определения энергии нейтрона.

Кремниевые полупроводниковые детекторы обладают необходимым для регистрации осколков деления и α -частиц — тонким входным окном и хорошими временным и энергетическим разрешениями. Ограничения на использование полупроводниковых детекторов определяются их конечной радиационной стойкостью. Можно ожидать, что Si(Li)-детекторы будут более радиационно-стойкими по сравнению с кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами или детекторами с $p-n$ -переходом, поскольку наличие в кристалле лития обуславливает уменьшение концентрации рекомбинационно активных вторичных радиационных дефектов вследствие их пассивации [4]. В то же время уход донорного лития на радиационные дефекты в случае Si(Li)-детекторов приведет к появлению акцепторных уровней бора, ранее компенсированных и пассивированных литием, и раскомпенсации чувствительной области детектора [5]. Конечный результат будет зависеть от концентрации радиационных дефектов, концентрации лития в i -области и напряжения смещения, приложенного к детектору во время облучения.

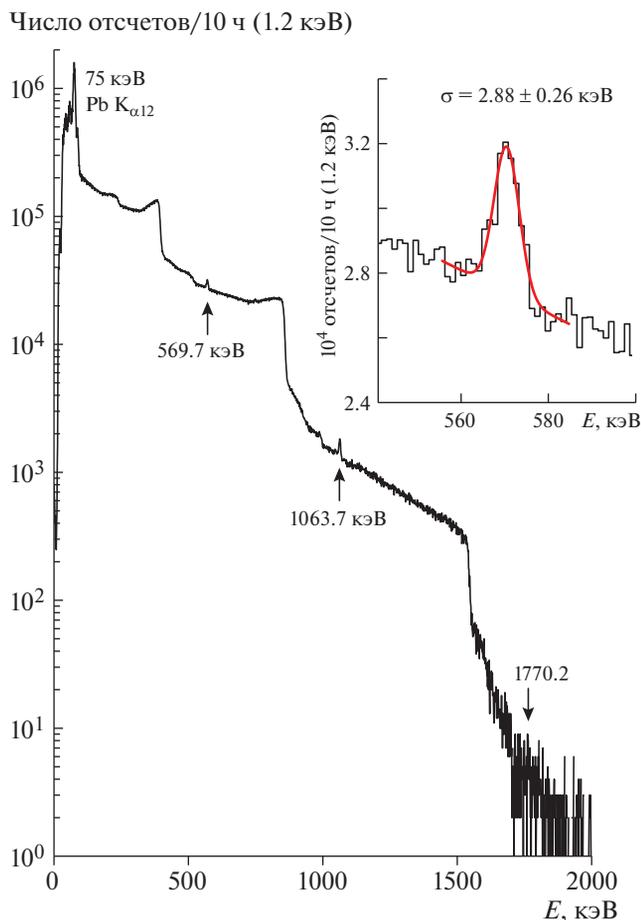


Рис. 1. Энергетический спектр внешнего источника ^{207}Bi , измеренный Si(Li)-детектором. На вставке показана подгонка γ -пика с энергией 569.7 кэВ гауссовой функцией.

Данная работа посвящена изучению изменения параметров Si(Li)-детекторов под действием облучения α -частицами, которые неизбежно сопровождают процесс спонтанного деления ядер. Полученные результаты будут использованы при создании калибровочного нейтронного источника на основе изотопа ^{252}Cf для эксперимента по поиску частиц темной материи DarkSide [6]. Применение источника возможно в экспериментах по регистрации нейтрино при когерентном рассеянии на ядрах [7] и в реакции обратного β -распада [8].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Испытываемый Si(Li)-детектор был изготовлен из монокристаллического кремния p -типа проводимости с удельным сопротивлением 4 кОм \cdot см и временем жизни носителей 800 мкс, который был выращен методом бестигельной зонной плавки. Детектор с чувствительной областью $\varnothing 20$ и тол-

щиной 2.5 мм изготавливался по стандартной технологии, хорошо отработанной в ПИЯФ. Характеристики таких детекторов описаны в работах [9, 10].

Детектор был смонтирован в вакуумном криостате и охлаждался до температуры жидкого азота. Охлаждение детектора было выполнено с целью иметь максимально высокое энергетическое разрешение и контролировать его минимальные изменения. В головном каскаде зарядочувствительного преобразователя использовался полевой транзистор КП307Ж, сопротивление и емкость обратной связи (о.с.) составили $R_{o.c.} = 10$ МОм и $C_{o.c.} = 2$ пФ соответственно. Небольшая величина $R_{o.c.}$ обусловлена желанием измерить изменение обратного тока детектора вплоть до значений 10^{-7} А.

Спектрометрический канал Si(Li)-детектора состоял из усилителя БУИ-3К с временем формирования 2 мкс и 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.) 161.31 (производство ПИЯФ) на 4000 каналов в стандарте КАМАК. Напряжение смещения на детекторе было установлено 300 В. Цена канала а.ц.п. составила 1.7 кэВ.

Спектр Si(Li)-детектора, измеренный с внешним γ -источником ^{207}Bi в течение 10 ч, представлен на рис. 1, где хорошо видны края комптоновского рассеяния, а также рентгеновские и γ -пики с энергиями 75, 570 и 1063 кэВ. Энергетическое разрешение σ детектора, определенное перед началом измерений по γ -линии с энергией 570 кэВ источника ^{207}Bi , составило 2.9 кэВ (вставка на рис. 1). Основной вклад в разрешение при выбранном времени формирования составляет $\sigma_R = 2.8$ кэВ, что определяется сопротивлением обратной связи.

Эталонный спектрометрический источник α -частиц, содержащий изотопы ^{233}U , ^{238}Pu и ^{239}Pu с практически одинаковой активностью, устанавливался на расстоянии 27.5 мм от поверхности Si(Li)-детектора. Источник представлял собой подложку из нержавеющей стали, на которую тонким слоем был нанесен активный материал таким образом, что ширина α -линий на полувысоте пика не превышает 20 кэВ. Для калибровки использовались более интенсивные α -линии с энергиями 4824 и 5499 кэВ дублетной структуры α -пиков ядер ^{233}U и ^{238}Pu соответственно. Поверхность Si(Li)-детектора была закрыта танталовым коллиматором $\varnothing 19$ мм, выделенная площадь 2.8 см² обеспечивала скорость счета α -частиц 1200 импульсов/с.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились непрерывно в течение 60 суток сериями длительностью 1 ч. Всего на жесткий диск компьютера было записано 1420 се-

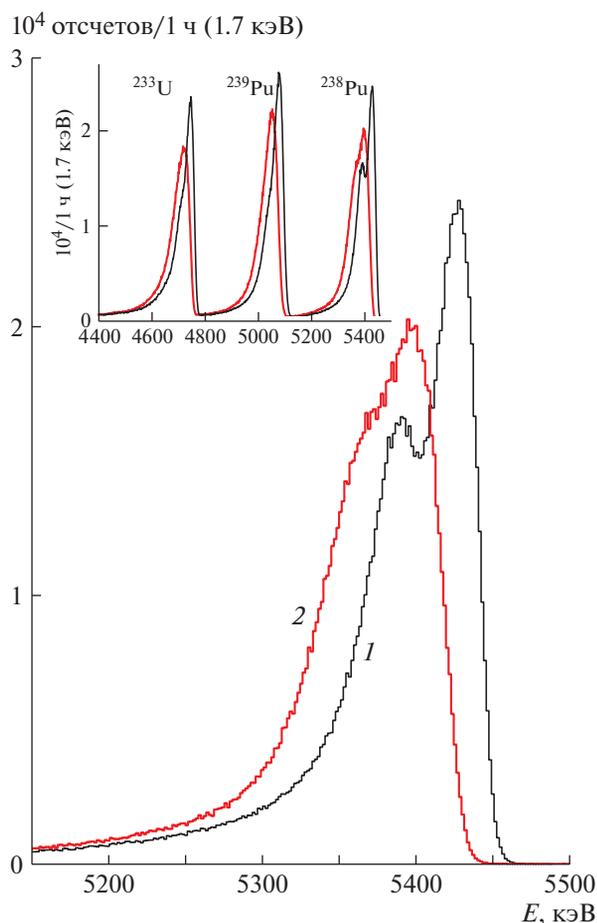


Рис. 2. Спектры α -частиц ядра ^{238}Pu , полученные для начальной (1) и конечной (2) часовых серий измерений. На вставке показан спектр α -частиц в интервале 4.4–5.6 МэВ.

рий. Накопление данных останавливалось лишь на время заливки в криостат жидкого азота. Помимо спектров на диск записывался файл, содержащий информацию о положении, ширине и площади трех выделенных α -пиков (рис. 2), что позволяло оперативно контролировать стабильность спектрометрического тракта.

Спектры α -частиц, измеренные Si(Li)-детектором для первой и последней (1420-й) серий, представлены на рис. 2. Энергетическая градуировка была выполнена с учетом нечувствительного поверхностного слоя детектора толщиной 0.5 мкм. Вследствие сложной структуры α -пиков и наличия “хвоста” со стороны низких энергий, положение и ширина α -пиков определялись по правой стороне пика. Измеренный пик аппроксимировался гауссовой функцией в интервале $(E_0 - 5 \text{ кэВ}, E_0 + 80 \text{ кэВ})$, где E_0 – математическое ожидание для гауссиана. Энергетическое разрешение, определенное по α -пику ^{238}Pu с энергией 5499 кэВ, состави-

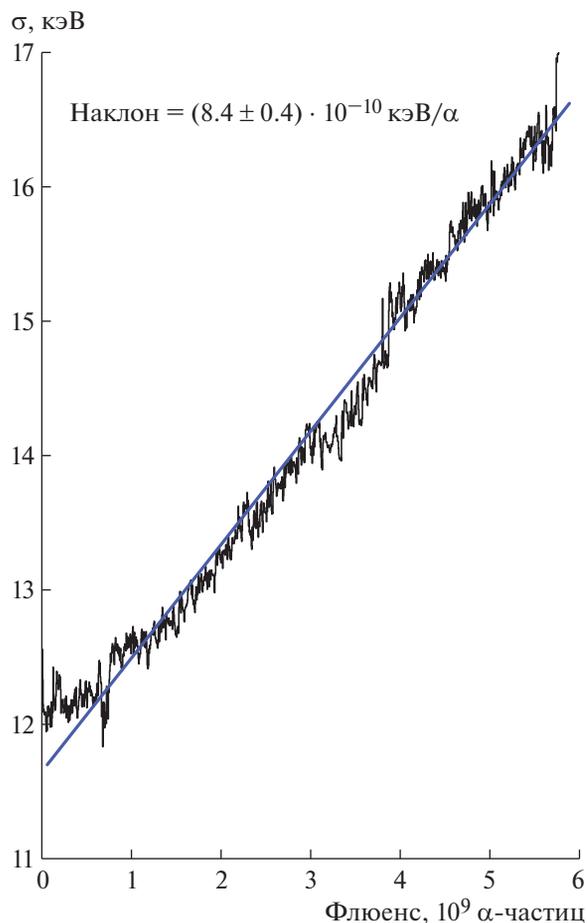


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения Si(Li)-детектора от полученного флюенса α -частиц.

ло $\sigma_B = 12.0 \text{ кэВ}$ и $\sigma_F = 16.6 \text{ кэВ}$ в начале и в конце измерений соответственно.

Общее число зарегистрированных α -частиц (флюенс Φ) Si(Li)-детектором за время измерений составило $6.2 \cdot 10^9$. Изменение энергетического разрешения по мере накопления флюенса показано на рис. 3. Полученная зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией с наклоном $\Delta\sigma/\Delta\Phi = (8.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10} \text{ кэВ}/\alpha$. Ошибка определена как стандартное отклонение наклонов трех анализируемых α -пиков. Таким образом, при флюенсе $\Phi = 10^{10}$ α -частиц энергетическое разрешение σ увеличится на 8.4 кэВ или на 70% для данного детектора, используемого при азотной температуре.

Ухудшение энергетического разрешения полупроводникового детектора при регистрации внешних α -частиц связано с двумя основными причинами. Это увеличение обратного тока детектора, зависящее от общего флюенса на детекторе, и увеличение толщины поверхностного не-

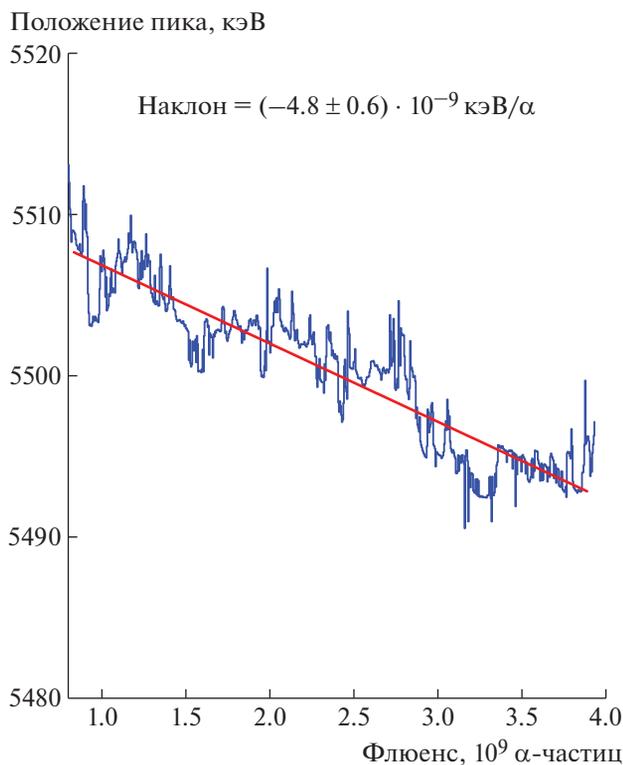


Рис. 4. Изменение положения пика с энергией 5499 кэВ в зависимости от полученного флюенса.

чувствительного слоя детектора, которое зависит от поверхностной плотности потока.

Известно, что воздействие α -частиц на кристаллический кремний приводит к образованию первичных точечных радиационных дефектов: вакансий и связанных с ними междоузельных атомов кремния [11]. Оба точечных дефекта могут мигрировать по кристаллической решетке даже при температуре жидкого азота и создавать комплексные дефекты с атомами примеси, присутствующими в решетке, и взаимодействуя между собой [12]. В случае Si(Li)-детекторов захват мигрирующими вакансиями атомов лития исключает последние из процесса компенсации и пассивации исходных акцепторов. Следствием этого является нарушение степени компенсации, которое приводит к уменьшению i -области и, тем самым, к увеличению толщины нечувствительного слоя.

Изменение толщины нечувствительного слоя проявляется в изменении как положения, так и ширины α -пика. Зависимость уширения α -пика от толщины нечувствительного слоя определяется конкретной геометрией измерений, а именно, распределением числа α -частиц в зависимости от пройденного пути в нечувствительном слое, и может быть рассчитано по методу Монте-Карло, в частности, с использованием пакета GEANT4.

Измеренная зависимость положения α -пика с энергией 5.5 МэВ от флюенса α -частиц представлена на рис. 4. Определенное смещение положения пика линейно меняется в зависимости от флюенса. Вычисленный наклон равен $(-4.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ кэВ/ α . При $\Phi = 10^{10}$ α -частиц дополнительные средние потери энергии α -частицы будут составлять 50 кэВ или $<1\%$ для 5.5 МэВ α -частиц ^{238}Pu .

Зависимость энергетического разрешения детектора σ с зарядочувствительным предусилителем от обратного тока I определяется флуктуациями заряда, связанными с током, и временем формирования усилителя τ : $\sigma_I \sim (\tau I)^{0.5}$. Коэффициент пропорциональности определяется конкретным формирующим фильтром, в нашем случае мы использовали соотношение σ_I , кэВ = $2.8 \cdot 10^{-2} (\tau [\text{мкс}] I [\text{пА}])^{0.5}$ [13].

Оценим верхний предел на дополнительный обратный ток детектора, вызванный флюенсом $6.2 \cdot 10^9$ α -частиц. Энергетическое разрешение в конце измерений σ_F связано с разрешением в начале измерений σ_B и уширением σ_I , вызванным дополнительным током, следующим образом: $\sigma_F^2 = \sigma_B^2 + \sigma_I^2$. Используя соотношение $\sigma_I = 2.8 \cdot 10^{-3} (\tau I)^{0.5}$, находим максимальное значение дополнительного тока $I = 8.3 \cdot 10^{-8}$ А. Можно определить конкретный наклон, показывающий увеличение тока детектора и связанный с полученным флюенсом: $\Delta I / \Delta \Phi = 1.4 \cdot 10^{-17}$ А/ α . В результате измерений в работе [14] для детектора с p - n -переходом (из кремния n -типа) при температуре $T = 300$ К было получено значение наклона $\Delta I / \Delta \Phi$, в 3 раза большее определенного нами для Si(Li)-детектора.

Насколько нам известно, Si(Li)-детекторы не использовались для регистрации актов деления, поскольку при малых пробегах осколков и α -частиц достаточно небольшого чувствительного объема поверхностно-барьерных детекторов или детекторов с p - n -переходом. Применение кремния p -типа и компенсации дефектов кристалла литием, на наш взгляд, может приводить к повышению радиационной стойкости. Это означает, что при создании источника нейтронов, осколки деления и α -частицы которого будут регистрироваться, видимо, предпочтительнее использовать Si(Li)-детектор. По крайней мере, это установлено для α -частиц. Дальнейшие измерения мы планируем провести с источником ^{252}Cf и выделить вклад в изменение характеристик Si(Li)-детектора, связанный с осколками деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектрометр на основе Si(Li)-детектора использовался для прецизионного измерения спектра α -частиц, возникающих при распадах ядер

^{233}U , ^{238}Pu и ^{239}Pu , с целью определения изменения характеристик детектора в зависимости от полученного флюенса. В результате измерений, проводившихся в течение 60 суток с полным флюенсом $6.2 \cdot 10^9$ α -частиц, установлено, что изменение энергетического разрешения α -пиков в зависимости от флюенса описывается линейной функцией с наклоном $\Delta\sigma/\Delta\Phi = (8.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ кэВ/ α . Если полученные изменения в энергетическом разрешении связать с увеличением обратного тока детектора, то это соответствует наклону $\Delta I/\Delta\Phi = 1.4 \cdot 10^{-17}$ А/ α . Измеренное положение α -пика в зависимости от флюенса линейно меняется с наклоном $(-4.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ кэВ/ α . Установлено, что изменение энергетического разрешения Si(Li)-детектора позволяет надежно разделить сигналы от α -частиц и от осколков деления вплоть до флюенса 10^{10} α -частиц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01009) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-29-13014, № 17-02-00305 и № 19-02-0009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 11. С. 1129. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200811a.1129>
2. <https://conferences.pa.ucla.edu/dark-matter-2018/>
3. *Akimov D., Albert J.B., An P., Awe C., Barbeau P.S., Becker B., Belov V., Brown A., Bolozdynya A., Cabrera-Palmer B., Cervantes M., Collar J.I., Cooper R.J., Cooper R.L., Cuesta C. et al.* // Science. 2017. V. 357. Issue 6356. P. 1123. <https://doi.org/10.1126/science.aao0990>
4. *Вавилов В.С.* // Успехи физ. наук. 1964. Т. 84. № 11. С. 431. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0084.196411c.0431>
5. *Затолока С.И., Иванов В.Б., Лядов Г.Д., Хрунов В.С.* Препринт № НИАР-П-267. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/09/358/9358458.pdf
6. *Aalseth C.E., Acerbi F., Agnes P., Albuquerque I.F.M., Alexander T., Alici A., Alton A.K., Antonioli P., Arcelli S., Ardito R., Arnquist I.J., Asner D.M., Ave M., Back H.O., Barrado Olmedo A.I. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2018. V. 133. P. 131. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>
7. *Akimov D., Albert J.B., An P., Awe C., Barbeau P.S., Becker B., Belov V., Brown A., Bolozdynya A., Cabrera-Palmer B., Cervantes M., Collar J.I., Cooper R.J., Cooper R.L., Cuesta C. et al.* arXiv:1804.09459. <https://doi.org/10.5281/zenodo.1228631>
8. *An F., An G., An Q., Antonelli V., Baussan E., Beacom J., Bezrukov L., Blyth S., Brugnera R., Buizza Avanzini M., Busto J., Cabrera A., Hao Cai, Xiao Cai, Cammi A. et al.* // J. Phys. G. 2016. V. 43. P. 030401. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/3/030401>
9. *Базлов Н.В., Бахланов С.В., Дербин А.В., Драчнев И.С., Еремин В.К., Котина И.М., Муратова В.Н., Пилипенко Н.В., Семенов Д.А., Унжаков Е.В., Чмель Е.А.* // ПТЭ. 2018. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.7868/S0032816218030199>
10. *Alexeev I.E., Bakhlanov S.V., Bazlov N.V., Chmel E.A., Derbin A.V., Drachnev I.S., Kotina I.M., Muratova V.N., Pili-penko N.V., Semyonov D.A., Unzhakov E.V., Yere-min V.K.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2018. V. 890. P. 64. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.031>
11. *Емцев В.В., Машовец Т.В.* Примеси и точечные дефекты в полупроводниках М.: Радио и связь, 1981.
12. *Абдуллин Х.А., Мукашев В.Н.* // Физика и технология полупроводников. 1994. Т. 28. Вып. 10. С. 1831.
13. *Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушнирук В.Ф.* Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.
14. *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Иванов А.М., Строкан Н.Б., Дюмин А.Н., Лебедев В.М.* // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 24. С. 69.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074.5:620.179.152

ЗАЩИТНОЕ ГИДРОФОБНОЕ ПОКРЫТИЕ ДЛЯ КРИСТАЛЛОВ CsI(Tl)

© 2020 г. А. Л. Шпилинская^{а,*}, А. М. Кудин^б,
Л. А. Андрищенко^б, А. В. Диденко^а, О. В. Зеленская^а

^а Институт сцинтилляционных материалов НАН Украины
Украина, 61001, Харьков, просп. Науки, 60

^б Национальный университет гражданской защиты Украины
Украина, 61023, Харьков, ул. Чернышевская, 94

*e-mail: shpilalya@gmail.com

Поступила в редакцию 14.05.2019 г.

После доработки 14.05.2019 г.

Принята к публикации 03.06.2019 г.

Предложен состав и способ нанесения гидрофобного защитного покрытия на входную для излучений поверхность кристаллов CsI(Tl). Покрытие представляет собой композицию из полимера (фторопластовый лак) и растворителя (этилацетат). Определен оптимальный состав композиции для нанесения покрытий толщиной ~2 мкм. Способ нанесения предусматривает предварительную выдержку образца в парах гексаметилдисилазана для увеличения адгезии покрытия к поверхности. Показано, что замена акриловой пленки толщиной 5 мкм на фторопластовое покрытие толщиной 2 мкм позволяет увеличить световой выход α -детектора на 14%, а энергетическое разрешение улучшить от 6.28 до 4.96%.

DOI: 10.31857/S0032816219060156

ВВЕДЕНИЕ

Кристаллы CsI(Tl) широко используются в различных областях науки и сцинтилляционной техники [1, 2]. Очевидным достоинством этих кристаллов является их способность не только регистрировать заряженные частицы [3], но также осуществлять их идентификацию по форме импульса [4]. Необходимость регистрировать заряженные частицы предопределяет суровые требования к состоянию поверхности сцинтиллятора [5] и ее стабильности во времени [6].

Известно, что состояние поверхности кристаллов CsI нестабильно во времени. В литературе рассматривались две причины такой нестабильности. Во-первых, это релаксация вакансионной подсистемы внутри нарушенного слоя, созданного после механической обработки поверхности [7, 8], во-вторых, релаксация дислокационной структуры нарушенного слоя [9] и связанные с этим изменения рельефа поверхности.

Одним из путей обеспечения стабильности спектрометрических характеристик является применение защитных покрытий [10, 11]. В работе [12] был предложен состав покрытия на основе акриловой пленки толщиной 5 мкм, что меньше пробега α -частиц в CsI. Предложенный состав

оказался удачным и успешно применялся в течение последних 40 лет.

В последние годы стали доступными многие гидрофобные материалы, превосходящие акриловый лак по своим физико-химическим характеристикам. В настоящей работе рассматривается возможность снижения толщины покрытия за счет применения новых гидрофобных материалов и повышения их адгезии к поверхности кристаллов без снижения стабильности характеристик α -детектора во времени.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Состав композиции. В качестве полимера в составе композиции для гидрофобного покрытия использован сополимер трифторхлор этилена и фтористого винилидена общей формулы $[(-CF_2-CFCl)_n-CF_2-CH_2-]_m$, известный как фторопластовый лак Ф-32Л, а в качестве растворителя – этилацетат. Известно [13], что этот лак применяется для формирования тепло- и химически стойких влагонепроницаемых пленочных покрытий. Защитные фторопластовые пленки в 30 раз менее влагонепроницаемы, чем покрытия из полиэтилена, в 40–60 раз – по сравнению с эпоксидными лаками, в 80–120 раз – по сравнению с пленками

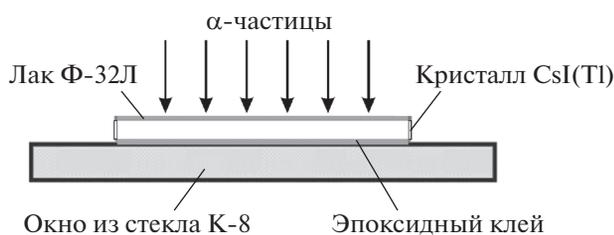


Рис. 1. Конструкция сцинтилляционного детектора для регистрации α -частиц [12].

масляных лаков. Эти покрытия обладают достаточно хорошей прозрачностью и фотостойкостью.

Для получения гидрофобного покрытия минимальной толщины использован фторопластовый лак марки "В". Толщину защитной пленки можно регулировать путем разбавления композиции этилацетатом. При добавлении растворителя в состав фторопластового лака изменяется вязкость композиции, и покрытие равномерно наносится на поверхность кристалла. Следует учитывать, что при уменьшении толщины покрытия его проницаемость растет.

Однако высокая химическая инертность и низкая поверхностная энергия фторопласта являются причиной низкой адгезии покрытия к поверхности кристалла. Обработка полированной поверхности кристалла CsI(Tl) в парах гексаметилдисилазана (ГМДС) позволяет усилить адгезию фторопластового покрытия вследствие химических реакций, которые создают тонкий слой $\text{SiOSi}(\text{CH}_3)_6$ (гексаметилдисилоксана) на поверхности. Известно, что такой слой является промотором адгезии [14] для пленок с сильными гидрофобными свойствами.

Способ нанесения покрытия состоит в следующем. Кристалл с отполированной поверхностью выдерживают в парах ГМДС в течение 2 ч при температуре 60°C в эксикаторе. Температура выдержки 60°C выбрана из соображений ускорения процессов переноса в газовой фазе и химических процессов на поверхности. Увеличение температуры выше указанной нежелательно, поскольку известно, что уже при 80°C процессы приповерхностной диффузии в кристалле усиливаются. Интенсификация диффузионных процессов обусловлена резким увеличением концентрации одиночных вакансий из-за диссоциации дивакансий [7], что приводит к неоднородному распределению конверсионной эффективности [8], образованию мертвого слоя и ухудшению сцинтилляционных характеристик образца.

Далее кристалл зажимают в специальной оправке, которую устанавливают в шпиндель станка и приводят во вращение со скоростью $1.0\text{--}1.3\text{ с}^{-1}$. На поверхность сцинтиллятора наносят несколько

капель (в зависимости от диаметра заготовки) пленкообразующей композиции, содержащей 8% лака Ф-32Л. Полученное покрытие высушивают потоком теплого воздуха от фена.

Выбор кристаллов. Для изготовления образцов использовались кристаллы CsI(Tl), выращенные методом вытягивания на затравку с подпиткой [15]. Особенности метода подробно описаны в [16]. Для изготовления детекторов заряженных частиц в работе [3] рекомендуется сцинтилляционный материал CsI(Tl, NO_2) [17], поскольку он обладает меньшим послесвечением и большей радиационной стойкостью. В наших экспериментах использовался более доступный материал CsI(Tl, CO_2) [18]. Благодаря исключительной однородности свойств по объему слитка [19] из кристалла CsI(Tl, CO_2) можно вырезать большое число идентичных образцов. Все образцы были изготовлены из однородной части слитка и имели концентрацию активатора ($C_{\text{Tl}} = 9.5 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$), оптимальную для детектирования γ -квантов [20] с "синим" фотоэлектронным умножителем (ф.э.у.). Указанная концентрация меньше оптимальной C_{Tl} для регистрации α -частиц. По этой причине реальные детекторы α -частиц могут иметь спектрометрические характеристики лучше полученных в настоящей работе. Наши результаты иллюстрируют влияние покрытий на спектрометрические характеристики коммерческих кристаллов CsI(Tl).

Изготовление образцов. Для проведения исследований были выбраны образцы двух различных размеров. Во-первых, это были стандартные для регистрации α -излучения кристаллы диаметром 60 и толщиной 0.35 мм. Схематическое изображение детектора α -частиц представлено на рис. 1. Оговоримся, что на схеме опущены некоторые конструктивные особенности, такие как корпус, в который вклеивается изображенное стеклянное окно и крышка.

Для изготовления детекторов такого типа отполированная заготовка $\text{Ø}60 \times 5\text{ мм}$ приклеивалась эпоксидным клеем к стеклянному окошку диаметром 65 мм, выполненному из материала К-8. После застывания клея кристалл был сошлифован и отполирован до толщины 0.35 мм. Указанная толщина сцинтиллятора на порядок превышает пробег α -частиц с энергией 5.15 МэВ в CsI ($l \sim 0.032\text{ мм}$). Защитное покрытие наносилось на входную для излучения поверхность.

Для экспериментов по отработке технологии нанесения защитных покрытий использовались образцы размером $\text{Ø}20 \times 4\text{ мм}$, которые устанавливались непосредственно на входное окно ф.э.у. При механической обработке и финишной полировке образцов учитывались рекомендации работ [5–7] по минимизации нарушенного слоя, который возникает после механической обработки поверхности.

Таблица 1. Спектрометрические характеристики сцинтилляторов с гидрофобным покрытием на основе акрилового лака ($d = 5$ мкм) и лака Ф-32Л ($d = 2$ мкм) при регистрации α -частиц с $E = 5.15$ МэВ

Размеры образца, мм	Характеристика	Величина спектрометрической характеристики при толщине d покрытия, мкм		
		5	—	2
$\varnothing 60 \times 0.35$	L , каналы	1172	1652	1491
	R , %	6.27	4.72	5.03
$\varnothing 20 \times 4$	L , каналы	2231	2712	2541
	R , %	6.28	4.61	4.96

Измерение характеристик. Спектрометрические параметры измерены на спектрометрическом стенде с фотоумножителем Hamamatsu R1307 относительно эталона. Точность определения светового выхода данным методом составляла $\pm 3.2\%$ [21]. В качестве иммерсии использовался каучук СКТН. Сцинтилляции возбуждались α -частицами от радионуклида ^{239}Pu с энергией 5.15 МэВ. Время формирования сигнала во всех случаях составляло 4 мкс.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Толщину d защитного покрытия на подложке определяли интерференционным методом. Типичные значения d приведены в табл. 1.

На рис. 2 приведены амплитудные спектры одного и того же образца CsI(Tl). Первоначально образец представлял собой стандартный α -детектор диаметром 63 и толщиной 0.35 мм. Толщина акриловой пленки на входной поверхности образца составляла 5 мкм по результатам интерференционных измерений. Амплитудный спектр исходного детектора представлен кривой 1 на рис. 2. Максимум пика полного поглощения α -частиц с энергией 5.15 МэВ соответствует 1172 каналу. Следует отметить, что справа от основного пика на всех спектрах наблюдается линия изотопа ^{241}Am ($E_\alpha = 5.5$ МэВ) – дочернего продукта β -распада изотопа ^{241}Pu , который в незначительных количествах содержится в ^{239}Pu . Далее мы считаем этот пик фоновым и не обсуждаем в статье.

После измерений защитное акриловое покрытие с поверхности образца удалялось путем растворения в этилацетате. Кривая 2 на рис. 2 соответствует такому образцу, видно, что после удаления пленки световой выход увеличился на 480 каналов, а энергетическое разрешение улучшилось от 6.27 до 4.72%, что связано с уменьшением ионизационных потерь в защитной пленке.

После нанесения защитного фторопластового покрытия толщиной 2 мкм световой выход составил $L = 1491$ канал, а энергетическое разрешение $R = 5.03\%$, согласно кривой 3 на рис. 2. Из сопоставления кривых 1 и 3 видно, что спектрометрические характеристики α -детектора с разработан-

ным защитным покрытием заметно превосходят таковые для прототипа.

Для удобства сравнения результатов световой выход и энергетическое разрешение, рассчитанные по положению и форме пика полного поглощения α -частиц, представлены в табл. 1. Здесь же приведены данные для образцов диаметром 20 и высотой 4 мм. Для этих образцов данные по световому выходу и энергетическому разрешению лучше, чем для образцов первого типаоразмера. Связано это с меньшими потерями света из-за отсутствия выходного стеклянного окна у образцов второго типа. Следует отметить, что начальные параметры образцов были практически идентичны, поэтому пленки различной толщины наносились на разные кристаллы. Отметим, что в этом случае замена материала покрытия приводит к улучшению разрешения от 6.28 до 4.96%.

Из данных табл. 1 и рис. 2 видно, что замена защитной пленки на основе акрилового лака на гидрофобную защитную пленку на основе лака Ф-32Л приводит к существенному улучшению

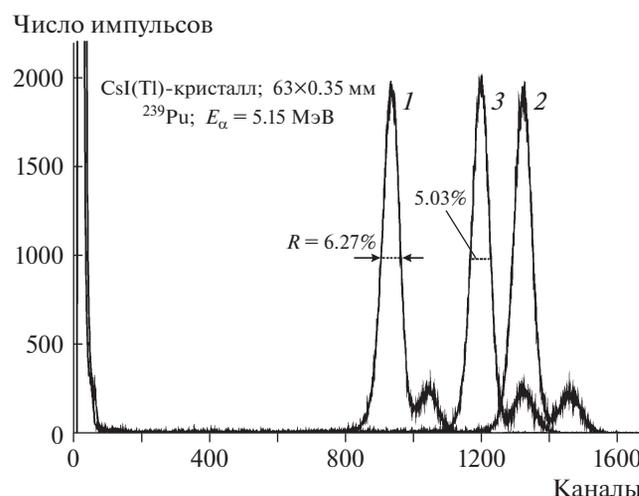


Рис. 2. Амплитудные спектры детектора α -излучения с защитным акриловым покрытием (1), без покрытия (2) и с пленкой на основе лака Ф-32Л (3).

спектрометрических характеристик α -детекторов независимо от их типоразмера.

Специально поставленные эксперименты с образцами меньшего диаметра позволили оптимизировать состав композиции для нанесения защитного покрытия и его толщину. Оказалось [22], что для композиции, содержащей 10% лака Ф-32Л и 90% этилацетата, толщина защитной гидрофобной пленки по разработанному способу нанесения составляет ~2 мкм. Уменьшение толщины пленки меньше 2 мкм нецелесообразно, так как нарушается целостность покрытия.

Стабильность характеристик. Детекторы α -частиц с предложенным гидрофобным покрытием длительное время хранились в нормальных условиях. Повторные измерения спектрометрических характеристик, проведенные через 2 года, показали, что в пределах ошибки измерений значения светового выхода и энергетического разрешения не изменились.

ВЫВОДЫ

Предложен состав и способ нанесения гидрофобного защитного покрытия на входную для излучений поверхность кристаллов CsI(Tl). Покрытие представляет собой композицию из полимера (фторопластовый лак) и растворителя (этилацетат). Определен оптимальный состав композиции для нанесения покрытий толщиной ~2 мкм. Способ нанесения покрытия предусматривает операцию предварительной выдержки образца в парах гексаметилдисилазана для увеличения адгезии покрытия к поверхности. Показано, что замена акриловой пленки толщиной 5 мкм на защитное покрытие на основе фторопластового лака позволяет увеличить световой выход α -детектора на 14%, а энергетическое разрешение улучшить от 6.28 до 4.96%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lecoq P., Gektin A., Korzhik M.* Inorganic Scintillators for Detector Systems. Springer, 2017.
2. *Gruppen C., Shwartz B.* Particle Detectors. Cambridge University Press, 2008.
3. *Кудин А.М., Бороденко Ю.А., Гринев Б.В., Диденко А.В., Дудник А.В., Заславский Б.Г., Valtonen E., Ergonen T., Peltonen J., Lehti J., Kettunen H., Virtanen A., Huovelin J.* // ПТЭ. 2010. № 1. С. 45.
4. The FAZIA Collaboration. *Bougault R., Poggi G. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2014 V. 50. P. 47. <https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14047-4>
5. *Kudin A.M., Sysoeva E.P., Trefilova L.N., Zosim D.I.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2005. V. A537. P. 105. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.245>
6. *Выдай Ю.Т., Тарасов В.А., Ананенко А.А., Кудин А.М., Андриященко Л.А., Килимчук И.В., Бояринцев А.Ю., Климов А.В.* // ПТЭ. 2006. № 3. С. 23.
7. *Кудин А.М., Андриященко Л.А., Гресь В.Ю., Диденко А.В., Чаркина Т.А.* // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 5. С. 7.
8. *Kudin A.M., Zosim D.I., Yemelyanov A.Yu.* // Bull. Kharkov National University, physics. 2018. V. 28. P. 40. doi 1026565/2222-56172018-28-03
9. *Шкоропатенко А.В., Кудин А.М., Андриященко Л.А., Волошина Л.И., Зосим Д.И., Волошин А.В.* // Физическая инженерия поверхности. 2015. Т. 13. С. 175. <https://periodicals.karazin.ua/pse/article/view/4556>
10. *Aulchenko V.M., Baibusinov B.O., Baldin E.M., Bondar A.E.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1996. V. A379. P. 502.
11. *Andryushchenko L.A., Kudin A.M., Goriletsky V.I., Zaslavsky B.G., Zosim D.I., Charkina T.A., Trefilova L.N., Renker D., Ritt S., Mzavia D.A.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2002. V. A486. P. 40. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00672-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00672-1)
12. *Захарин Я.А., Добряк В.М., Говорова Р.А., Гладкова И.В., Померанцев В.В., Замятин Ю.В.* // Монокристаллы, сцинтилляторы и органические люминофоры. 1969. Вып. 5. С. 37.
13. Промышленные фторорганические продукты: справочное издание / Под ред. Б.Н. Максимова и др. изд. 2-е, перераб. и доп. СПб.: Химия, 1996.
14. *Каргин Н.И., Михнев Л.В., Гусев А.С.* // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. № 3. С. 77.
15. *Кудин А.М., Митичкин А.И., Чаркина Т.А., Заславский Б.Г., Васецкий С.И., Реброва Т.П., Загоруйко Ю.А., Матейченко П.В.* // Оптический журнал. 2007. Т. 74. С. 70.
16. *Zaslavsky B.G., Grinyov B.V., Suzdal V.S., Kudin A.M., Kisil I.I., Vasetsky S.I., Mitichkin A.I.* // J. Crystal Growth. 1999. V. 198/199. Part 1. P. 856.
17. *Заславский Б.Г., Гринев Б.В., Васецкий С.И., Колесников А.В., Кудин А.М., Митичкин А.И., Овчаренко Н.В.* Патент 87792UA. Класс С30В 29/10 // Бюл. № 15. Оpubл. 10.08.2009.
18. *Vinograd E.L., Goriletsky V.I., Kovaleva L.V., Korsunova S.P., Kudin A.M., Mitichkin A.I., Panova A.N., Protsenko V.G., Shakhova K.V., Shpilinskaya L.N.* Patent 5876630US. Класс С30В 11/00 // Publication 1999-03-02.
19. *Диденко А.В.* Автореф. дисс. ... техн. наук. Харьков, Украина: Институт монокристаллов, 2017.
20. *Trefilova L.N., Kudin A.M., Kovaleva L.V., Zaslavsky B.G., Zosim D.I., Bondarenko S.K.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2002. V. A486. P. 474. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00756-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00756-8)
21. *Kudin A.M., Borodenko Yu.A., Belogub V.V., Didenko A.V.* // Bull. Nation. Tech. University Kharkiv Polytechnic Institute. 2014. № 15 (1058). P. 87.
22. *Шпилинская А.Л., Диденко А.В., Зеленская О.В., Андриященко Л.А., Кудин А.М., Мунтян В.К.* Патент 118246UA. Класс С09D 127/12 // Бюл. № 23. Оpubл. 10.12.2018.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ
ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

УДК 621.317+519.688

ПРИМЕНЕНИЕ АВТОРЕГРЕССИОННОЙ МОДЕЛИ
ПРИ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛА РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО КАНАЛА
КРАЙНЕВЫСОКОЧАСТОТНОГО
РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА-РАДИОМЕТРА

© 2020 г. А. В. Кашин^а, Н. С. Корнев^а, Н. А. Макарычев^а,
С. В. Марьевский^а, К. В. Минеев^а, *, А. В. Назаров^а

^а Филиал ФГУП «РФЯЦ – ВНИИ экспериментальной физики»

«Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»
Россия, 603137, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47

*e-mail: mineevkv@gmail.com

Поступила в редакцию 23.07.2019 г.

После доработки 01.08.2019 г.

Принята к публикации 14.08.2019 г.

Рассматривается метод цифровой обработки сигнала радиометрического канала крайневыхочастотного радиointерферометра-радиометра, работающего в активно-пассивном режиме. В основу алгоритма цифровой обработки положен метод представления сигнала авторегрессионной моделью. Предложен критерий выбора оптимального порядка модели. Применение предложенного алгоритма позволяет сократить время обработки экспериментальных результатов более чем в 2 раза по сравнению с используемыми ранее методами.

DOI: 10.31857/S0032816220010036

ВВЕДЕНИЕ

Применение радиочастотных методов диагностики позволяет осуществлять непрерывную дистанционную регистрацию процессов, протекающих в оптически непрозрачных материалах, к которым относятся практически все изоляторы, в том числе и твердые взрывчатые вещества (в.в.). Разрабатываются методы, позволяющие регистрировать температуру детонационных фронтов с высокой разрешающей способностью. В радиодиапазоне известен единственный метод дистанционного измерения температуры удаленного объекта – измерение его яркостной температуры с последующим пересчетом ее в термодинамическую температуру через коэффициент отражения.

В [1] описывается эксперимент по измерению яркостной температуры детонационного фронта, распространяющегося в образце тринитротолуола (ТНТ), с помощью крайневыхочастотного радиointерферометра с радиометрическим каналом, имеющего временное разрешение 1 мкс и работающего в пассивном режиме (с отключенным передатчиком) по принципу компенсационного радиометра.

Для получения термодинамической температуры исследуемого процесса необходимо, помимо яркостной температуры, определять еще и ко-

эффициент отражения от исследуемого объекта на частоте зондирующего сигнала передатчика, используя активно-пассивный режим измерения.

Такой опыт может быть реализован с применением экспериментальной сборки, эскиз которой представлен на рис. 1.

В начальный момент времени на электродетонатор 1 подается высоковольтный импульс подрыва, синхронизированный с запуском регистрации на цифровом осциллографе сигнала промежуточной частоты с выхода приемо-передатчика крайневыхочастотного радиointерферометра-радиометра. Для формирования плоского детонационного фронта в шашке ТНТ 6 используется линза 4 из в.в. Для экранирования влияния теплового излучения линзы между ней и шашкой ТНТ размещается алюминиевая фольга 5. В качестве приемо-передающей антенны 7 используется плоский торец прямоугольного диэлектрического волновода, введенный в плотный контакт с поверхностью шашки ТНТ. На рис. 2 приведен участок экспериментального сигнала промежуточной частоты, соответствующий распространению детонации в ТНТ. Вертикальными сплошными линиями обозначены моменты входа детонации в шашку ТНТ и выхода из нее.

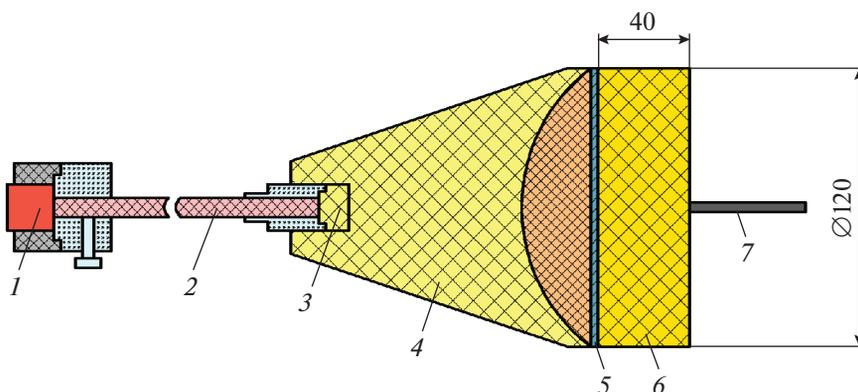


Рис. 1. Эскиз экспериментальной сборки. 1 – электродетонатор, 2 – линия задержки из пластика в.в., 3 – промежуточный детонатор, 4 – генератор плоской волны (линза), 5 – алюминиевая фольга, 6 – шашка ТНТ, 7 – антенная система.

В спектре принимаемого радиометром радиояркого сигнала будет присутствовать мощная гармоническая составляющая сигнала передатчика. Для получения радиометрического сигнала теплового шума исследуемого объекта, мощность которого пропорциональна яркостной температуре, на этапе отложенной цифровой обработки из зарегистрированного сигнала необходимо полностью исключить гармоническую составляющую сигнала передатчика. Затем, как описано в [1], по калибровочной сетке радиометра пересчитать суммарную мощность оставшихся шумовых спектральных составляющих в яркостную температуру.

В [2] для исключения сигнала передатчика применяется алгоритм узкополосной фильтрации во временной области. Преимуществом дан-

ного алгоритма является его универсальность, однако программный синтез цифровых фильтров высоких порядков требует применения п.э.в.м. с большой вычислительной мощностью.

В [2] также рассмотрен алгоритм нелинейной фильтрации в частотной области, реализуемый путем исключения самых мощных дискретных составляющих амплитудного спектра Фурье. Отмечено, что использование такого алгоритма приводит к проявлению эффекта Гиббса, к тому же в спектре шумового сигнала остается значительное число спектральных составляющих среднего уровня, обусловленных узкополосным сигналом, что оказывает отрицательное влияние на точность расчета яркостной температуры.

Однако, как показали проведенные авторами настоящей статьи исследования, представление исходного сигнала параметрической авторегрессионной (а.р.) моделью позволяет получить более точную оценку спектральной плотности мощности (с.п.м.) процесса и реализовать описанный в [2] алгоритм нелинейной фильтрации в частотной области.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Свойства а.р.-модели позволяют рассчитать ее параметры и связанную с ней функцию с.п.м. процесса в предположении, что автокорреляционная последовательность исследуемого случайного процесса известна. Однако на практике, как правило, автокорреляционная последовательность неизвестна, поэтому спектральная а.р.-оценка основывается на уже имеющихся отчетах данных. В настоящее время разработано большое количество алгоритмических методов получения спектральных а.р.-оценок [3, 4]. Все эти методы можно разбить на две категории: алгоритмы для обработки блоков данных и алгоритмы для обработки последовательных данных.

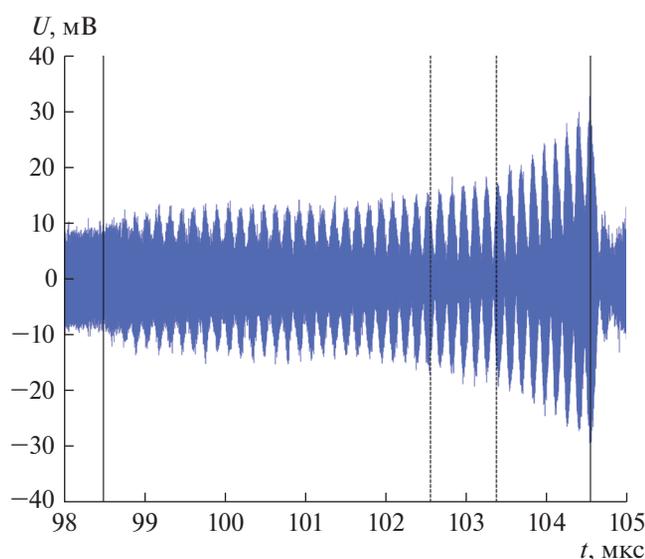


Рис. 2. Экспериментальный сигнал промежуточной частоты.

В условиях решаемой задачи рассмотрены методы, предназначенные для обработки блоков накопленных отсчетов данных некоторой реализации сигнала. Блочные методы представляют собой алгоритмы с фиксированным временем, рекурсивные относительно порядка в том смысле, что они применяются к фиксированным блокам временных отсчетов данных и позволяют рекурсивным образом получать оценки параметров а.р.-модели более высокого порядка по оценкам параметров а.р.-модели более низкого порядка. Степень повышения разрешения и достоверности спектральной оценки встречающихся на практике детерминированных и стохастических процессов с дискретным временем определяется соответствием выбранной модели анализируемому процессу [4].

В основе а.р.-моделей лежит предположение о том, что текущее значение а.р.-процесса X_t линейно зависит от некоторого количества предыдущих значений этого процесса X_{t-1}, \dots, X_{t-p} и выражается как конечная линейная совокупность предыдущих значений процесса и возмущения ε_t [5]:

$$X_t = C + \alpha_1 X_{t-1} + \alpha_2 X_{t-2} + \dots + \alpha_p X_{t-p} + \varepsilon_t, \quad (1)$$

где p – порядок а.р.-модели; C – вещественная константа; $\alpha_1, \dots, \alpha_p$ – параметры модели (коэффициенты авторегрессии); ε_t – случайная ошибка с нулевым математическим ожиданием, конечной дисперсией и единичной автокорреляционной матрицей, подтверждающей отсутствие автокорреляции между уровнями ряда ошибок (отклонений).

Коэффициенты авторегрессии рассчитываются из системы уравнений Юла–Уокера, а минимальный порядок определяется из априорных сведений об исследуемом сигнале и должен быть в два раза больше числа синусоидальных колебаний, содержащихся в анализируемом сигнале на фоне общего уровня шума. Чем меньше отношение сигнал/шум, тем больше должен быть порядок а.р.-модели.

Существует множество критериев выбора порядка а.р.-модели. В общем случае они представляют собой целевые функции, оптимизирующие по двум параметрам: ошибке линейного предсказания (бесконечно уменьшающейся при увеличении порядка а.р.-модели) и избыточному порядку. В условиях решаемой задачи в большинстве общеизвестных критериев (критерий окончательной ошибки предсказания, информационный критерий Акаике, авторегрессионная передаточная функция критерия и т.п.) ошибка линейного предсказания сильно превалирует над избыточным порядком, что приводит к завышенному значению порядка а.р.-модели. При излишне большом порядке увеличивается спектральное разрешение, но в с.п.м. процесса появляются

ложные составляющие, отрицательно влияющие на конечный результат цифровой обработки.

Для выделения слабого широкополосного сигнала теплового шума на фоне сильного узкополосного сигнала передатчика из с.п.м. а.р.-процесса, соответствующего исходному сигналу, исключаются отсчеты, соответствующие спектральным составляющим сигнала передатчика. При недостаточном исключении отсчетов из с.п.м. а.р.-процесса оставшиеся отсчеты сигнала передатчика могут внести значительную погрешность в расчет средней мощности шумового сигнала. При избыточном исключении отсчетов происходит потеря статистических данных.

При исключении k отсчетов сигнала передатчика из с.п.м. а.р.-процесса, содержащей N отсчетов, с.п.м. оставшихся $n = N - k$ отсчетов теплового шума по форме приближается к с.п.м. белого гауссова шума. Чем точнее выбран порядок p а.р.-модели, тем лучше а.р.-процесс соответствует исходному сигналу и тем ближе с.п.м. оставшихся n отсчетов теплового шума а.р.-процесса к равномерно распределенной в рабочей полосе частот с.п.м. белого гауссова шума.

Для расчета оптимального порядка а.р.-модели авторами был разработан критерий, минимизирующий отклонение с.п.м. анализируемого а.р.-процесса после исключения из нее заданного количества отсчетов от с.п.м. эквивалентного белого гауссова шума.

Целевая функция отклонения от с.п.м. белого гауссова шума определяется формулой:

$$\xi = \sum_{i=1}^n (P_{f_i}(k, p) - W_0)^2, \quad (2)$$

где n – число оставшихся отсчетов с.п.м.; $P_{f_i}(k, p)$ – с.п.м. а.р.-процесса, представляемого а.р.-моделью порядка p после исключения k отсчетов; W_0 – с.п.м. эквивалентного белого гауссова шума, вычисленная как среднее значение с.п.м. а.р.-процесса после исключения k отсчетов по формуле:

$$W_0 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n P_{f_i}(k, p). \quad (3)$$

Численным методом варьируются значения порядка p а.р.-модели и находится минимум отклонения ξ , соответствующий оптимальному порядку а.р.-модели для заданного количества исключаемых отсчетов k . По оставшимся составляющим с.п.м. а.р.-процесса, представляемого а.р.-моделью оптимального порядка, рассчитывается средняя мощность сигнала:

$$\bar{P} = \frac{f_d}{n} \sum_{i=1}^n P_{f_i}(k, p), \quad (4)$$

где f_d – частота дискретизации.

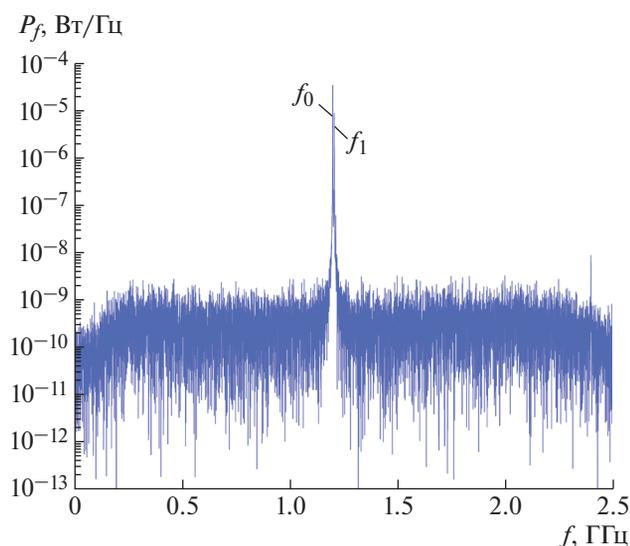


Рис. 3. Спектральная плотность мощности участка сигнала промежуточной частоты.

Расчет яркостной температуры исследуемого объекта проводится в скользящем окне размером N отсчетов по формуле:

$$T_{я_i} = \alpha \bar{P}_i - \beta, \quad (5)$$

где i – номер скользящего окна; P_i – средняя мощность сигнала в скользящем окне i , рассчитанная по n отсчетам; α и β – калибровочные коэффициенты, значения которых находятся при обработке сигналов, полученных на этапе калибровки радиометрического канала по эталонам яркостных температур.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Применим описанную выше методику при обработке сигнала, полученного при проведении газодинамического эксперимента по измерению тепловых характеристик распространяющегося в образце ТНТ детонационного фронта с помощью крайневых высокочастотного радиоинтерферометра-радиометра, работающего в активно-пассивном режиме [2].

Согласно рис. 2, детонация в шашке ТНТ начинается в момент времени $t_n = 98.5$ мкс, а выход детонации на поверхность наблюдается в момент времени $t_k = 104.5$ мкс. Биения являются следствием интерференции поступающих на вход приемника волн, отраженных от движущегося фронта детонации и от области контакта антенны с неподвижным торцом исследуемого объекта.

На рис. 3 представлена с.п.м., вычисленная с помощью быстрого преобразования Фурье для окна размером $N = 4096$ отсчетов, соответствующего

при частоте дискретизации $f_d = 5$ ГГц участку экспериментального сигнала от момента времени $t_1 = 103.2$ мкс до момента времени $t_2 = 104$ мкс (на рис. 2 данный участок отмечен штриховыми линиями).

Из рис. 3 следует, что в спектре наибольшие значения мощности имеют гармоники с частотами $f_0 = 1200$ МГц и $f_1 = 1207$ МГц, соответствующие сигналу, отраженному от неподвижного переднего торца сборки, и сигналу, отраженному от движущегося детонационного фронта, соответственно. Кроме этого, в с.п.м. присутствуют несколько дискретных комбинационных составляющих, мощность которых в несколько раз превышает средний уровень шумовых составляющих. Эти составляющие также необходимо исключить. Важным условием является полное устранение из с.п.м. самых мощных дискретных спектральных составляющих без значительной потери статистических данных.

Оптимальное количество исключаемых отсчетов выбиралось из $k = 20, 50, 100, 200$ отсчетов, что соответственно составляло 1, 2.5, 5, 10% от общего количества отсчетов N . С.п.м. а.р.-процесса вычислялась с помощью модифицированного ковариационного метода, имеющего высокую разрешающую способность при отсутствии расщепления спектральных составляющих.

Зависимости целевых функций отклонений ξ от порядка p а.р.-модели, вычисленные в рабочей частотной полосе 0.5–2.5 ГГц для каждого выбранного количества исключаемых отсчетов k , представлены на рис. 4.

Согласно критерию, минимизирующему целевую функцию отклонения ξ , оптимальные значения порядка а.р.-модели для $k = 20, 50, 100, 200$ соответственно составили $p = 235, 109, 60, 36$. Графики с.п.м. процессов после исключения k отсчетов представлены на рис. 5.

Согласно рис. 5а, в с.п.м. а.р.-процесса после исключения 20 отсчетов еще остается некоторое количество мощных комбинационных спектральных составляющих, вклад которых будет значителен при расчете мощности оставшегося теплового шума. С уменьшением количества исключаемых отсчетов вклад комбинационных составляющих только возрастет. В с.п.м., представленной на рис. 5б, мощные спектральные составляющие отсутствуют, а.р.-модель с достаточной степенью точности описывает исходный сигнал. Из рис. 5в и 5г следует, что с увеличением количества исключаемых отсчетов оптимальный порядок а.р.-модели снижается, однако увеличивается количество исключенных спектральных составляющих теплового шума исследуемого объекта, что приводит к потере статистических данных. Таким образом, для расчета яркостной температуры детонацион-

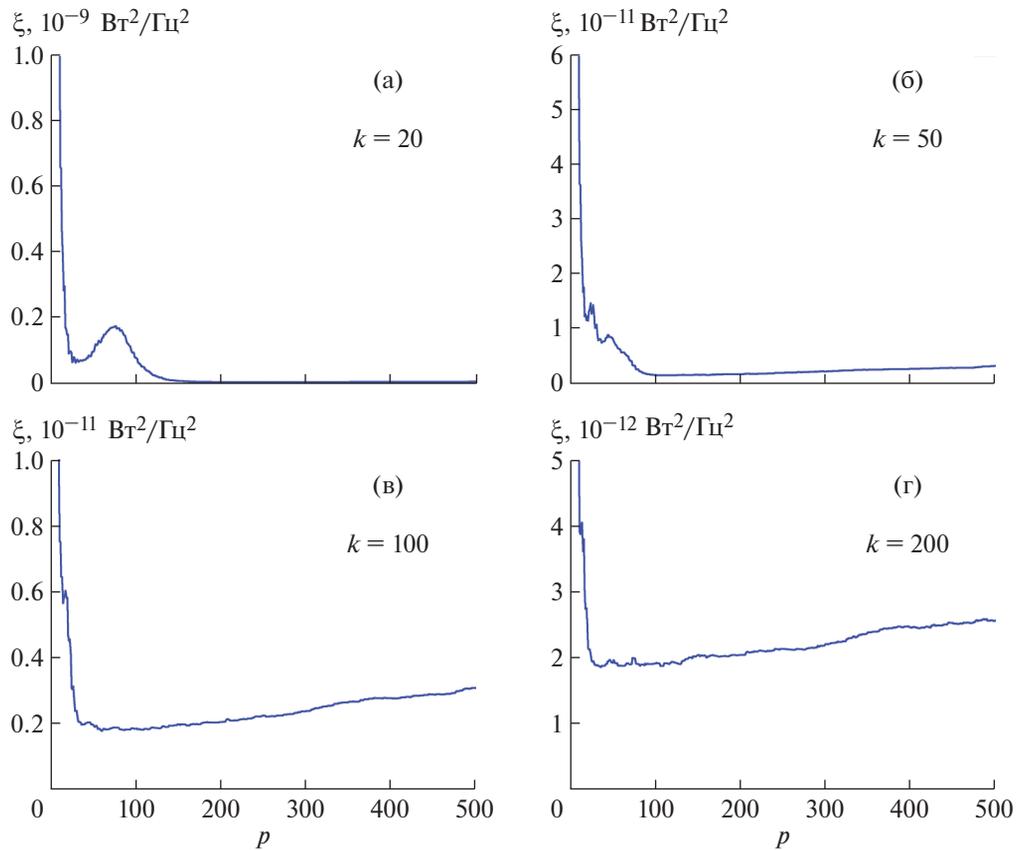


Рис. 4. Зависимости целевых функций от порядка а.р.-модели при различном количестве исключаемых отсчетов k .

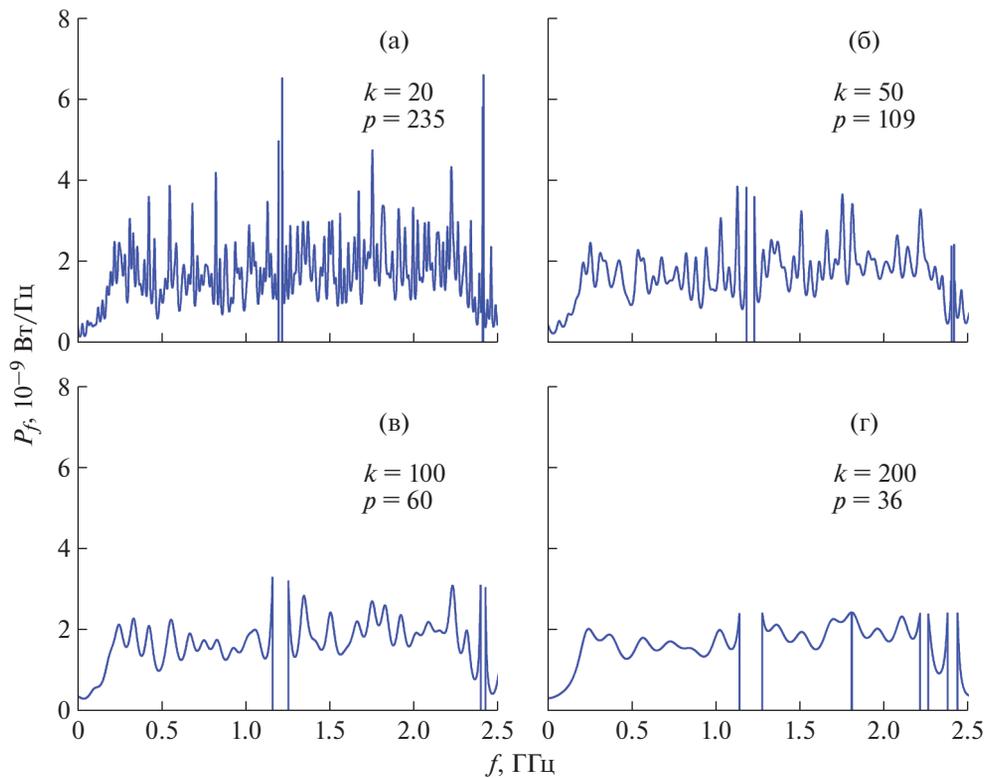


Рис. 5. Спектральная плотность мощности после исключения k отсчетов при оптимальных порядках а.р.-модели.

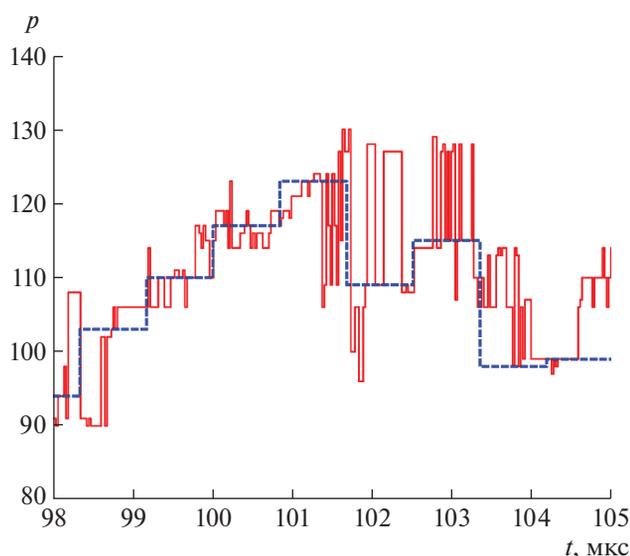


Рис. 6. Оптимальный порядок а.р.-модели при $k = 50$. Сплошная линия — в каждом окне; штриховая линия — в соседних окнах.

ного фронта целесообразно выбрать количество исключаемых отсчетов $k = 50$.

Расчет яркостной температуры детонационного фронта проводился в скользящем окне размером 4096 отсчетов, что соответствует длительности окна, примерно равной 0.8 мкс, с шагом 128 отсчетов. Распределение вычисленного оптимального порядка а.р.-модели для каждого окна на всем участке экспериментального сигнала промежуточной частоты, соответствующего распространению детонации в ТНТ, представлено сплошной линией на рис. 6.

Согласно рис. 6, для каждого окна при исключении из с.п.м. 50-ти самых мощных спектральных составляющих оптимальный порядок а.р.-модели находится в пределах от 90 до 130.

Расчет оптимального порядка а.р.-модели в каждом скользящем окне требует существенного времени вычислений, поэтому в условиях решаемой задачи целесообразно вычислить оптимальный порядок а.р.-модели только на соседних интервалах, т.е. разбить участок экспериментального сигнала на несколько неперекрывающихся между собой интервалов по 4096 отсчетов и на каждом интервале вычислить оптимальный порядок. Затем использовать полученное значение в расчетах для всех скользящих окон, большая часть отсчетов которых попадает в данный интервал. Значения оптимального порядка а.р.-модели, вычисленные для соседних интервалов, представлены на рис. 6 штриховой линией.

График яркостной температуры, рассчитанный с использованием а.р.-модели, представлен на рис. 7 (кривая 1). Здесь же для сравнения при-

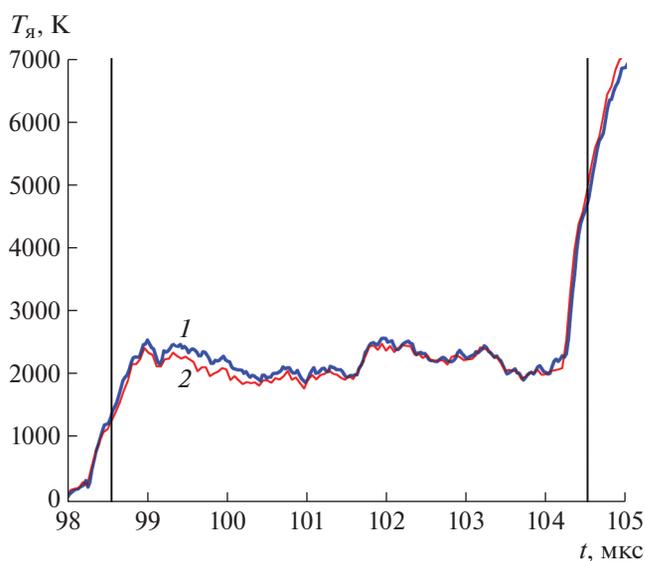


Рис. 7. График яркостной температуры. 1 — расчет с использованием а.р.-модели; 2 — расчет с использованием узкополосной фильтрации.

веден график яркостной температуры из работы [2], полученный с применением узкополосной фильтрации (кривая 2). В обоих случаях обработке подвергался один и тот же участок экспериментального сигнала. Вертикальными линиями обозначены моменты входа детонации в шашку ТНТ и выхода из нее.

В соответствии с кривой 1 на рис. 7 до момента времени $t = 98$ мкс регистрируется тепловой шум исследуемого объекта, находящегося при температуре окружающей среды $T_0 = 278$ К. Начиная с момента времени $t = 98$ мкс, когда скользящее окно усреднения соприкасается с участком сигнала, соответствующим началу детонации в образце, наблюдается рост яркостной температуры и затем — стационарный участок. При этом радиометр фиксирует относительно стабильную яркостную температуру фронта детонации в объеме в.в. С момента времени $t = 104$ мкс начинается резкий рост яркостной температуры, обусловленный выходом детонации на поверхность образца в.в. и ударным разогревом прилегающего к нему воздуха. При этом происходит разрушение антенно-фидерной системы.

Средняя яркостная температура детонационного фронта, рассчитанная для зависимости, полученной с использованием а.р.-модели, составила $T_{я} = 2153 \pm 353$ К. Средняя яркостная температура детонационного фронта, рассчитанная для зависимости, полученной с применением узкополосной фильтрации, составила $T_{я} = 2156 \pm 354$ К. Совпадение данных результатов свидетельствует о возможности применения предложенного алгоритма цифровой обработки с использованием ав-

торегрессионной модели при расчете яркостной температуры быстропротекающего процесса по сигналу радиоинтерферометра-радиометра, работающего в активно-пассивном режиме. При этом разработанный метод позволяет сократить время обработки результатов газодинамических экспериментов приблизительно в 2.5 раза по сравнению с методами, описанными в [2]. В частности, обработка осциллограммы сигнала длительностью 50 мкс (файл формата TSV размером 21 Мбайт) с применением предложенного алгоритма на э.в.м. с процессором i5-6400 ($4 \cdot 2.7$ ГГц) и объемом оперативного запоминающего устройства 16 Гбайт занимает не более 4 мин, в то время как продолжительность обработки той же осциллограммы с использованием алгоритмов работы [2] составляет около 10 мин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При обработке экспериментальных данных, полученных с помощью крайневых высокочастотного радиоинтерферометра-радиометра, работающего в активно-пассивном режиме, определяющим фактором, существенно влияющим на достоверность результатов, является нахождение минимального количества исключаемых отсчетов, при котором полностью ликвидируется вклад мощных спектральных составляющих отраженного сигнала передатчика и других дискретных комбинационных составляющих в с.п.м. сигнала, по которой осуществляется расчет яркостной температуры.

Полученное значение средней яркостной температуры детонационного фронта на стационарном участке и погрешность ее измерения согласу-

ются со значениями, полученными с помощью известного алгоритма узкополосной фильтрации, что является подтверждением работоспособности предложенного метода.

Использование одинакового порядка а.р.-модели в соседних неперекрывающихся интервалах на протяжении всей длительности анализируемого сигнала значительно сокращает время расчета.

Метод цифровой обработки результатов с использованием а.р.-модели позволяет осуществлять фильтрацию узкополосного сигнала активного канала практически без потери чувствительности и может использоваться в качестве альтернативы методам, представленным в [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Богданов Е.Н., Иконников В.Н., Канаков В.А., Кашин А.В., Михайлов А.Л., Минеев К.В., Назаров А.В., Орехов Ю.И., Седов А.А., Хворостин В.Н.* // "Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны". Труды Международной конференции "XVII Харитоновские тематические научные чтения". Саров, 2015. С. 442.
2. *Ботов Е.В., Иконников В.Н., Канаков В.А., Корнев Н.С., Макарычев Н.А., Минеев К.В., Назаров А.В., Османов Р.Р., Седов А.А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 5. С. 432.
<https://doi.org/10.1007/s11141-018-9899-y>
3. *Айвазян С.А., Мхитарян В.С.* Прикладная статистика и основы эконометрики. М.: ЮНИТИ, 1998. С. 820.
4. *Марпл С.Л.* Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. С. 252.
5. *Трусова А.Ю., Ильина А.И.* // Вестник СамГУ. 2013. № 7. С. 127.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ
ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

УДК 621.382

ИНТЕРПОЛЯТОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ АМПЛИТУДЫ СИГНАЛА
В СЧИТЫВАЮЩЕЙ ДЕТЕКТОРНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

© 2020 г. В. В. Шумихин^{а,*}, Д. А. Азаров^а, Э. В. Аткин^а,
И. С. Бульбаков^а, П. Ю. Иванов^а, Д. Д. Норманов^а

^а Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

*e-mail: vvshumikhin@mephi.ru

Поступила в редакцию 06.09.2019 г.

После доработки 10.09.2019 г.

Принята к публикации 13.09.2019 г.

Интерполятор предназначен для определения максимальной амплитуды сигнала в аналоговом канале специализированной считывающей микросхемы. Применение интерполятора позволяет снизить требования к частоте дискретизации аналого-цифрового преобразователя, встроенного в канал микросхемы. Описываются результаты проектирования и апробирования интерполятора в составе программируемой логической интегральной схемы.

DOI: 10.31857/S0032816220010176

ВВЕДЕНИЕ

Типичная структура амплитудного канала считывания содержит зарядочувствительный усилитель для преобразования токового сигнала с детектора в напряжение и его усиления; усилитель-формирователь (у.ф.) для фильтрации сигнала и формирования колоколообразного отклика и аналого-цифровой преобразователь (а.ц.п.). Для определения максимума сигнала в микросхеме считывания с высоким разрешением цифровым пиковым детектором [1] частота дискретизации а.ц.п. должна быть очень высокой. На рис. 1 представлен график максимальной ошибки определения амплитуды сигнала, выраженной в единицах младшего значащего разряда (м.з.р.), в зависимости от частоты дискретизации 10-битного а.ц.п. для сигналов от усилителей-формирователей с различным временем достижения максимума: 100, 200 и 300 нс.

Максимальная ошибка вычисления амплитуды сигнала определяется как максимальное отклонение значения функции сигнала в точках $t_{\text{peak}} - t_s/2$ или $t_{\text{peak}} + t_s/2$ от максимальной амплитуды сигнала, где t_{peak} — время достижения максимума на выходе усилителя-формирователя, t_s — период дискретизации а.ц.п. при амплитуде сигнала, равной полной шкале а.ц.п. Соответственно при уменьшении t_s ошибка определения пика также уменьшается, как показано на рис. 1. Для достижения точности <1 м.з.р. частота дискретизации а.ц.п. должна быть выше 50 МГц при времени достиже-

ния максимума на выходе усилителя-формирователя не менее 300 нс и 2-м порядке интегрирования. При уменьшении времени достижения максимума или увеличении порядка интегрирования

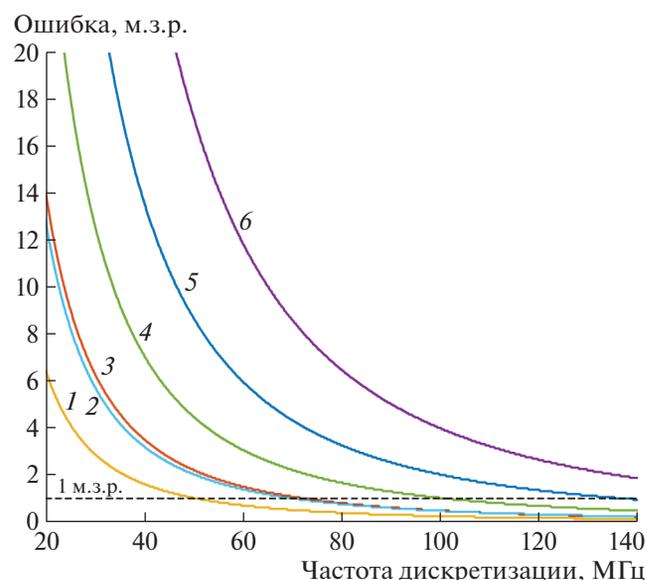


Рис. 1. Ошибка в определении максимума сигнала в зависимости от частоты дискретизации а.ц.п. При 2-м порядке у.ф. время достижения максимума равно 300 нс (1), 200 нс (3), 100 нс (5), при 4-м порядке у.ф. время достижения максимума равно 300 нс (2), 200 нс (4), 100 нс (6).

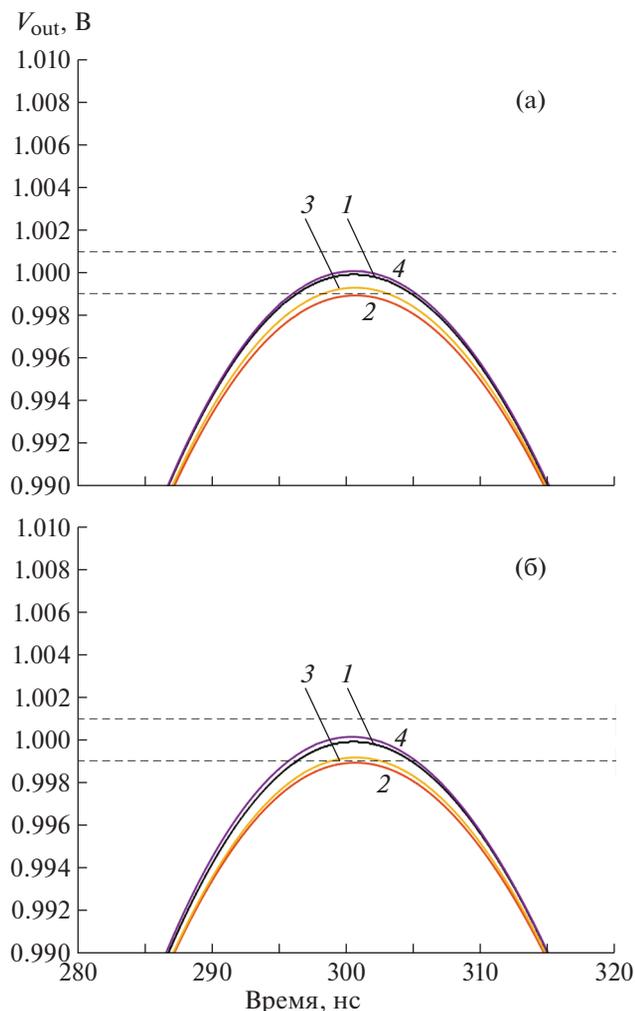


Рис. 2. Выходной отклик усилителя-формирователя (1), восстановленный по алгоритму Лагранжа (а) и кубическими сплайнами (б). Число отсчетов N_{pts} равно 4 (2), 5 (3) и 6 (4). Штриховыми линиями показаны границы ошибки 1 м.з.р. для 10-битного разрешения а.ц.п.

требуемая частота дискретизации а.ц.п. увеличивается.

Высокоскоростной а.ц.п. имеет высокое энергопотребление, что делает его несовместимым с малопотребляющим считывающим каналом. В некоторых известных микросхемах считывания [2] частота дискретизации встроенного а.ц.п. не позволяет определить максимум сигнала в чипе и приводит к необходимости передачи всех отсчетов а.ц.п. во внешнюю систему обработки данных, что требует использования энергозатратных высокоскоростных интерфейсов, дорогостоящих линий связи, а также специализированной элементной базы.

В данной статье описывается метод определения максимума сигнала, основанный на использовании интерполяции [3]. Интерполяция позволяет найти уравнение кривой, которая проходит

через заданный набор точек. Зная уравнение кривой, можно рассчитать значения функции в промежуточных точках в области искомого максимума сигнала. Это позволит найти максимальную амплитуду сигнала с необходимой точностью, снизив требования к частоте дискретизации а.ц.п. Определение максимума сигнала в микросхеме считывания позволяет существенно сократить объем передаваемых данных и соответственно снизить требования к скорости их передачи, а также существенно уменьшить потребляемую мощность встроенных в микросхему высокоскоростных передатчиков.

ВЫБОР АЛГОРИТМА ИНТЕРПОЛЯЦИИ

Для выбора алгоритма интерполяции, оптимального с точки зрения сложности реализации и достижения требуемой точности, были рассмотрены широко используемые алгоритмы интерполяции полиномами Лагранжа и кубическими сплайнами [4–9]. Для этого были найдены интерполяционные функции выходного сигнала усилителя-формирователя 4-го порядка с временем достижения максимума 200 нс, полученные по четырем, пяти и шести отсчетам (N_{pts}) при частоте дискретизации а.ц.п. 25 МГц (см. рис. 2). На рис. 3 показана ошибка в определении максимальной амплитуды сигнала в зависимости от частоты дискретизации а.ц.п. для функций, восстановленных по алгоритму Лагранжа и кубическими сплайнами. Ошибка уменьшается с ростом частоты дискретизации аналогично зависимости, представленной на рис. 1. Наименьшую ошибку имеет интерполяционная функция, построенная по шести отсчетам по алгоритму Лагранжа.

Интерполяционный многочлен Лагранжа — многочлен минимальной степени, принимающий данные значения в данном наборе точек. Для $n + 1$ пар чисел $(x_0, y_0), (x_1, y_1), \dots, (x_n, y_n)$, где все x_j различны, существует единственный многочлен $L(x)$ степени не выше n , для которого $L(x_j) = y_j$. Так как а.ц.п. оцифровывает сигнал с постоянной частотой, то узлы интерполяции распределены равномерно. В этом случае вычисление многочлена Лагранжа существенно упрощается.

Кубический сплайн — гладкая функция, область определения которой разбита на конечное число отрезков, на каждом из которых она совпадает с некоторым кубическим многочленом. Соответственно принципиальным отличием интерполяции кубическими сплайнами от интерполяции полиномами Лагранжа является необходимость вычисления полинома для каждого интерполяционного интервала. Это приводит к большим аппаратным затратам при реализации данного алгоритма интерполяции.

Для реализации был выбран алгоритм интерполяции полиномами Лагранжа, который имеет

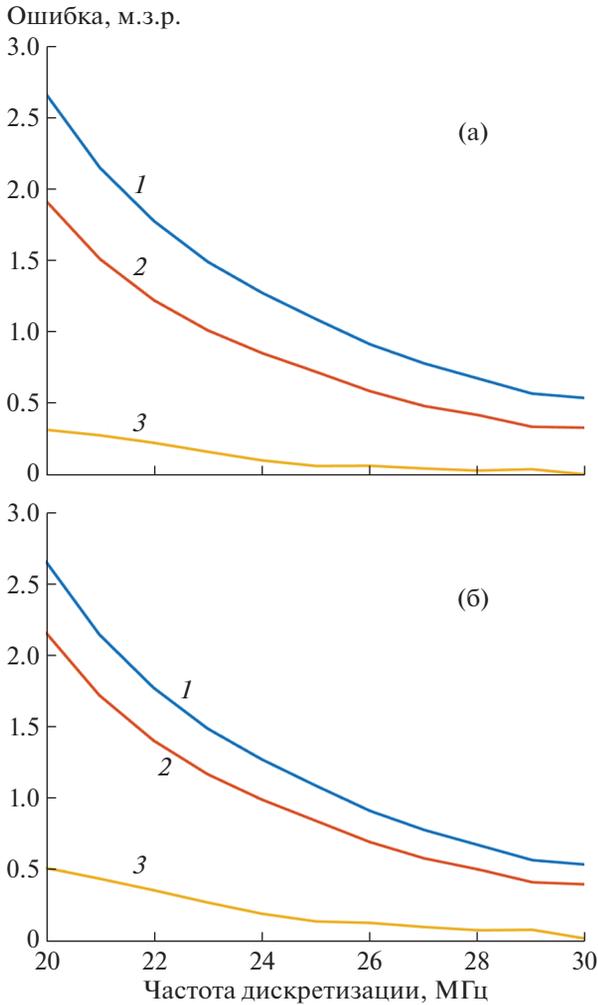


Рис. 3. Ошибка при определении максимальной амплитуды алгоритмом Лагранжа (а) и кубическими сплайнами (б). Число отсчетов N_{pts} равно 4 (1), 5 (2) и 6 (3).

меньшую ошибку и проще в реализации по сравнению с интерполяцией кубическими сплайнами.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИНТЕРПОЛЯТОРА

Как показал анализ интерполяционных алгоритмов для получения интерполяционной функции, совпадающей с функцией усилителя-формирователя, необходимо иметь выборку как минимум из 6 отсчетов а.ц.п., три из которых должны быть расположены на фронте сигнала и три на спаде. Это накладывает определенные ограничения на минимальную частоту дискретизации сигнала, которая должна быть не менее $3/t_{peak}$, где t_{peak} – время достижения максимума на выходе усилителя-формирователя.

Для определения максимума сигнала в интерполляторе рассчитываются значения для нескольких

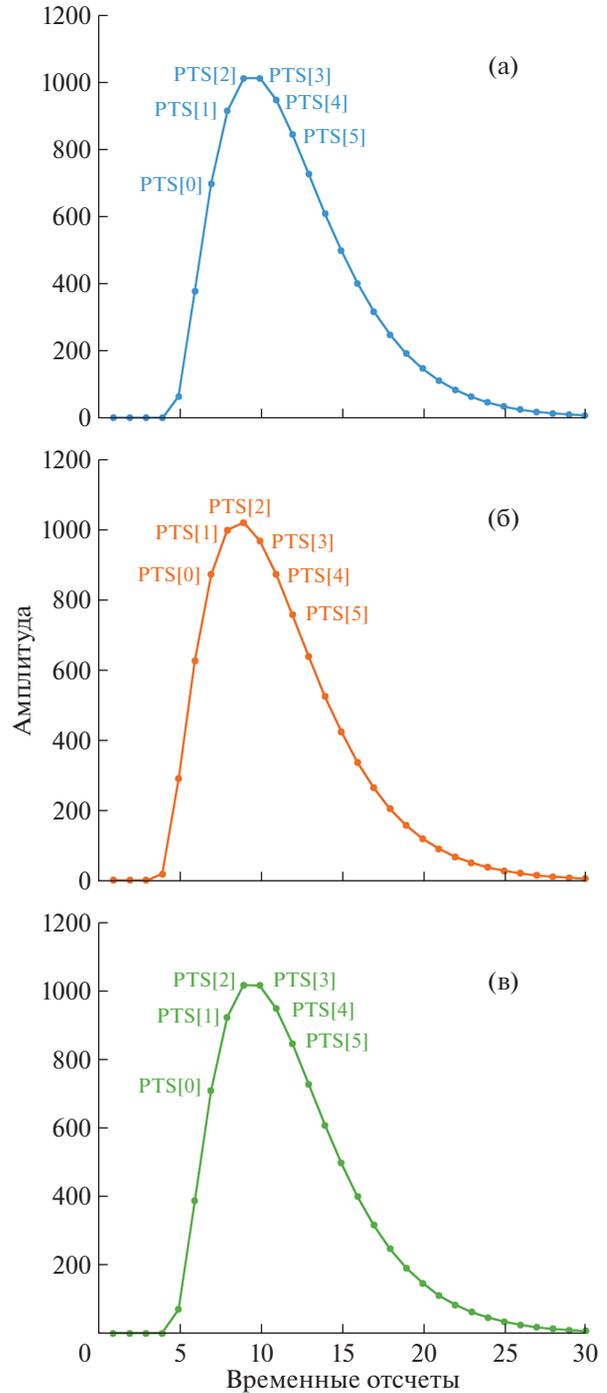


Рис. 4. Выбранные отсчеты а.ц.п.

дополнительных точек (N_{ups}), расположенных в окрестности точки с максимальной амплитудой в выборке из 6 точек. Число дополнительных точек N_{ups} определяет коэффициент повышения частоты дискретизации а.ц.п. в $(N_{ups} + 1)$ раза. Этот коэффициент выбирается таким образом, чтобы при повышенной частоте ошибка определения максимума была ниже требуемого уровня. Например,

для достижения ошибки 1 м.з.р. при дискретизации сигнала усилителя-формирователя с временем достижения максимума 200 нс и 2-м порядком интегрирования а.ц.п. с частотой 20 МГц требуется увеличить частоту дискретизации в 4 раза (см. рис. 1), т.е. количество промежуточных точек между отсчетами должно быть равно 3.

РЕАЛИЗАЦИЯ ИНТЕРПОЛЯТОРА

Интерполятор описан на языке Verilog, и апробирован на программируемой логической интегральной схеме (п.л.и.с.). Интерполятор сохраняет данные, поступающие из а.ц.п. в кольцевом буфере на 6 слов, и анализирует последовательность полученных отсчетов. Данные в кольцевом буфере обновляются каждый последующий отсчет а.ц.п. и расчет максимума начинается только после выполнения условия:

$$\begin{cases} \text{PTS}[0] < \text{PTS}[1] < \text{PTS}[2] \\ \text{PTS}[2] \geq \text{PTS}[3] \\ \text{PTS}[3] > \text{PTS}[4] > \text{PTS}[5], \end{cases}$$

где $\text{PTS}[i]$ – отсчеты а.ц.п. При выполнении заданного условия максимальное значение находится на отрезке от $\text{PTS}[1]$ до $\text{PTS}[3]$, и расчет промежуточных точек интерполятором проводится только на данном отрезке. На рис. 4 показаны выборки отсчетов а.ц.п. для трех возможных случаев положения пика сигнала усилителя-формирователя с временем достижения максимума 200 нс, 2-м порядке интегрирования и частотой дискретизации а.ц.п. 25 МГц:

$\text{PTS}[2] = \text{PTS}[3]$ – пик сигнала находится на интервале $\text{PTS}[2] - \text{PTS}[3]$ – рис. 4а;

$\text{PTS}[2] > \text{PTS}[3]$ – пик сигнала находится на интервале $\text{PTS}[1] - \text{PTS}[2]$ – рис. 4б;

$\text{PTS}[2] < \text{PTS}[3]$ – пик сигнала находится на интервале $\text{PTS}[2] - \text{PTS}[3]$ – рис. 4в.

Уточнение интервала нахождения максимума затрудняется тем, что сигнал на входе интерполя-

тора может быть разной амплитуды, от усилителей-формирователей с разным временем достижения максимума и с разной частотой дискретизации а.ц.п.

В качестве исходного значения максимума берется значение $\text{PTS}[1]$. Далее в цикле осуществляется последовательный расчет промежуточных точек по Лагранжу и сравнение их значений с максимумом. Если рассчитанное значение в точке больше максимального, то максимуму присваивается текущее рассчитанное значение. Если же значение в точке меньше максимума, то делается вывод о том, что точка находится на спаде кривой и максимум уже найден, и цикл поиска максимума завершается.

Ключевыми особенностями реализации блока интерполятора являются конвейерная обработка данных и оптимизация математических операций. Вещественная математика была сведена к операциям над целыми числами. При этом были пересчитаны весовые коэффициенты полинома Лагранжа для того, чтобы заменить целочисленное деление на сдвиг. Входные и выходные значения – 10-разрядные. Вычисления проводятся над числами разрядности 14 бит. При этом два дополнительных младших бита уменьшают ошибку округления промежуточных результатов, два старших дополнительных бита защищают от переполнения при операциях сложения/вычитания. Вещественные значения весовых коэффициентов так же были переведены в 14-разрядные целые числа.

Конвейеризация [10] характеризуется высокой степенью утилизации используемых вычислительных блоков. При полной загрузке интерполятора в конвейере блок умножения загружен полностью, а сумматор простаивает один такт за время вычисления точки. Ниже представлены стадии работы вычислительного конвейера, где выделен один цикл расчета промежуточной точки, а прочерком обозначен простой в работе вычислительного блока:

MUL0	MUL1	MUL2	MUL3	MUL4	MUL5	MUL0	MUL1	MUL2
ADD4	–	ADD0	ADD1	ADD2	ADD3	ADD4	–	ADD0

АПРОБАЦИЯ НА П.Л.И.С.

Апробация Verilog-описания интерполятора проводилась на п.л.и.с. Xilinx Kintex-7. Для имитации работы аналоговой части использовалась 8-канальная плата на базе а.ц.п. LTM9011-14 компании Linear Technology/Analog Devices. Для п.л.и.с. создан проект тестирования работы логической части проекта специализированной и.с. В тестовый проект входит интерфейс к а.ц.п.,

имитатор отсчетов от а.ц.п., блок формирования тактовых частот со схемой управления и тестируемый цифровой проект. Выходные данные с интерполятора выводились из п.л.и.с. по параллельной 10-разрядной шине данных.

Тестирование проводилось в двух режимах работы: с реальным аналоговым сигналом, а также с заранее сформированным массивом входных отсчетов а.ц.п.

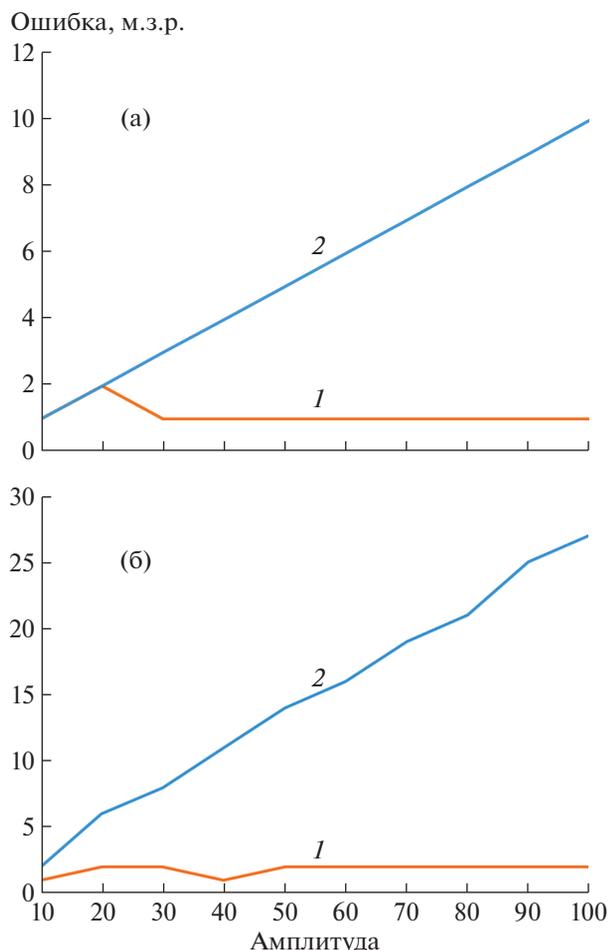


Рис. 5. Зависимость ошибки определения пика от амплитуды входного сигнала: **а** – 25 МГц, 200 нс, 2-й порядок; **б** – 30 МГц, 100 нс, 2-й порядок. *1* – интерполятор, *2* – пиковый детектор.

Тест с реальным аналоговым сигналом показал, что все максимумы детектируются корректно, а пропуски или ложные срабатывания отсутствуют. Недостатком данного теста была сложность оценки точности вычислений, так как дополнительную неопределенность в оценке точности вносят погрешности источника аналогового сигнала, аналогового тракта платы а.ц.п. и сам а.ц.п. Для устранения влияния аналоговой части на результаты тестирования интерполятора был использован режим с чтением отсчетов из заранее сформированного массива данных. Массив содержит отсчеты сигналов с известной амплитудой, что позволяет сравнить результат интерполяции с истинным значением максимума. Тестирование проводилось с шаблонами сигналов различной амплитуды и фазы смещения отсчетов относительно максимума сигнала.

Максимальная ошибка в определении пика сигнала в зависимости от амплитуды входного

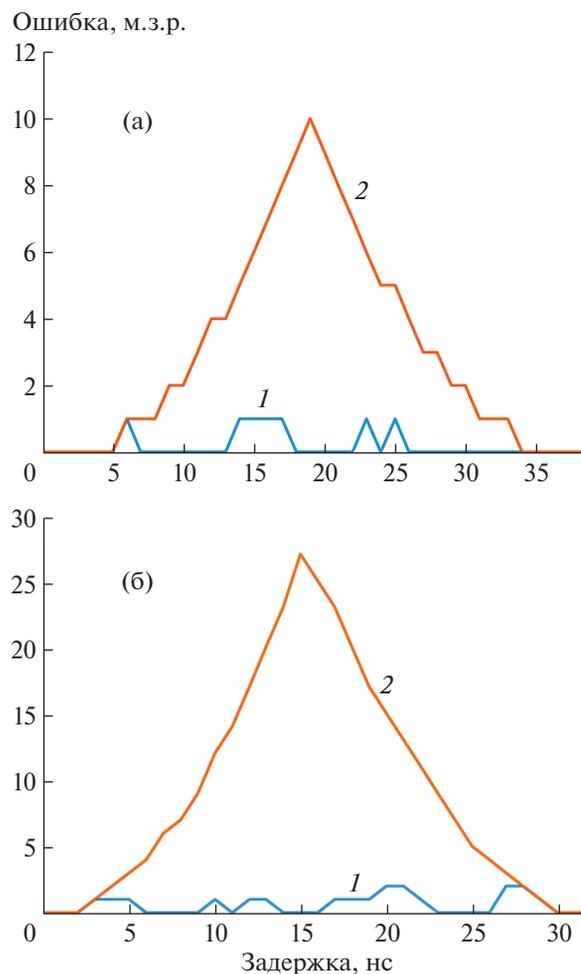


Рис. 6. Зависимость ошибки определения пика задержки входного сигнала: **а** – 25 МГц, 200 нс, 2-й порядок; **б** – 30 МГц, 100 нс, 2-й порядок. *1* – интерполятор, *2* – пиковый детектор.

сигнала усилителя-формирователя с временем достижения максимума 200 и 100 нс при 2-м порядке интегрирования и частоте дискретизации а.ц.п. 25 и 30 МГц не превышает 2 м.з.р. для 10-битного а.ц.п. (см. рис. 5). При определении максимума сигнала пиковым детектором максимальная ошибка составляет 10 и 27 м.з.р. соответственно (см. рис. 6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный интерполятор позволяет достичь высокой точности определения максимальной амплитуды. Применение интерполятора в считывающей специализированной интегральной микроэлектронике позволит существенно снизить требования к частоте дискретизации а.ц.п., встроенного в амплитудный канал микросхемы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-79-10259).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Atkin E., Bulbakov I., Ivanov P., Ivanov V., Malankin E., Normanov D., Sagdiev I., Samsonov V., Shumikhin V., Shumkin O., Vinogradova S., Voronin A.* // JINST. 2016. V. 11. C12069. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/C12069>
2. *Adolfsson J., Pabon A., Bregant M., Britton C., Brulin G., Carvalho D., Chambert V., Chinellato D., Espagnon B., Hernandez Herrera, Ljubicic T., Mahmood S.M., Mjornmark U., Moraes D., Munhoz M.G. et. al.* // JINST. 2017. V. 12. C04008. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/04/C04008>
3. *Бахвалов Н.С.* Численные методы. М.: Бином, 2011.
4. *Huang C., Chen P., Ma C.* // IEEE Transactions on Circuits and Systems for Video Technology. 2012. V. 22. № 10. P. 1512. <https://doi.org/10.1109/TCSVT.2012.2202080>
5. *Lee D., Cheung R., Luk W., Villasenor J.* // IEEE Transactions on Computers. 2008. V. 57. № 5. P. 686. <https://doi.org/10.1109/TC.2007.70847>
6. *Franck A.* // The 2010 International Conference on Green Circuits and Systems. Shanghai, China. 2010. P. 158. <https://doi.org/10.1109/ICGCS.2010.5543075>
7. *Moses C.J., Selvathi D., Queen G.S.E.* // 2017 International Conference on Signal Processing and Communication (ICSPC). Coimbatore, India. 2017. P. 201. <https://doi.org/10.1109/CSPC.2017.8305839>
8. *Dai Q., Katsaggelos A.K., Yu S., Kang W., Jeon J., Paik J.* // The 18th IEEE International Symposium on Consumer Electronics (ISCE 2014). JeJu, South Korea. 2014. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ISCE.2014.6884434>
9. *Li Rui, Lv Qiong* // 2012 International Conference on Image Analysis and Signal Processing. Hangzhou, China. 2012. P. 1. <https://doi.org/10.1109/IASP.2012.6425043>
10. *Угрюмов Е.П.* Цифровая схемотехника. СПб.: БХВ-Петербург, 2010.

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ

© 2020 г. В. Н. Вьюхин

Институт автоматики и электрометрии СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
e-mail: vvn@iae.nsk.su

Поступила в редакцию 13.06.2019 г.

После доработки 17.06.2019 г.

Принята к публикации 19.06.2019 г.

Представлены результаты разработки высоковольтного усилителя малой мощности для измерителя вольт-амперных характеристик высокоомных полупроводниковых и кристаллических структур. Диапазон выходного напряжения 0–500 В в однополярном и 0 ± 250 В в двухполярном режимах, ток нагрузки до 5 мА, длительность фронта 10 мкс. Источник питания 300 В выполнен на базе обратного повышающего импульсного преобразователя напряжения.

DOI: 10.31857/S0032816219060259

При разработке прибора для измерения вольт-амперных характеристик высокоомных структур наиболее проблемным оказался высоковольтный (в.в.) усилитель. Промышленные в.в.-усилители, например, фирмы APREX [1] рассчитаны на мощные нагрузки. В.в.-усилитель [2], выполненный по схеме модулятор–в.в.-трансформатор 1:100–демодулятор, не имеет стабилизирующей обратной связи, поэтому выходное напряжение сильно зависит от нагрузки, кроме того, его электрическая схема достаточно громоздка. В.в. линейные усилители [3] рассчитаны на мощные киловольтные нагрузки и имеют большое время установления масштаба миллисекунд.

Разработанный в.в.-усилитель содержит интегральный операционный усилитель (о.у.) и секцию в.в.-транзисторов, причем сигнал для возбуждения секции в.в.-транзисторов снимается с выводов питания о.у. Такая схема в.в.-усилителя известна [4], однако практическая реализация и методика расчета на напряжение до 500 В отсутствуют. Принципиальная схема усилителя приведена на рис. 1. Эксперименты показали, что такая схема обеспечивает более высокие динамические характеристики и лучшую устойчивость по сравнению с использованием выхода о.у. для возбуждения секции в.в.-транзисторов.

Исследовались усилители с двумя широко распространенными о.у.: прецизионный AD2177, имеющий ток питания 0.4 мА и единичную полосу частот 1.3 МГц, и TL082 – ток питания 1.4 мА, единичная полоса частот 5 МГц. Отметим, что применение микросхем двойных о.у. здесь обязательно.

Транзисторы T_1, T_2 работают в режиме повторителя тока, транзисторы T_3, T_4 – в режиме генератора тока. В.в.-усилитель на рис. 1 можно рассматривать как двухкаскадный. Выход 1-го каскада с резистора R_4 преобразуется транзистором T_3 в ток с коэффициентом

$$I_{T_3} = (U_{o.y.}/R_7)R_4/R_8,$$

где $U_{o.y.}$ – напряжение на выходе о.у. Здесь и далее полагаем, что “положительная” и “отрицательная” части схемы рис. 1 симметричны, а ток по-

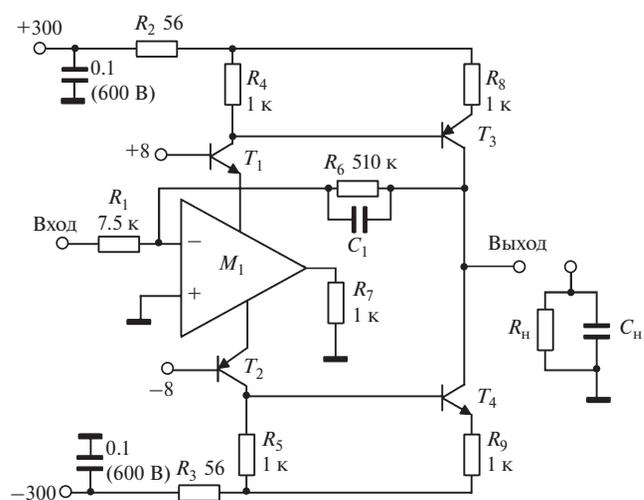


Рис. 1. Принципиальная схема в.в.-усилителя. M_1 – TL082 (AD2177); T_1, T_4 – TSC966, T_2, T_3 – TSA1765; R_2, R_3 – датчики тока, R_n, C_n – нагрузка.

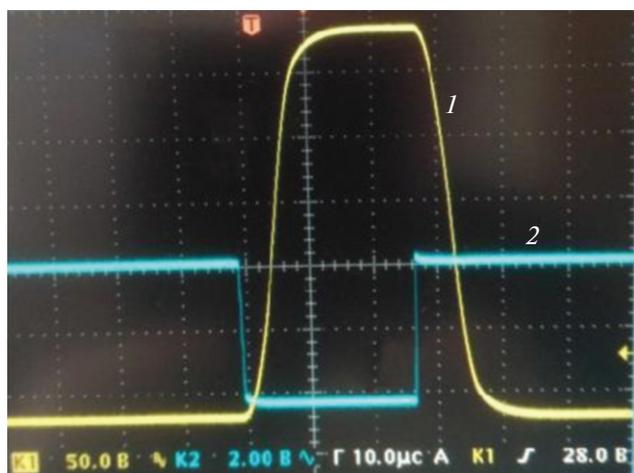


Рис. 2. Осциллограмма сигналов в.в.-усилителя на о.у. TL082: на выходе (1) и входе (2). Масштаб по вертикали 50 В/деление (1) и 2 В/деление (2), по горизонтали – 10 мкс/деление.



Рис. 3. Осциллограмма сигналов в.в.-усилителя на о.у. AD2177: 1 – на выходе о.у., 2 – на инверсном входе усилителя. Масштаб по вертикали 10 В/деление (1) и 50 мВ/деление (2), по горизонтали – 4 мкс/деление.

коя о.у. не учитывается, поскольку он не участвует в формировании выходного сигнала.

При разомкнутой обратной связи модули амплитудно-частотной характеристики (а.ч.х.) 1-го и 2-го каскадов в.в.-усилителя определяются по следующим выражениям:

$$K_1 = K_{o.y.} R_4 / R_7 = (f_i / f) R_4 / R_7,$$

$$K_2 = K_0 / \sqrt{1 + f / f_s^2},$$

где $K_{o.y.}$ – модуль а.ч.х. о.у., f_i – частота единичного усиления о.у., $K_0 = R_0 / R_7$ – коэффициент усиления 2-го каскада на постоянном токе, R_0 – параллельное соединение выходного сопротивления усилителя, нагрузки и резистора обратной связи R_6 , $f_s = 2C_k R_0$ – частота среза (полюса) второй ступени, C_k – емкость коллектора транзисторов T_3, T_4 . Экспериментально полученное значение выходного сопротивления транзисторов $T_3, T_4 \sim 250$ кОм на частоте 50 кГц, частота среза выходного каскада 50 кГц.

А.ч.х. усилителя двухполюсная, следовательно, даже при малом коэффициенте обратной связи R_1 / R_6 (большом усилении), при замыкании цепи обратной связи возможна неустойчивая работа, чему способствует емкостная нагрузка. Корректирующий конденсатор C_1 и резистор R_6 формируют корректирующий нуль а.ч.х. на частоте $f_{кор} = 1 / (2\pi R_6 C_1)$.

Усилитель с использованием о.у. AD2177 менее устойчив и требует более высокого значения корректирующего конденсатора по сравнению с вариантом, использующим о.у. TL082. Типичны для емкостной нагрузки до 30 пФ значения $C_1 = 2.7$ пФ и 4.3 пФ соответственно для о.у. TL082 и AD2177. При отсутствии емкостной нагрузки в.в.-

усилитель на о.у. TL082 может работать без коррекции. При неопределенной емкости нагрузки значение корректирующей емкости необходимо подбирать или использовать переменный конденсатор емкостью 2–10 пФ для TL082 и 4–20 пФ для AD2177. Подстройка осуществляется при подаче на вход импульса и достижения желаемой формы переходной характеристики усилителя.

Максимальный выходной ток $I_{макс}$ при закороченном на нуль выходе и максимальная скорость нарастания выходного напряжения $V_{нар}$ определяются соотношениями:

$$I_{макс} = U_{отс} / R_7,$$

$$V_{нар} = I_{макс} / C_{out},$$

где $U_{отс}$ – выходное напряжение отсечки о.у. ($U_{отс} = 5.5$ В для рис. 1), C_{out} – полная выходная емкость усилителя. Полоса частот в.в.-усилителя на о.у. TL082 равна 60 кГц при $R_n = 100$ кОм, $C_n = 130$ пФ, $C_1 = 4.3$ пФ. На рис. 2 представлена осциллограмма выходного импульса в.в.-усилителя на о.у. TL082 при названных выше условиях. Частотные свойства усилителя определяются, в основном, выходным каскадом на транзисторах и подбором корректирующей емкости, поэтому частотная характеристика в.в.-усилителя на о.у. AD2177 ненамного ниже приведенной для усилителя на о.у. TL082. Приведенное ко входу в.в.-усилителя смещение нуля равно 4 мВ для усилителя на о.у. TL082 и <100 мкВ для усилителя на о.у. AD2177.

Экспериментально обнаружено искажение выходного сигнала в усилителе на о.у. AD2177. Искажения хорошо просматриваются (как и остальные переходные процессы) на инверсном

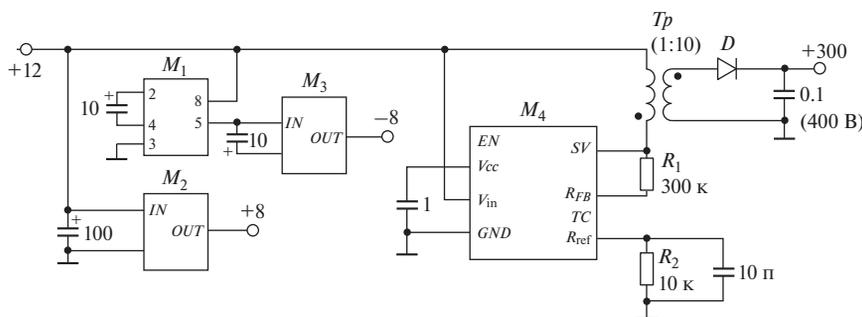


Рис. 4. Принципиальная схема источника питания. M_1 – ICL7662, M_2 – 78L08, M_3 – 79L08, M_4 – LT8304-1; D – BA158G; Tr – SUMIDA 13324-T087.

входе о.у. и имеют вид положительных и отрицательных импульсов постоянной площади – при повышении частоты синусоидального сигнала амплитуда растет, а длительность уменьшается, и наоборот. Вид искажений при подаче на вход синусоидального сигнала показан на осциллограмме рис. 3. Источником искажений является “обнуление” тока транзисторов T_3 , T_4 , когда “отрицательный” выходной ток усилителя равен режимному току о.у., а выходное напряжение о.у. равно нулю. В однополярном включении, при положительном выходном напряжении, данный эффект отсутствует. В усилителе на о.у. TL082 указанный эффект не наблюдается на рабочих частотах. При сравнении двух рассмотренных вариантов построения в.в.-усилителя на базе о.у. видно, что усилитель на о.у. AD2177 имеет очень малое смещение и дрейф нуля, но требует более тщательного подбора корректирующей емкости и может работать только в однополярном режиме.

Источник питания, схема которого приведена на рис. 4, имеет в своем составе первичный источник питания – сетевой адаптер +12 В с последующим стабилизатором, зарядовый инвертор на –12 В (микросхема M_1), линейные стабилизаторы M_2 , M_3 . Источник высокого напряжения +300 В выполнен по схеме повышающего обратноходового преобразователя, в котором роль накопительного дросселя выполняет первичная обмотка трансформатора Tr . Микросхема преобразователя M_4 дополни-

тельно содержит компоненты, позволяющие регулировать выходное напряжение. В момент запирания ключевого транзистора на его стоке (выводе SV в M_4) формируется импульс, амплитуда которого равна выходному напряжению, деленному на коэффициент трансформации. Этот уровень фиксируется, преобразуется в ток и используется в петле обратной связи для регулировки выходного напряжения, равного R_1/R_2 вольт. Источник питания –300 В аналогичен источнику +300 В. Более простое решение доступно при использовании нового продукта – трансформатора с двумя вторичными обмотками SUMIDA 10380-T030. При работе в однополярном режиме источника +300 В и –300 В соединяются последовательно, на оставшийся вывод в.в.-усилителя подается 12 В.

Описанный в.в.-усилитель используется для измерения вольт-амперных характеристик и импеданса высокоомных структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <https://www.apexanalog.com>
2. Сакалаускас С., Вайтонис З., Пурас Р. // ПТЭ. 2007. № 3. С. 61.
3. Ренков В.В. Препринт ИЯФ СО РАН 2010-32. Новосибирск, 2010.
4. www.leoniv.diod.club/articles/hvamp/hvamp.html

УСТРОЙСТВО НАНОСЕКУНДНОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН

© 2020 г. С. В. Коротков^{а,*}, А. А. Тоскин^б, Ю. В. Аристов^а, Д. А. Коротков^а

^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

^б АО «НПО «Поиск»

Россия, 188662, Ленинградская обл., Всеволожский р-н, пос. Мурино, ул. Лесная, 3

*e-mail: korotkov@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 31.05.2019 г.

После доработки 03.06.2019 г.

Принята к публикации 05.06.2019 г.

Рассмотрено высокостабильное и высокоэффективное электровзрывное устройство инициирования мощных ударных волн, содержащее электродетонатор на основе узкой медной фольги, покрытой полимерной пленкой, и полупроводниковый генератор субмикросекундных импульсов тока, обеспечивающих электрический взрыв фольги за время ~70 нс. Показана возможность использования разработанного устройства для подрыва взрывчатых веществ, обладающих высокой устойчивостью к тепловым и механическим внешним воздействиям.

DOI: 10.31857/S0032816219060090

В настоящее время мощные ударные волны применяются при штамповке и сварке крупногабаритных изделий, в горном деле, для устранения ледовых заторов, а также в физических исследованиях, направленных на создание сверхсильных магнитных полей и сверхвысоких давлений. Для формирования ударных волн широко используются взрывчатые вещества (в.в.), обладающие высокой устойчивостью к экстремальным механическим и тепловым внешним воздействиям.

Они инициируются электровзрывными детонаторами, в которых под воздействием мощного и короткого (субмикросекундного) импульса электрического тока осуществляется быстрый электрический взрыв тонкого проводника. В результате формируются тепловой импульс и мощная ударная волна, вызывающие подрыв в.в. При малой длительности и достаточно большой мощности электровзрывного воздействия достигается высокая стабильность моментов подрыва в.в., требуемая, например, для создания многоточечного взрыва в научных исследованиях при формировании ударных волн с заданной конфигурацией.

Основной проблемой при разработке электровзрывного детонатора является обеспечение эффективной коммутации мощных субмикросекундных импульсов тока, которая осуществляется искровыми разрядниками или традиционными полупроводниковыми приборами (тиристорами или транзисторами). Фундаментальным недо-

статком этих коммутаторов являются сравнительно большие потери энергии при наносекундной длительности процесса коммутации, обусловленные недостаточным малым временем переключения в хорошо проводящее состояние, составляющим десятки и сотни наносекунд.

Более перспективными представляются разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе кремниевые динисторы с наносекундным временем переключения [1–3], которое формируется в результате ударной ионизации решетки кремния.

На рис. 1 приведена электрическая схема разработанного устройства. Оно состоит из электровзрывного детонатора ЭД и генератора мощных субмикросекундных импульсов.

Генератор содержит цепь управления ЦУ и силовую цепь СЦ. Цепь управления выполнена на основе IGBT-транзисторов по схеме в работе [4]. Малые коммутационные потери энергии в транзисторах достигаются в результате использования рекомендаций в [5]. Силовая цепь состоит из коммутатора в виде описанного в [6] динистора с ударной ионизацией SID (SID – shock-ionized dynistor), конденсатора С, шунтирующих диодов D и блока дрейфовых диодов с резким восстановлением DSRD (DSRD – drift step recovery diodes) [7]. В качестве SID используется динистор с рабочим напряжением 3 кВ. Он изготовлен из кремниевой пластины толщиной ~0.7 мм и имеет рабочую площадь ~1 см². Блок DSRD состоит из 8 напаян-

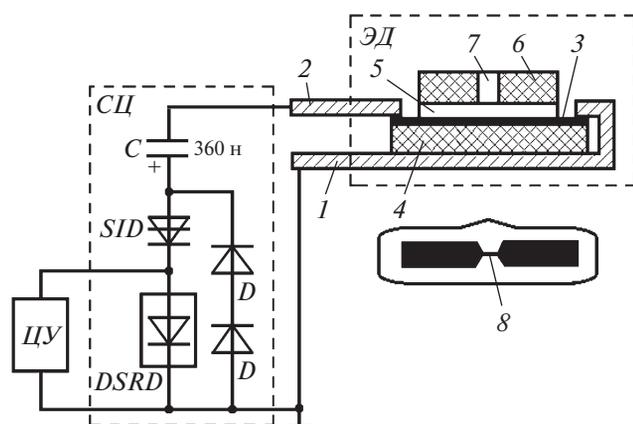


Рис. 1. Электрическая схема устройства наносекундного инициирования в.в. *СЦ* – силовая цепь, *ЦУ* – цепь управления, *SID* – диностор с ударной ионизацией, *DSRD* – блок из 8 последовательно соединенных дрейфовых диодов с резким восстановлением, *D* – шунтирующие диоды, *ЭД* – электродетонатор; 1, 2 – выходные шины; 3 – медная фольга; 4 – керамическая подложка; 5 – полимерная пленка; 6 – прижимная пластина; 7 – канал для вывода продуктов взрыва; 8 – взрывающийся участок фольги.

ных друг на друга диодных структур толщиной ~ 0.3 мм и рабочей площадью ~ 1 см². Шунтирующие диоды *D* выполнены из кремниевых пластин $\varnothing 12$ и толщиной ~ 0.35 мм.

Детонатор *ЭД* выполнен аналогично рассмотренному в [8]. Тонкая (~ 4 мкм) медная фольга 3 расположена на керамической подложке 4 и покрыта полимерной пленкой 5 толщиной ~ 30 мкм, на которую наложена пластина 6. В центре пластины 6 расположен канал 7 в виде отверстия диаметром ~ 0.8 мм. Находящийся под каналом 7 участок фольги 3 выполнен в виде микропроводника 8 длиной 0.7 и шириной 0.5 мм. Иницируемое в.в. располагалось над каналом 7.

В схеме на рис. 1 в исходном состоянии к *SID* приложено напряжение зарядки емкостного накопителя *C*. Включение *SID* осуществляется с помощью цепи управления *ЦУ* и блока *DSRD*. При включении *ЦУ* через блок *DSRD* пропускается короткий прямой ток, обеспечивающий накопление заряда в структурах диодов. В момент окончания прямого тока *ЦУ* коммутирует в блок *DSRD* быстро нарастающий обратный ток. При этом осуществляется вынос накопленного заряда и выключение *DSRD* за время ~ 3 нс. В процессе выключения *DSRD* протекающий через *ЦУ* ток коммутруется в цепь *D–D–SID*. В результате обеспечивается зарядка собственной емкости *SID* со скоростью > 1 кВ/нс, и напряженность поля вблизи коллектора его полупроводниковой структуры резко возрастает.

Поскольку до момента переключения в приколлекторной области *SID* нет свободных носи-

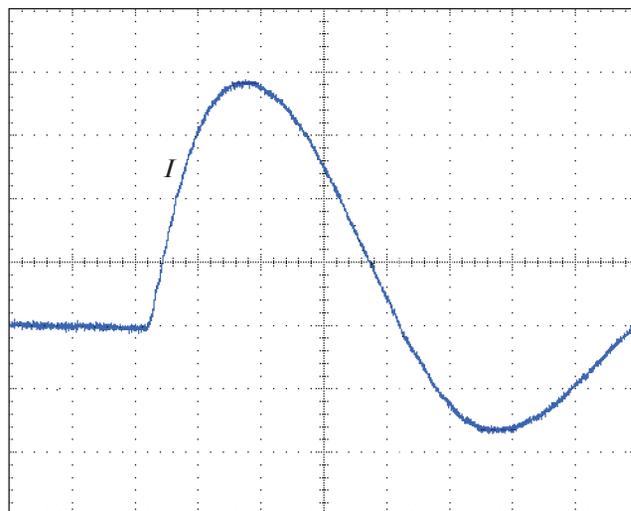


Рис. 2. Осциллограмма силового тока. Масштаб по вертикали 1.5 кА/деление, по горизонтали – 100 нс/деление.

телей, способных инициировать лавинный пробой, то напряжение на диносторе нарастает до величины, существенно превышающей предельно допустимое в стационарном состоянии. Спустя 2–3 нс до приколлекторной области *SID* долетают носители, инжектируемые из эмиттеров в момент наброса напряжения. Они инициируют волну ударной ионизации решетки кремния, которая осуществляет включение *SID* за время < 1 нс. При этом конденсатор *C* разряжается по цепи *SID–DSRD*–шина 1–фольга 3–шина 2.

При пропускании через фольгу 3 мощного быстро нарастающего тока происходит электрический взрыв микропроводника 8. Подложка 4 обеспечивает движение продуктов взрыва (плазмы) к каналу 7. Высокоскоростной поток плазмы воздействует на пленку 5 и разгоняет ее в канале 7 в направлении к в.в. При ударе пленки 5 о поверхность в.в. формируется мощная ударная волна, вызывающая детонацию в.в.

Для определения коммутационных возможностей силовой цепи *СЦ* было проведено ее исследование без использования *ЭД*. Коммутируемый ток измерялся коаксиальным шунтом с сопротивлением 50 мОм, подключенным к выходным шинам 1, 2. При максимально возможном силовом напряжении 3 кВ была осуществлена коммутация тока с амплитудой ~ 6 кА и длительностью ~ 400 нс, что свидетельствует о высоких коммутационных возможностях *SID* и о малом электрическом сопротивлении *СЦ* (~ 0.5 Ом). Малая монтажная индуктивность *СЦ* (~ 40 нГн) обеспечила скорость нарастания силового тока ~ 70 А/нс.

На рис. 2 приведена осциллограмма силового тока $I = 5.7$ кА, полученная при силовом напряжении 2.8 кВ. В этом режиме было проведено

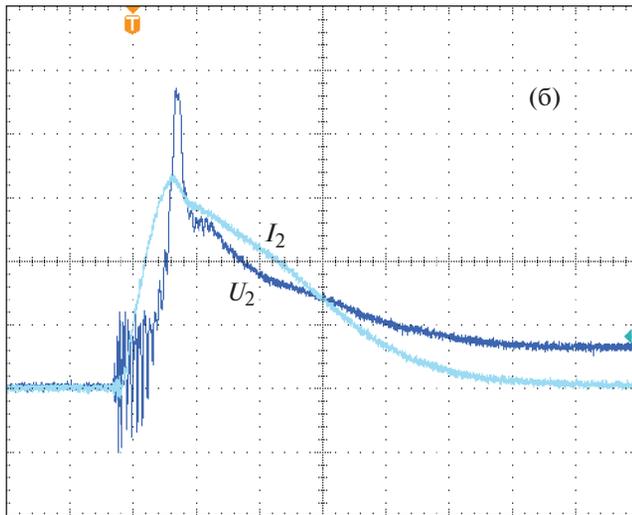
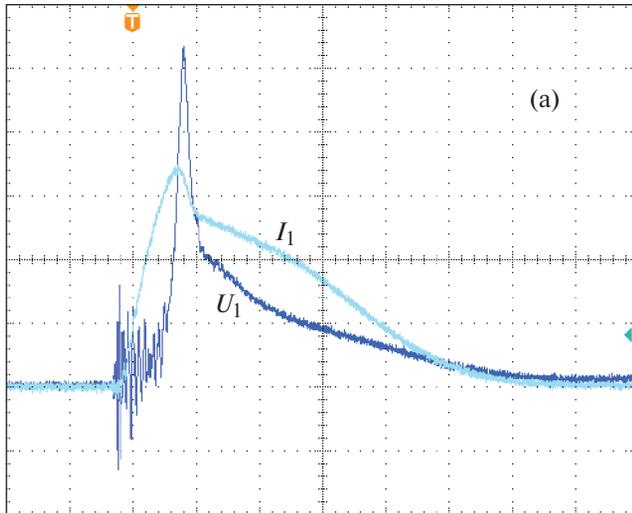


Рис. 3. Осциллограммы тока через ЭД и напряжения на ЭД при силовом напряжении 2.4 кВ (а) и 2.7 кВ (б). Масштаб по вертикали: тока 1 кА/деление, напряжения 500 В/деление; по горизонтали — 100 нс/деление.

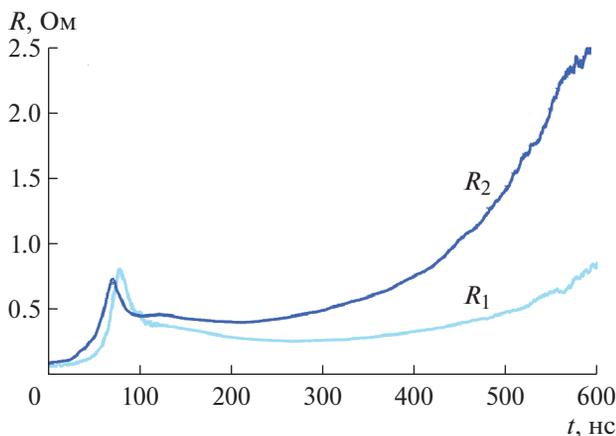


Рис. 4. Сопротивление ЭД при силовом напряжении 2.4 кВ (R_1) и 2.7 кВ (R_2).

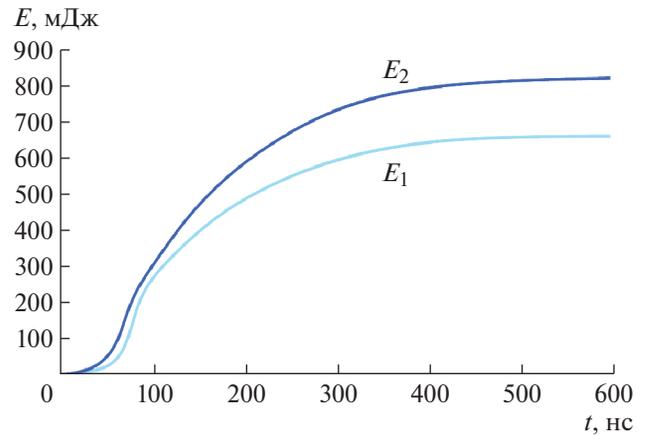


Рис. 5. Энергия, вводимая в ЭД при силовом напряжении 2.4 кВ (E_1) и 2.7 кВ (E_2).

1000 коммутаций без изменения выходных характеристик *СЦ*. Разброс амплитуд тока I составлял <5%. Временная нестабильность коммутируемых импульсов тока не превышала 5 нс.

На рис. 3а, 3б приведены типичные осциллограммы тока через ЭД (I_1 , I_2) и напряжения на ЭД (U_1 , U_2), полученные при исследовании опытных образцов детонаторов без использования в.в. при силовом напряжении 2.4 и 2.7 кВ.

На рис. 4 показаны расчетные кривые, иллюстрирующие изменение электрического сопротивления исследуемых ЭД (R_1 , R_2) в процессе протекания токов I_1 , I_2 .

Из рис. 3 и 4 видно, что спустя ~50 нс после коммутации в детонатор импульса тока его сопротивление резко возрастает до 0.7–0.8 Ом, а затем быстро спадает до ~0.4 Ом. При этом на детонаторе возникает пик напряжения с амплитудой >2 кВ и длительностью ~70 нс, соответствующий первой фазе электрического взрыва фольги [9]. Затем сопротивление ЭД плавно увеличивается из-за расширения плазменной области. В результате ток через ЭД уменьшается. Так как после взрыва фольги сопротивление детонатора близко к сопротивлению силовой цепи *СЦ*, то процесс передачи энергии из *СЦ* в ЭД происходит достаточно эффективно.

На рис. 5 представлены временные диаграммы энергии (E_1 , E_2), выделяемой в исследуемых детонаторах при силовом напряжении 2.4 и 2.7 кВ, откуда следует, что в детонаторы вводится ~60% энергии, исходя запасаемой в емкостном накопителе силовой цепи.

Рассмотренное устройство инициирования мощных ударных волн было использовано для подрыва высоконадежного в.в. HNS-IV, используемого в промышленных технологиях. Образцы в.в. имели массу 120 мг, их инициирование осу-

шествлялось при силовом напряжении от 2.4 до 3 кВ с шагом 500 В. При напряжении свыше 2.7 кВ был получен 100% подрыв в.в.

Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что разработанное устройство обладает высокой эффективностью и стабильностью срабатывания. При силовом напряжении более 2.7 кВ оно обеспечивает формирование мощной детонационной волны, необходимой для надежного подрыва взрывчатого вещества типа HNS-IV, обладающего высокой устойчивостью к экстремальным внешним воздействиям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Efanov V., Kardo-Sysoev F., Tchashnicov I., Yarin P.* // Proc. of the 22nd Int. Power Modulator Symp. Boca Raton. Fl. 1996. P. 247.
2. *Grekhov I.V., Korotkov S.V., Rodin P.B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. № 2. Part 1. P. 378.
3. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Коротков Д.А.* // ПТЭ. 2014. № 4. С. 67. <https://doi.org/10.7868/S0032816214040065>
4. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А., Люблинский А.Г.* // ПТЭ. 2009. № 5. С. 90.
5. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А.* // ПТЭ. 2018. № 1. С. 42. <https://doi.org/10.7868/S0032816218010202>
6. *Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
7. *Grekhov I.V., Efanov V.M., Kardo-Susoev A.F., Shenderoy S.V.* // Solid State Electronics. 1985. V. 28. № 4. P. 597.
8. *Davies H.R., Chapman D.J., Vine T.A., Proud W.G.* // AIP conference proceedings. 2009. P. 283.
9. *Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. М.: Энергоатомиздат, 1990.

ДИОДНО-ТРАНЗИСТОРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

© 2020 г. С. В. Коротков^{а,*}, Ю. В. Аристов^а, А. Л. Жмодиков^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 08.07.2019 г.

После доработки 22.07.2019 г.

Принята к публикации 31.08.2019 г.

Рассмотрен малогабаритный генератор мощных наносекундных импульсов высокого напряжения с источником питания 12 В. На нагрузке 75 Ом он позволяет формировать импульсы с амплитудой ~17 кВ, фронтом ~4 нс и энергией ~15 мДж. Предельная частота следования импульсов 15 кГц. Генератор содержит индуктивный накопитель энергии и емкостный накопитель с рабочим напряжением 1 кВ. Формирование импульсов высокого напряжения осуществляется высоковольтным прерывателем тока в виде блока дрейфовых диодов с резким восстановлением. Условия эффективной работы диодов обеспечиваются блоком параллельно соединенных IGBT-транзисторов с рабочим напряжением 1.2 кВ. Показана возможность использования генератора для многоискрового зажигания свечи двигателя внутреннего сгорания.

DOI: 10.31857/S0032816220010048

Для развития современных плазменных технологий, обеспечивающих получение материалов с новыми полезными свойствами, очистку продуктов питания, воды и воздуха, требуются генераторы мощных наносекундных импульсов, способные работать на частоте в единицы и десятки килогерц. В настоящее время наиболее перспективными являются полупроводниковые генераторы.

Хорошо известны полупроводниковые генераторы высоковольтных наносекундных импульсов с коммутаторами в виде блоков последовательно соединенных транзисторов. Их основным недостатком является недостаточно высокая импульсная мощность при времени коммутации <10 нс, обусловленная фундаментальным ограничением коммутационных возможностей транзисторов. Определенными преимуществами обладают разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе высоковольтные коммутаторы наносекундных импульсов в виде блоков последовательно соединенных дрейфовых диодов с резким восстановлением (д.д.р.в. или DSRD – drift step recovery diodes) [1, 2].

Принцип работы д.д.р.в. заключается в следующем. Сначала через диод в прямом направлении пропускается короткий импульс тока включения, обеспечивающий накопление в его структуре заряда неосновных носителей тока. На стадии высокой проводимости к д.д.р.в. прикладывается импульс напряжения противоположной поляр-

ности, и через него в обратном направлении протекает быстро нарастающий ток выключения, обеспечивающий вынос накопленных носителей тока. В процессе выключения протекающий через д.д.р.в. ток I_{DSRD} коммутируется в параллельную цепь нагрузки. При субмикросекундной длительности импульсов тока включения и выключения и оптимальной плотности тока I_{DSRD} скорость обрыва тока в диодах очень высока и длительность фронта нарастания тока в цепи нагрузки составляет несколько наносекунд.

Современная технология изготовления д.д.р.в. позволяет обеспечить хорошую воспроизводимость электрофизических параметров. В результате при их последовательном соединении заряд, накапливаемый в каждом диоде при пропускании общего тока включения, практически одинаков, что обеспечивает высокую синхронность их выключения при создании одинакового для всех приборов тока выключения.

На рис. 1 приведена схема разработанного д.д.р.в.-генератора мощных наносекундных импульсов высокого напряжения. Он построен на основе ранее описанного диодно-транзисторного генератора [3]. Важным достоинством представленного устройства является уменьшение габаритов в результате использования только одного транзисторного ключа

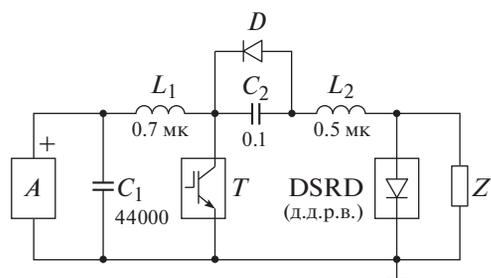


Рис. 1. Электрическая схема д.д.р.в.-генератора. A – аккумулятор 12 В; T – IRGPS60B120KDP (4 параллельно); D – HER608 (3 параллельно).

Генератор работает следующим образом. В исходном состоянии конденсатор C_1 заряжен от аккумулятора A до напряжения 12 В. При включении блока транзисторов T через индуктивный накопитель энергии L_1 протекает практически линейно нарастающий ток разряда C_1 . При выключении T он коммутируется в цепь C_2 – L_2 –DSRD. В результате происходит зарядка емкостного накопителя энергии C_2 до напряжения, существенно превышающего напряжение зарядки C_1 . В процессе зарядки C_2 через блок д.д.р.в. в прямом направлении протекает ток, обеспечивающий накопление заряда в их структурах. В момент окончания тока зарядки повторно включается блок T , и C_2 разряжается по цепи T –DSRD– L_2 . Ток разряда C_2 протекает через блок д.д.р.в. в обратном направлении и обеспечивает вынос накопленного заряда и выключение диодов. В процессе разряда C_2 до нуля через блок д.д.р.в. в обратном направлении пропускается практически такой же заряд, как ранее пропускался в прямом направлении при зарядке C_2 до максимального напряжения. В результате выключение блока д.д.р.в. происходит в момент полного разряда C_2 при максимальном токе через индуктивность L_2 . В процессе выключения блока д.д.р.в. протекающий через L_2 ток коммутируется в нагрузку Z и является выходным током генератора. При этом на нагрузке формируется быстро нарастающий импульс выходного напряжения U с амплитудой, определяемой произведением выходного тока на сопротивление нагрузки. После окончания процесса коммутации осуществляется выключение блока T и схема приходит в исходное состояние.

В опытном образце генератора блок T был выполнен в виде четырех параллельно соединенных IGBT-транзисторов IRGPS60B120KDP с рабочим напряжением 1200 В. Малые потери энергии в транзисторах достигались благодаря форсированному управлению [4]. Блок д.д.р.в. состоял из 16 напаянных друг на друга диодных структур с диаметром 20 мм и рабочим напряжением 1.2 кВ. В качестве емкостного накопителя энергии C_2 ис-

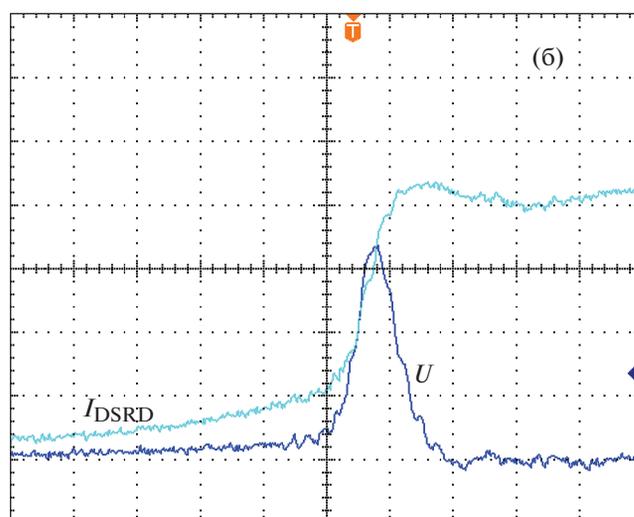
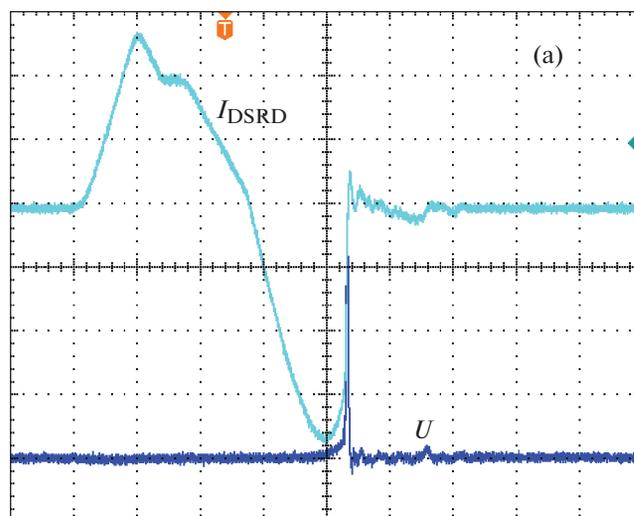


Рис. 2. Осциллограмма тока I_{DSRD} через блок д.д.р.в. и выходного напряжения U на нагрузке $Z = 75$ Ом. Масштаб по вертикали: тока – 125 А/деление, напряжения – 5 кВ/деление; по горизонтали – 200 нс/деление (а) и 10 нс/деление (б).

пользовался пленочный конденсатор с емкостью 0.1 мкФ и рабочим напряжением 1 кВ. Конденсатор C_1 был выполнен в виде сборки параллельно соединенных электролитических конденсаторов с рабочим напряжением 25 В.

На рис. 2а и 2б в разных масштабах по времени приведены осциллограммы тока через блок д.д.р.в. I_{DSRD} и выходного напряжения U , полученные при использовании в качестве нагрузки резистора с сопротивлением 75 Ом. Из представленных осциллограмм следует, что выходная энергия генератора составляет ~ 15 мДж, выходной ток ~ 250 А, а фронт и амплитуда импульсов выходного напряжения ~ 4 нс и ~ 17 кВ.

На рис. 3 приведена осциллограмма выходного напряжения U (~ 32 кВ) на конце разомкнутого

коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 75 Ом, подключенного к блоку д.д.р.в. для обеспечения возможности работы на удаленную нагрузку.

Возможность формирования высоковольтных импульсов наносекундной длительности при очень малом напряжении питания и без повышающего трансформатора создает определенные перспективы использования рассмотренного генератора для создания искры в свече зажигания двигателя внутреннего сгорания.

В современных системах зажигания пробой межэлектродного промежутка свечи осуществляется высоковольтным импульсом с микросекундным фронтом. Длительность процесса горения свечи составляет единицы миллисекунд, при этом в межэлектродном промежутке образуется высокотемпературная равновесная плазма, и процесс воспламенения топлива развивается по тепловому механизму. При тепловом зажигании плазмохимические реакции горения сосредоточены в небольшой области канала разряда. При этом для воспламенения всей топливной смеси требуется большая концентрация топлива и большая энергия зажигания.

Недостатки тепловых систем зажигания определяют необходимость разработки альтернативных решений. Как показывают исследования [5–8], большие перспективы имеют системы зажигания, в которых для воспламенения топлива используются неравновесная плазма, созданная высоковольтными разрядами наносекундной длительности. Большая скорость нарастания напряжения определяет высокую напряженность поля в межэлектродном промежутке свечи в момент пробоя. В результате “плазменные” электроны разгоняются до больших скоростей и инициируют интенсивное образование активных частиц (атомов кислорода и радикалов OH и CH), которые участвуют в экзотермических реакциях окисления и улучшают условия воспламенения и стабилизации пламени. По мнению авторов, при наносекундном зажигании свечи может быть уменьшен расход топлива и достигнуто его более полное сгорание, обеспечивающее снижение токсичности отработанных газов.

С целью определения перспектив использования разработанного наносекундного генератора для зажигания свечи двигателя внутреннего сгорания было проведено его сравнение с традиционным генератором микросекундных импульсов высокого напряжения, выполненным по схеме обратного инвертора.

Микросекундный генератор содержал аккумулятор 12 В, IGBT-транзистор и повышающий трансформатор в виде катушки зажигания фирмы Magneti Marelli. При включении транзистора аккумулятор обеспечивал практически линейное нарастание входного тока в первичной обмотке

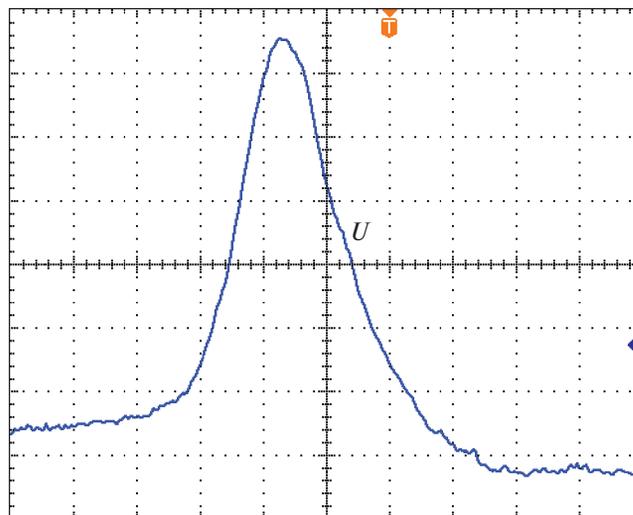


Рис. 3. Оциллограмма выходного напряжения на разомкнутом конце кабеля. Масштаб по вертикали 5 кВ/деление, по горизонтали – 4 нс/деление.

катушки зажигания. При выключении транзистора входной ток обрывался и на вторичной обмотке катушки формировался импульс высокого напряжения, который прикладывался к свече. После пробоя свечи накопленная в магнитной системе катушки энергия выделялась в канале разряда. Ее величина определялась входным током катушки в момент выключения транзистора. Эксперименты проводились при максимальном для используемой катушки зажигания входном токе ~9 А, который не приводил к насыщению материала сердечника.

Сравнительные исследования проводились со свечой DENSO Q20P-U, не имеющей внутреннего резистора, что было принципиально важно для работы с наносекундным генератором. В этой связи микросекундный генератор подключался к свече через резистор 5 кОм, необходимый для штатной работы катушки зажигания. Генератор наносекундных импульсов соединялся со свечой коаксиальным кабелем, имеющим длину 8 м и волновое сопротивление 75 Ом.

Эксперименты проводились при комнатной температуре в атмосферном воздухе. В этих условиях микросекундный генератор обеспечивал нарастание напряжения на свече со скоростью ~2.3 В/нс и инициировал ее пробой при напряжении ~7 кВ через ~3 мкс после приложения высокого напряжения. После пробоя через межэлектродный промежуток свечи протекал монотонно спадающий ток с амплитудой ~0.1 А и длительностью ~2000 мкс. При этом в свечу вкладывалась энергия ~25 мДж.

При использовании наносекундного генератора напряжение на свече нарастало с существенно большей скоростью (~5 кВ/нс), что позволило

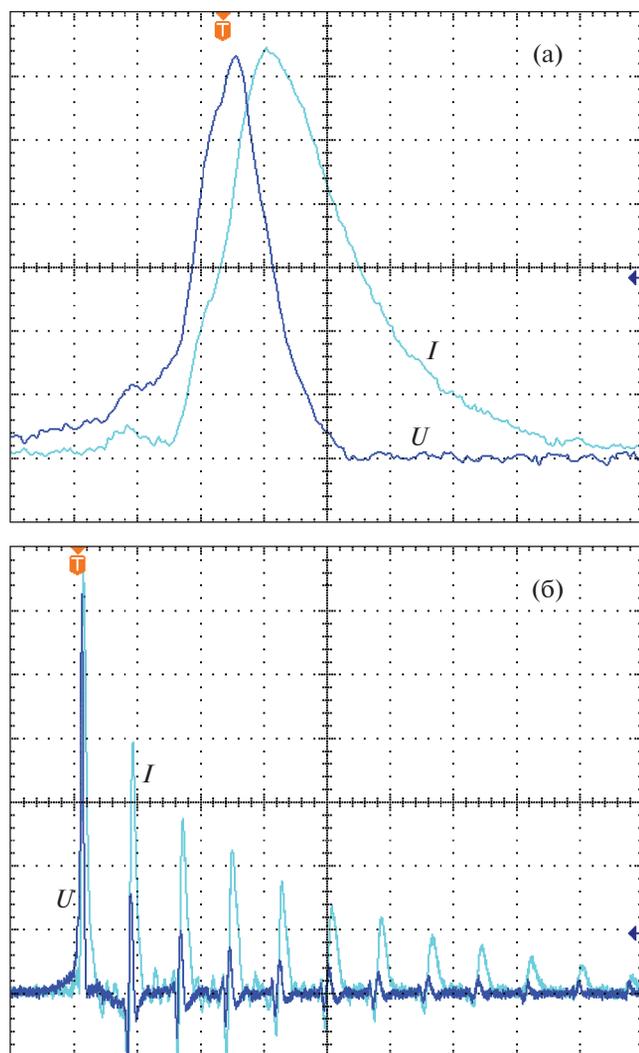


Рис. 4. Напряжение U на свече и ток I через нее при использовании наносекундного генератора. Масштаб по вертикали: напряжения – 2.5 кВ/деление, тока – 40 А/деление; по горизонтали – 4 нс/деление (а) и 100 нс/деление (б).

за время развития пробоя в межэлектродном промежутке свечи достигнуть напряжения ~ 16 кВ (см. осциллограммы на рис. 4а). При этом амплитуда тока разряда через свечу составляла ~ 250 А. После пробоя к свече в течение ~ 1 мкс прикладывалась серия затухающих импульсов напряжения и тока (см. осциллограммы на рис. 4б). Она формировалась в результате многократных отражений созданной в кабеле электромагнитной волны от свечи, имеющей малое сопротивление после пробоя, и от блока д.д.р.в., обладающего высокой проводимостью для этой полярности тока. Так как потери энергии в кабеле невелики, то можно предположить, что при этом в свечу вкладывается практически вся выходная энергия наносекундного генератора (~ 15 мДж).

Так как импульсная мощность наносекундного генератора значительно выше мощности микросекундного генератора, то при наносекундном воздействии разряд развивается более интенсивно, несмотря на его существенно меньшую длительность и рассеиваемую энергию.

На рис. 5а и 5б показан разряд в свече при использовании соответственно микро- и наносекундного генераторов.

В рассмотренном наносекундном генераторе предельная частота следования импульсов высокого напряжения составляет >10 кГц и определяется, в основном, временем нарастания тока через индуктивность L_1 (~ 50 мкс). При этом становится возможным обеспечить высокоэффективное [9] многоискровое зажигание свечи путем создания нескольких серий наносекундных разрядов.

На рис. 5в показан разряд в свече, полученный при использовании пяти серий наносекундных разрядов, формируемых с интервалом 200 мкс.

На рис. 6 приведены усредненные графики зависимостей напряжения пробоя свечи в воздушной среде от давления воздуха, полученные при

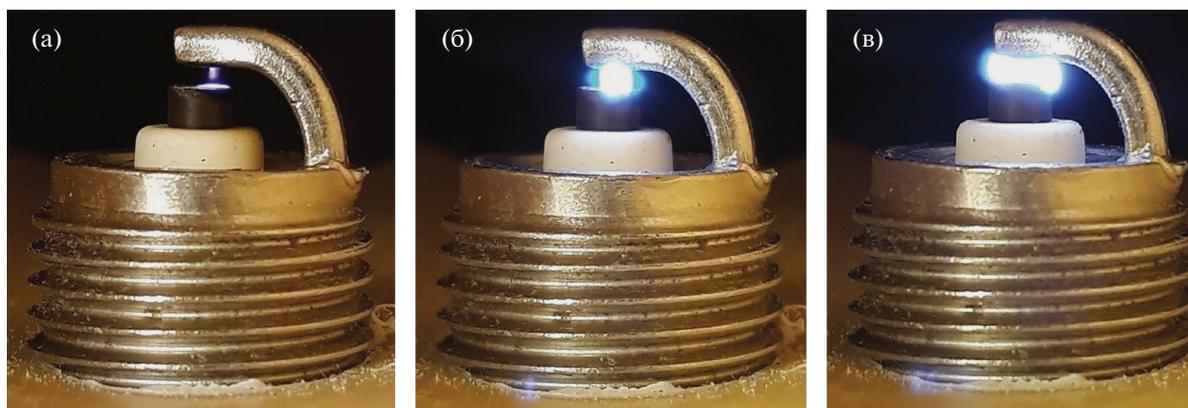


Рис. 5. Разряд в свече при использовании микро- (а) и наносекундного (б) импульса высокого напряжения; в – при использовании пяти серий наносекундных разрядов, формируемых с интервалом 200 мкс.

комнатной температуре в барокамере Э203-П, имитирующей условия, характерные для работы свечи в двигателе внутреннего сгорания. Кривая 1 получена при использовании микросекундного генератора, кривые 2, 3 – при работе с наносекундным генератором в многоискровом режиме. Кривая 2 соответствует первому импульсу в первой серии, кривая 3 – первому импульсу во второй серии, следующей через 200 мкс после первой.

Как видно из приведенных графиков, во всем исследуемом диапазоне изменения давления пробой свечи при наносекундном воздействии происходит при существенно большем напряжении, чем при микросекундном. Полученный результат предполагает увеличение интенсивности плазмохимических реакций горения топливной смеси, определяющее возможность зажигания свечи при меньшем расходе топлива. Подтверждение этой возможности было получено при исследовании процесса воспламенения смеси воздуха и паров бензина АИ-95.

Смесь создавалась при комнатной температуре в заполненной воздухом герметичной емкости объемом 1 л. Через ниппель в емкость вводился небольшой объем бензина: 10, 20, ..., 60 мл. После полного испарения бензина образовавшаяся смесь забиралась шприцем с объемом 150 мл и через ниппель вводилась в герметичную взрывную камеру объемом ~50 мл. Камера была выполнена в виде стальной трубы \varnothing 35 мм, к торцам которой были приварены металлические пластины. В одной пластине закреплялась свеча, в другую вставлялась фторопластовая пробка, которая после взрыва смеси вылетала при давлении внутри камеры ≥ 3 атм.

В процессе экспериментов было установлено, что при использовании нано- и микросекундного генераторов устойчивое возгорание воздушно-бензиновой смеси достигается соответственно при 30 и 40 мл бензина, используемого при ее создании. Полученный результат дает определенные преимущества процессу зажигания свечи наносекундным импульсом.

Таким образом, результаты предварительных исследований разработанного малогабаритного генератора показывают возможность высококачественной генерации мощных наносекундных импульсов высокого напряжения и позволяют считать его весьма перспективным для исследования процессов зажигания свечи двигателя внутреннего сгорания.

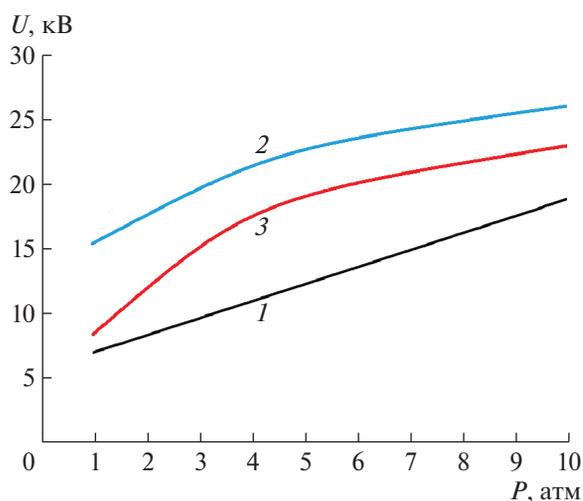


Рис. 6. Графики зависимостей напряжения пробоя свечи в воздушной среде от давления воздуха при микро- (1) и наносекундной (2) длительности процесса зажигания; 3 – при многоискровом наносекундном зажигании.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН № 7 “Новые разработки в перспективных направлениях энергетики, механики и робототехники”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Grekhov I.V., Efanov V.M., Kardo-Sysoev A.F., Shenderov S.V. // Solid-State Electron. 1985. V. 28. P. 597.
2. Grekhov I.V., Mesyats G.A. // Phys.-Usp. 2005. V. 49. P. 703.
3. Коротков С.В., Воронков В.Б., Аристов Ю.В. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 48. <https://doi.org/10.7868/S0032816215040072>
4. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2018. № 1. С. 42. <https://doi.org/10.7868/S0032816218010202>
5. Puchkarev V., Gundersen M. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 71(23). P. 3364.
6. Messina D., Attal-Tretout B., Grisch F. // Proc. Comb. Inst. 2007. V. 31. P. 825.
7. Tropina A.A., Lenarduzzi L., Marasov S.V., Kuzmenko A.P. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. V. 3. № 12. P. 2286.
8. Ghadikolaie M.A. // International J. Engineering and Innovative Technology (IJEIT). 2014. V. 3. Issue 7.
9. Абрамчук Ф.И., Кабанов А.Н., Швыдский Д.В. // Автомобильный транспорт. 2014. Вып. 34. С. 28.

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ РАЗРЯДНИК ДЛЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ИСТОЧНИКА ЭНЕРГИИ НА ОСНОВЕ ЕМКОСТНОГО НАКОПИТЕЛЯ С РАБОЧИМ НАПРЯЖЕНИЕМ 50 кВ

© 2020 г. А. Н. Гусев^{а,*}, А. В. Козлов^а, А. В. Шурупов^а,
А. В. Маштаков^а, М. А. Шурупов^а

^а Объединенный институт высоких температур РАН
Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская, 13, стр. 2

*e-mail: a.n.gusev70@mail.ru

Поступила в редакцию 24.04.2019 г.

После доработки 31.08.2019 г.

Принята к публикации 05.09.2019 г.

Описан токосборник с твердотельным разрядником на 268 подходящих и столько же отходящих радиочастотных кабелей РК-50-9 от высоковольтного емкостного накопителя к нагрузке. Разрядник запускается от специального инициатора. В конструкции разрядника имеется ряд элементов, снижающих собственную индуктивность разрядника до 50 нГн, а также повышающих надежность его работы за счет секционирования кабелей (коммутация осуществляется формированием плазменного контакта одновременно в шести точках). Задержка времени срабатывания разрядника составляет ~5.5 мкс при нестабильности времени срабатывания порядка 500 нс.

DOI: 10.31857/S0032816220010140

Сильноточный источник питания на основе высоковольтного емкостного накопителя электрической энергии, как правило, должен обладать малой индуктивностью монтажа, что приводит к необходимости коммутации каждого конденсатора как минимум одним радиочастотным кабелем. Ключевым элементом такого источника на основе накопителя является управляемый высоковольтный коммутатор с малым временем срабатывания (<1 мкс), коммутирующий ток амплитудой до 5 МА и выше с минимальной фиксированной задержкой включения.

Основываясь на многолетнем опыте работы с многоканальными газонаполненными и твердотельными разрядниками, можно отметить их главный недостаток на практике – возникновение короткого замыкания при повышении рабочего напряжения. Чтобы повысить надежность работы разрядников, конструкцию сильно усложняют, при этом значительно повышается значение индуктивности устройства. Подтверждение нашим выводам мы нашли в работе [1]. Патентный поиск решений данной проблемы привел к описанию устройства [2], наиболее близкого по электрофизическим характеристикам к тому, что мы разрабатывали. Разрядник позволяет отказаться от сложных технологических операций по смене масляной изоляции и нанесению на твердый диэлектрик металлизированного слоя. Однако он конструк-

тивно не удовлетворяет требованиям нашей задачи, связанной с применением его в импульсных процессах микросекундной длительности. Усовершенствованные твердотельные разрядники, представленные в более современной публикации [3], по совокупности признаков также уступают предложенному нами разряднику.

Исходя из вышесказанного была разработана конструкция нового типа твердотельного разрядника, совмещенного с токовыми коллекторами как для подводящих, так и для отводящих радиочастотных кабелей. Описанный ниже токосборник с твердотельным разрядником предназначен для работы с батареей из 96 конденсаторов ИК-50-3 ($U_{\text{раб}} = 36$ кВ, $C_{\text{общ}} = 0.288$ мФ). Сборочный чертеж разрядника представлен на рис. 1, а внешний вид изготовленного токосборника показан на рис. 2, где позиции соответствуют рис. 1.

Основанием токосборника служит рама 1, сваренная из квадратной стальной трубы. К раме приварена дополнительная стальная конструкция 2, являющаяся местом крепления оплеток как подходящих и отходящих радиочастотных кабелей, так и плоского изолятора 3. Подходящие кабели от конденсаторов подведены к нижней части токосборника, а отходящие кабели – к верхней. Для упорядочения и укладки кабелей служат 14 проходных окон (рис. 1, виды А и Б). Под каждым окном установлено по три болта М8, к кото-

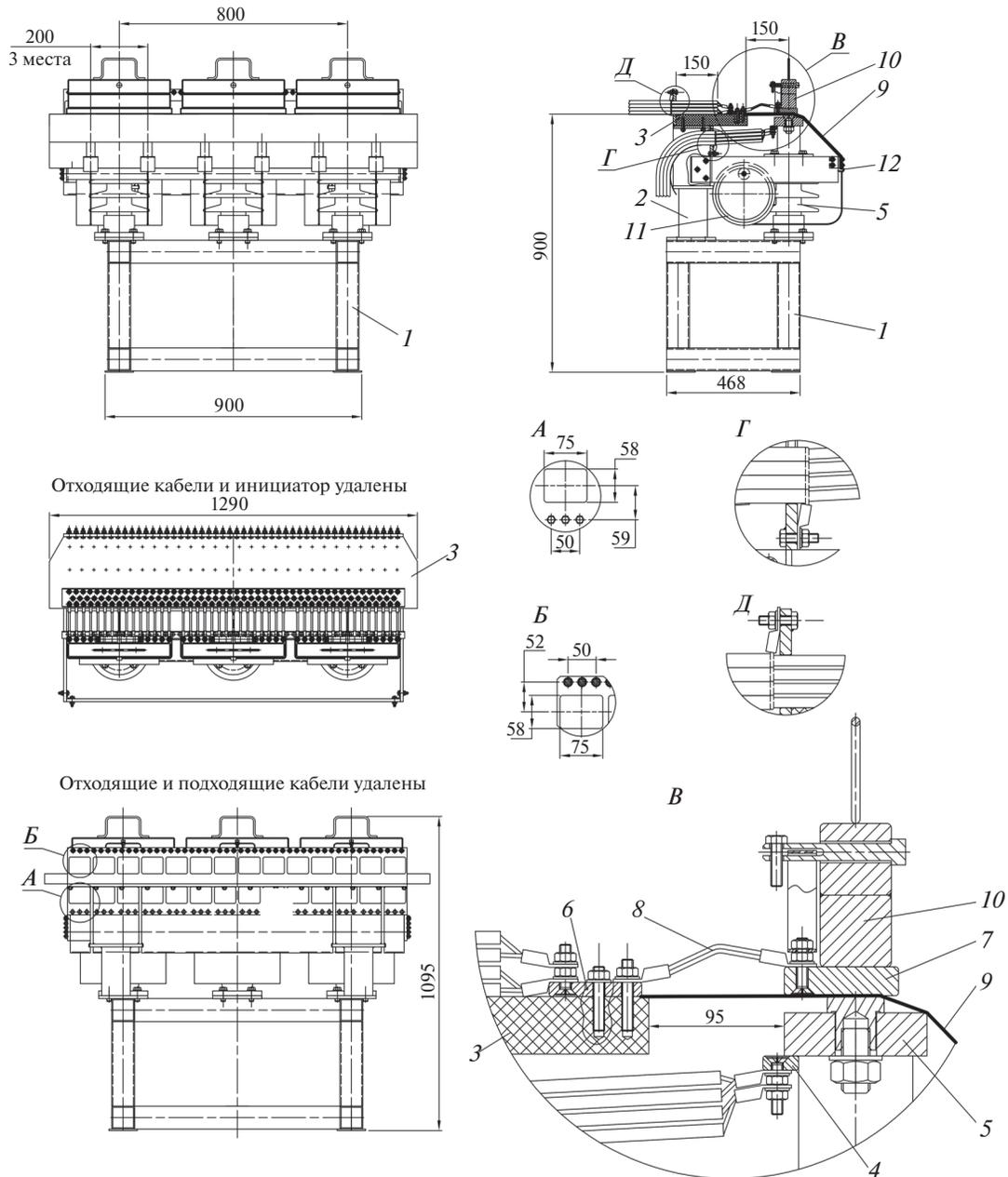


Рис. 1. Конструкция разрядника. 1 – рама; 2 – общий электрод коммутации оплеток кабелей; 3 – плоский изолятор; 4 – общая пластина крепления центральных жил подходящих кабелей; 5 – силовая изолированная опора; 6 – общая пластина крепления центральных жил отходящих кабелей; 7 – подвижные контакты; 8 – гибкие мостики; 9 – инициатор; 10 – утяжелитель; 11 – переходный трансформатор; 12 – пружинный зажим.

рым крепятся выводы кабелей (далее “пост”). В каждое из окон может быть уложено по 20 кабелей РК-50-9. Соответственно на каждый пост может быть установлено до четырех выводов (оплетки и центральные жилы кабелей при этом опрессовываются попарно).

В качестве изолятора 3 между подходящими и отходящими пакетами кабелей выступает лист диэлектрика (материал – полиацеталь) толщиной 40 мм. Центральные жилы подходящих кабелей

крепятся на общую пластину 4. Коммутирование подходящих и отходящих кабелей осуществляется через 6 сменных контактов, расположенных попарно на трех силовых изолированных опорах 5, установленных на раме. В качестве изолирующих оснований применены опорные стеклотекстолитовые изоляторы класса 35 кВ. Центральные жилы отходящих кабелей закреплены на общей пластине 6 (вид В на рис. 1), зафиксированной на изоляторе при помощи ряда шпилек. В качестве

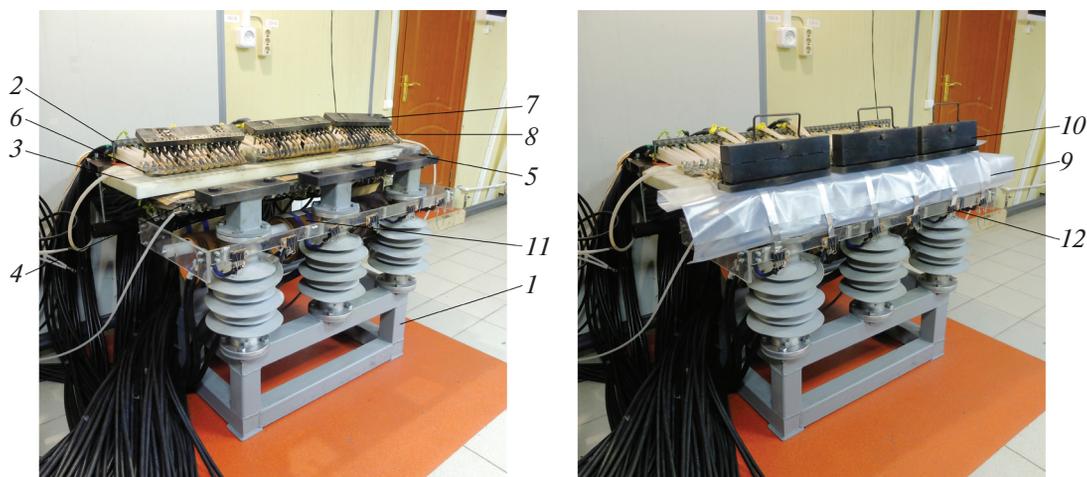


Рис. 2. Внешний вид токосборника. 1 – рама; 2 – общий электрод коммутации оплеток кабелей; 3 – плоский изолятор; 4 – общая пластина крепления центральных жил подходящих кабелей; 5 – силовая изолированная опора; 6 – общая пластина крепления центральных жил отходящих кабелей; 7 – подвижные контакты; 8 – гибкие мостики; 9 – инициатор; 10 – утяжелитель; 11 – переходный трансформатор; 12 – пружинный зажим.

сменных коммутирующих элементов были применены три подвижные пластины 7 из черной стали, соединенные с общей пластиной отходящих кабелей посредством гибких мостиков 8. Основным элементом гибкого мостика является многопроволочный медный кабель заземления в силиконовой изоляции сечением 16 мм². К каждой пластине подведено по 15 мостиков. Между подвижными пластинами отходящих кабелей и шестью сменными контактами, соединенными с подходящими кабелями, укладывается слоистый изолятор 9 (далее “инициатор”), в котором конструктивно заложены элементы его разрушения от блока поджига, что приводит к запуску разрядника. Описание инициатора будет приведено ниже. Разрушение инициатора происходит посредством электровзрыва медных проволочек. При этом при протекании мегаамперного тока через образовавшиеся плазменные контакты в них выделяется значительная энергия. Это приводит к тому, что подвижные пластины “отбрасывает” от силовых изолированных опор, что может приводить к потере контакта между подходящими и отходящими кабелями. Для минимизации этого нежелательного эффекта, на подвижные пластины установлены съемные утяжелители 10, удерживающие пластину на месте до окончания разряда конденсаторной батареи. Ввиду того, что инициатор запускается от отдельного блока поджига со своей конденсаторной батареей, подача импульса тока осуществляется через проходные трансформаторы (1:1) – для гальванической развязки схемы запуска от основного источника питания 11. Контакт между инициатором и вторичной обмоткой переходных трансформаторов обеспечивается с помощью пружинных зажимов 12, установленных на вынесенной вперед диэлектрической

планке. Система управления блоком поджига включена в общую систему управления стендом.

Для обеспечения работы твердотельного разрядника с необходимым быстродействием используется быстрое разрушение изолятора (полиэтилена), расположенного между двумя электродами, соединенными с жилами подводящих и отводящих кабелей. Разрушение изолятора происходит посредством электровзрыва медных проволочек,

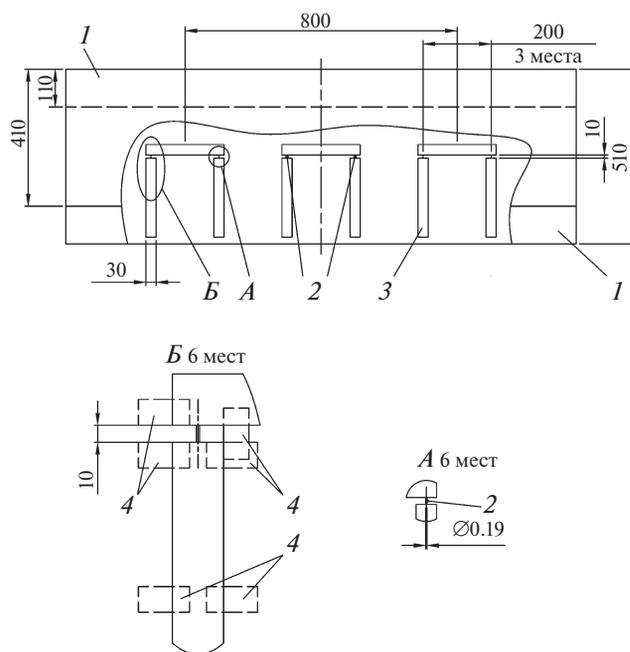


Рис. 3. Общий вид инициатора. 1 – пакет листов полиэтилена; 2 – иницирующая проволочка; 3 – полосы алюминиевой фольги; 4 – клейкая лента.

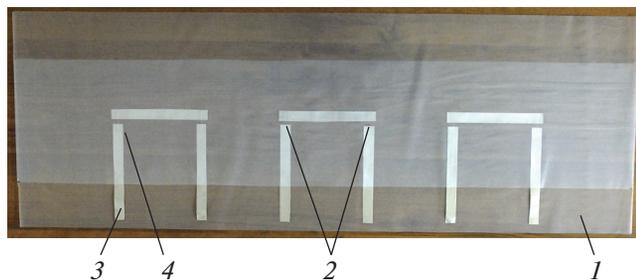


Рис. 4. Внешний вид инициатора. 1 – пакет листов полиэтилена; 2 – иницирующая проволочка; 3 – полосы алюминиевой фольги; 4 – скотч.

осуществляемого импульсом тока от генератора на основе игнитронного разрядника ИРТ-6.

На блок запуска игнитронного разрядника приходит оптический синхроимпульс от общей системы синхронизации. Игнитронный разрядник, в свою очередь, коммутирует емкостный накопитель генератора запуска на первичную обмотку развязывающих трансформаторов, вторичная обмотка которых подключена к подрываемым проволочкам. Взрыв проволочек разрушает полиэтиленовый изолятор и формирует плазменный контакт между электродами одновременно в шести точках. Помимо секционирования разрядника количество точек диктуется необходимостью минимизировать индуктивность разрядника и плотностью тока в каждой точке контакта.

Общий вид инициатора представлен на рис. 3. “Инициатор” представляет собой пакет из четырех листов полиэтилена общей толщиной около 400 мкм (1 на рис. 3). Верхние два листа смещены относительно нижних для удобства соединения между пружинными зажимами и проводниками инициатора. В середину пакета при помощи клейкой ленты закрепляются иницирующие медные проволочки $\varnothing 0.19$ мм (2), которые располагаются напротив сменных контактов. В качестве проводников, подводящих иницирующий импульс к проволочкам, выступают полосы алюминиевой фольги 3 толщиной 0.1 и шириной 60 мм. В дальнейшем каждая из полос складывается пополам вдоль длинной стороны. Между сложенными краями полосы укладывается конец проволочки. На начальном этапе проволочки относительно фольги держатся только за счет скотча 4, который прижимает верхний край алюминиевой полосы. Схема раскладки полос и крепления их скотчем к листу полиэтилена представлена на рис. 3 (вид Б). Надежный электрический контакт между полосой и проволочкой обеспечивается за счет прижатия утяжелителем при установке на токосборник. При подготовке следующего пуска должна быть проведена замена инициатора. На рис. 4 показан внешний вид инициатора в сборе, где позиции соответствуют рис. 3.

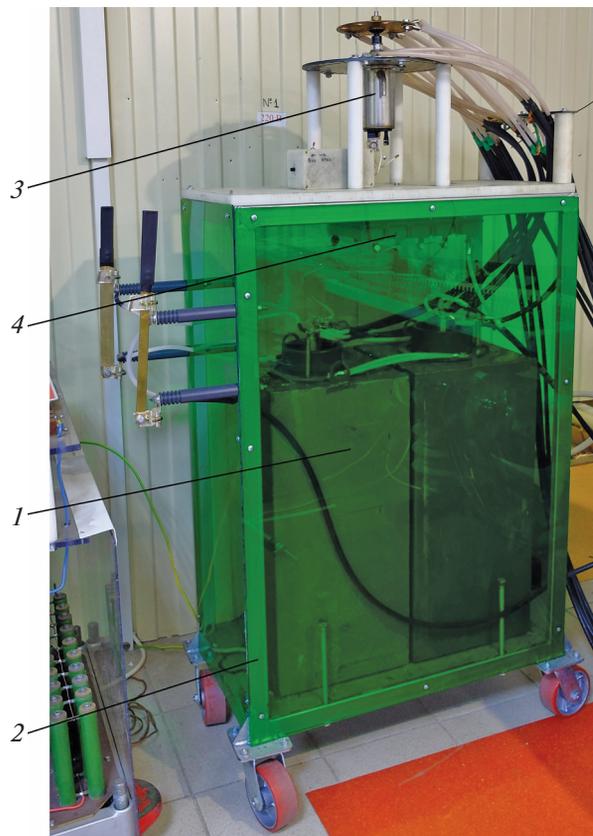


Рис. 5. Внешний вид системы иницирования. 1 – блок конденсаторов ИК-25-12; 2 – передвижная платформа; 3 – игнитрон ИРТ-6; 4 – набор разрядных резисторов.

Система иницирования, внешний вид которой показан на рис. 5, представляет собой блок из двух конденсаторов ИК-25-12 (1), установленных на передвижную платформу 2, на ее верхней плите смонтирована схема запуска на основе игнитронного разрядника ИРТ-6 (3). Под верхней

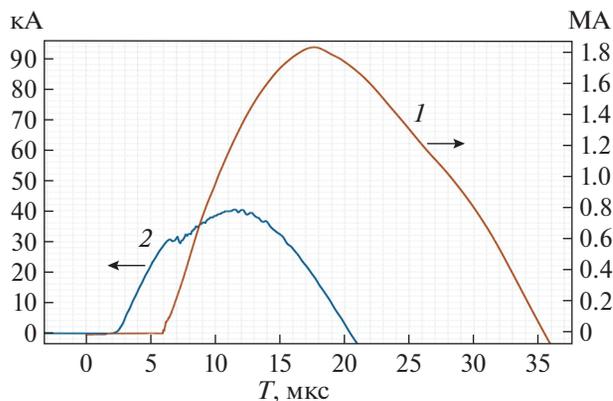


Рис. 6. Осциллограммы токов через модельную нагрузку (1) и через проволочки инициатора (2).

плитой установлен набор разрядных резисторов 4 на случай нештатных ситуаций.

Для данной конструкции твердотельного разрядника с блоком поджига удалось добиться задержки времени срабатывания в пределах 5.5 мкс. Применение воздушных тригatronных разрядников в системе запуска уменьшило время задержки до 3 мкс, но повысило вероятность самоходного запуска. Экспериментально показано, что нестабильность времени срабатывания не превышает 500 нс.

Путем секционирования и распараллеливания подводящих и отводящих кабельных линий удалось добиться общей эффективной индуктивности от емкостного накопителя до нагрузки в пределах 50 нГн. В нашем случае нагрузка является, как правило, плазменной, секционирование кабелей позволяет дополнительно симметрировать процесс формирования токовой оболочки.

На приведенных на рис. 6 осциллограммах представлены токи, протекающие через проводочки инициатора и модельную нагрузку.

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что предложенная конструкция твердотельного разрядника пригодна для использования его в разрыве кабельных линий в качестве низкоиндуктивного замыкателя для коммутации емкостных батарей на исследуемые плазменные нагрузки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бухаров В.Ф., Селемир В.Д., Спилов Г.М., Лобанова И.В. Патент на изобретение RU 2138893 // Оpubл. 27.09.1999.
2. Коршунова Г.С., Махрина В.Н., Пайгина В.М. // Материалы 4-го Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике. Томск. 1982. Ч. 2. С. 58.
3. Баранов М.И. // Электротехника і електромеханіка. 2009. № 1. С. 55.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИСТОЧНИК НАКАЧКИ АКТИВНЫХ СРЕД НА ПАРАХ МЕТАЛЛОВ

© 2020 г. С. Н. Торгаев^{a,b,c,*}, Д. Н. Огородников^a, И. С. Мусоров^a,
А. Е. Кулагин^{a,c}, Г. С. Евтушенко^{c,d}

^a Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

^b Томский государственный университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36

^c Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
Россия, 634055, Томск, пл. Академика Зуева, 1

^d Научно-исследовательский институт –
Республиканский исследовательский научно-консультационный центр экспертизы
Россия, 123317, Москва, ул. Антонова-Овсеенко, 13/1

*e-mail: torgaev@tpu.ru

Поступила в редакцию 26.07.2019 г.

После доработки 26.07.2019 г.

Принята к публикации 03.08.2019 г.

Представлены результаты разработки высокочастотного источника накачки активных сред на самоограниченных переходах в парах металлов, обеспечивающего работу в режиме пониженного энерговклада в разряд. Пониженный энерговклад в разряд обеспечивается за счет накачки активной среды высоковольтными импульсами малой длительности (3 кВ, 15 А, 40–60 нс). Экспериментально получена рекордная частота следования импульсов излучения в активной среде на парах бромида меди 200 кГц при работе в режиме сверхсветимости.

DOI: 10.31857/S0032816220010085

Активные оптические среды на парах металлов находят широкое применение в задачах оптического контроля объектов и процессов в экстремальных условиях, например процессов взаимодействия высококонцентрированных потоков энергии с веществом. Такие системы контроля получили названия лазерный проекционный микроскоп и лазерный монитор [1–5]. Временное разрешение лазерных мониторов определяется скоростью видеорегистратора и частотой работы активной среды усилителя яркости.

На сегодняшний день, максимальные частоты следования импульсов (ч.с.и.) излучения/усиления активных сред на самоограниченных переходах в парах металлов достигают 700 кГц для сред на парах бромида меди [6] и 830 кГц – на парах стронция [7]. В данных работах активные оптические среды работали в режиме генерации, а не усиления сигнала. Работа в режиме сверхсветимости обеспечивает возможность усиления сигнала, несущего изображение наблюдаемого объекта.

Обеспечение эффективной работы в режиме сверхсветимости [8] является сложной задачей.

Это связано, в первую очередь, с необходимостью разработки высокочастотного источника накачки, формирующего импульсы с частотой до 1 МГц и амплитудой до 5 кВ. При этом источник должен обеспечивать режим пониженного энерговклада в разряд, что является необходимым условием повышения частоты работы подобных активных сред [9]. Обеспечение пониженного энерговклада в разряд возможно за счет накачки активной среды импульсами напряжения длительностью порядка 40–60 нс с малым временем нарастания – порядка 8–10 нс. Формирование импульсов возбуждения с указанными параметрами позволило реализовать усилители яркости с ч.с.и. 100 кГц [10, 11]. Дальнейшее повышение ч.с.и. накачки с используемыми в работах [10, 11] источниками питания невозможно.

Традиционные источники накачки строятся с применением газоразрядных приборов, таких как тиратрон и таситрон, максимальная частота работы которых составляет 50 и 100 кГц соответственно [12, 13]. При этом длительность импульсов накачки в таких источниках составляет от 100 нс и выше, что при работе на частотах >100 кГц приводит

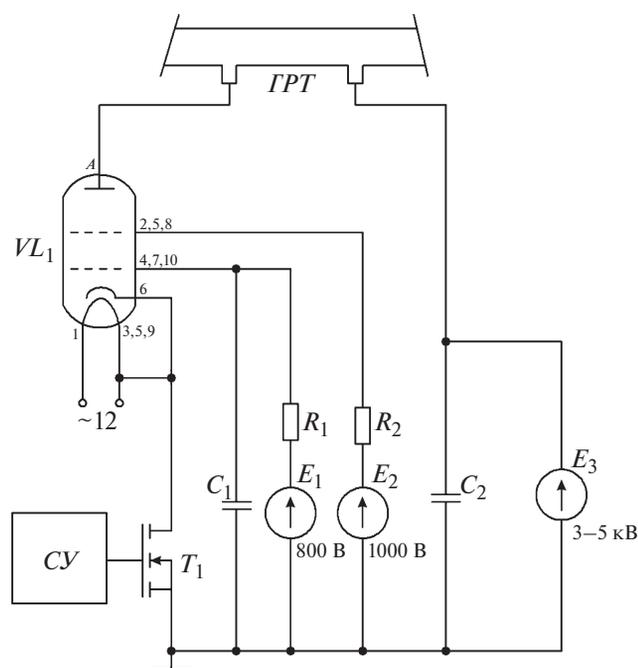


Рис. 1. Схема высокочастотного источника накачки активных сред на парах металлов. *СУ* – система управления, *ГРТ* – газоразрядная трубка.

к значительному перегреву активной среды за счет ее малых геометрических размеров. Существует ряд разработок полупроводниковых источников накачки, работающих на основе применения типовых трансформаторных ячеек [14–16] или составных полупроводниковых коммутаторов [17]. В первом случае практически невозможно получение высоковольтных импульсов с малым временем нарастания из-за эффектов насыщения трансформаторов [15] в момент пробоя активной среды. Во втором случае необходимо осуществлять весьма сложную настройку схемы с целью обеспечения одновременной коммутации всех полупроводниковых приборов составного коммутатора. Также экспериментальные работы показывают, что получение высоковольтных импульсов малой длительности при использовании составного коммутатора возможно за счет применения ячеек магнитного сжатия, что значительно ограничивает частоту работы источника [17].

Целью данной работы является разработка высокочастотного источника накачки активных сред на самоограниченных переходах в парах металлов, позволяющего осуществлять возбуждение активной среды с ч.с.и. свыше 100 кГц и обеспечивающего режим пониженного энергозатрата в разряд.

Источник накачки для усилителя яркости на парах металлов разработан на основе высоковольтного составного коммутатора. Функцио-

нальная схема источника накачки представлена на рис. 1 [18]. Основным элементом источника является высоковольтный коммутатор с гибридной структурой. В его состав входит модуляторный тетрод ГМИ-27Б (VL_1), включенный по схеме с общей сеткой (управляющая сетка по переменной составляющей соединена с общей шиной устройства через фильтрующий конденсатор C_1), и высоковольтный MOSFET-транзистор STP20N95K5 (T_1), включенный между катодом модуляторной лампы и общей шиной устройства. На управляющую и экранирующую сетки тетрода подаются напряжения положительной полярности 1000 и 800 В соответственно. Напряжение накала лампы составляет 12 В и формируется с помощью сетевого понижающего трансформатора, при этом в схеме накала предусмотрен мягкий запуск.

После включения источника высокого напряжения E_3 происходит заряд накопительной емкости C_2 и всех паразитных емкостей схемы, после чего ток в цепи перестает протекать. При подаче системой управления импульса на затвор силового транзистора полупроводниковый коммутатор открывается, разряжая емкость сетка–катод модуляторной лампы VL_1 . При этом лампа открывается, газоразрядная трубка (*ГРТ*) через открытый коммутатор подключается к общей шине устройства. До тех пор, пока силовой транзистор в катодной цепи модуляторной лампы открыт, через газоразрядную трубку протекает ток. После окончания импульса управления силовой транзистор запирается, потенциал катода модуляторной лампы возрастает, лампа запирается и ток через газоразрядную трубку не протекает. Быстродействие схемы ограничивается скоростью переключения полупроводникового ключа до тех пор, пока время переключения не становится соизмеримо с временем пролета электронов в объеме лампы (единицы наносекунд).

Таким образом, подобная комбинация электровакуумной лампы и полупроводникового ключа позволяет получить надежный и стабильный коммутатор, обладающий высоким быстродействием и малой мощностью, потребляемой схемой управления, а также следующими преимуществами:

1) неравномерное распределение потенциала в гибридной структуре; большая часть анодного напряжения в момент запирающей лампы прикладывается к промежутку сетка – анод, что позволяет использовать относительно низковольтный полупроводниковый коммутатор;

2) анодные и сеточные напряжения – одного знака относительно общего провода и, в принципе, могут быть получены от одного источника питания;

3) для управления коммутатором требуется низковольтный импульс, который может быть

получен от стандартной интегральной микросхемы драйвера;

4) схема источника накачки проста и содержит небольшое количество элементов;

5) поскольку ток короткого замыкания генератора ограничен током эмиссии с катода, при соответствующем выборе полупроводникового ключа схема будет устойчива к режиму короткого замыкания в нагрузке;

6) схема стабильна в режиме холостого хода (или обрыва в цепи нагрузки);

7) схема источника накачки работает в режиме частичного разряда накопительной емкости;

8) поскольку по переменному току управляющая сетка заземлена через фильтрующую емкость, катодная и анодная цепи лампы экранированы друг от друга, что ослабляет действие паразитных обратных связей и соответственно ведет к улучшению быстродействия и уменьшению вероятности самовозбуждения схемы по сравнению со схемой включения лампы с общим катодом.

Экспериментальные исследования источника накачки проводились при использовании газоразрядной трубки, параметры которой следующие: длина нагреваемой зоны ГРТ 40 см; внутренний диаметр ГРТ 0.7 см; ч.с.и. >100 кГц; давление буферного газа (Ne) в ГРТ 30 Торр; напряжение на накопительной емкости C_2 до 3 кВ; температура стенок ГРТ 650°C.

В ходе проведения экспериментов ГРТ помещалась в изолированную печьку, в которой с помощью независимого нагревателя и термопары поддерживалась постоянная температура. Контейнеры с рабочим веществом (бромид меди) также были помещены в изолированные печики с возможностью поддержания и регулирования температуры. Концентрация паров рабочего вещества в ГРТ регулировалась изменением температуры нагревателей.

Регистрация импульсов тока и напряжения проводилась с помощью датчика тока Pearson Current Monitors 8450 и пробника напряжения Tektronix P6015A. Импульсы генерации и сверхизлучения фиксировались с использованием коаксиального фотоэлемента ФК-22. Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф Tektronix TDS 3054C. При проведении экспериментальных исследований источника для накачки активной среды на парах бромида меди в режиме пониженного энерговклада в разряд была получена стабильная генерация как в режиме сверхизлучения, так и в режиме генератора.

На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов напряжения на аноде модуляторной лампы U_a , напряжения на транзисторе U_T и тока анода I_a для активной среды, работающей в режиме генератора, с ч.с.и. накачки 420 кГц, а на рис. 3

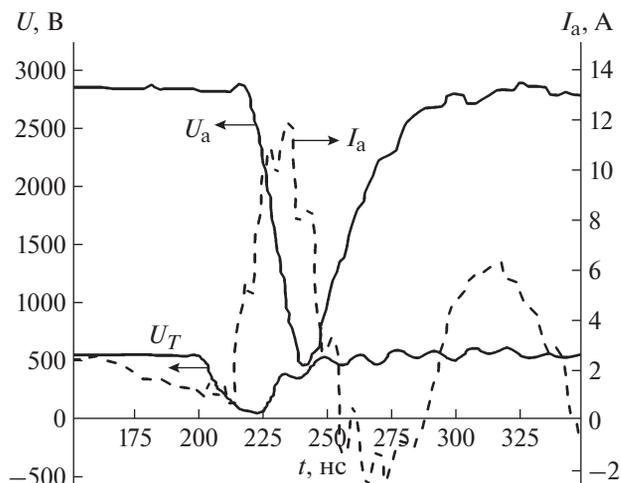


Рис. 2. Экспериментальные осциллограммы импульсов напряжения на аноде модуляторной лампы (U_a), напряжения на транзисторе (U_T) и тока анода (I_a) при ч.с.и. накачки 420 кГц в режиме генератора.

такие же осциллограммы при ч.с.и. накачки 150 и 200 кГц, где активная среда работала в режиме сверхизлучения, т.е. в отсутствие резонатора.

Из осциллограмм видно, что длительность импульса напряжения на аноде лампы, а следовательно, и на газоразрядной трубке составляет порядка 40–50 нс (по полувысоте). За счет такой малой длительности импульса обеспечивается режим пониженного энерговклада в разряд — удельная энергия, вводимая в активную среду, не превышала 100 мкДж/см³. Отметим, что с повышением ч.с.и. накачки происходит уменьшение амплитуды тока ГРТ, что связано с недостаточной релаксацией плазмы в межимпульсный период. Также это приводит к ухудшению отпириания модуляторной лампы (U_a на рис. 3б). Улучшение процесса отпириания модуляторной лампы возможно за счет увеличения напряжения на сетках, однако это будет приводить к росту напряжения на транзисторе, вплоть до вывода его из строя.

Следует отметить, что на сегодняшний день ч.с.и. сверхизлучения 200 кГц является предельной для активных сред на самоограниченных переходах в парах металлов.

При работе источника накачки наиболее уязвимым элементом является транзистор. В частности, уменьшение длины и увеличение диаметра активной зоны ГРТ приводят к значительному изменению проводимости активной среды. При этом амплитуда тока через транзистор может превысить предельно допустимые значения и привести к выходу его из строя. Одним из способов оценки параметров работы схемы является ее моделирование.

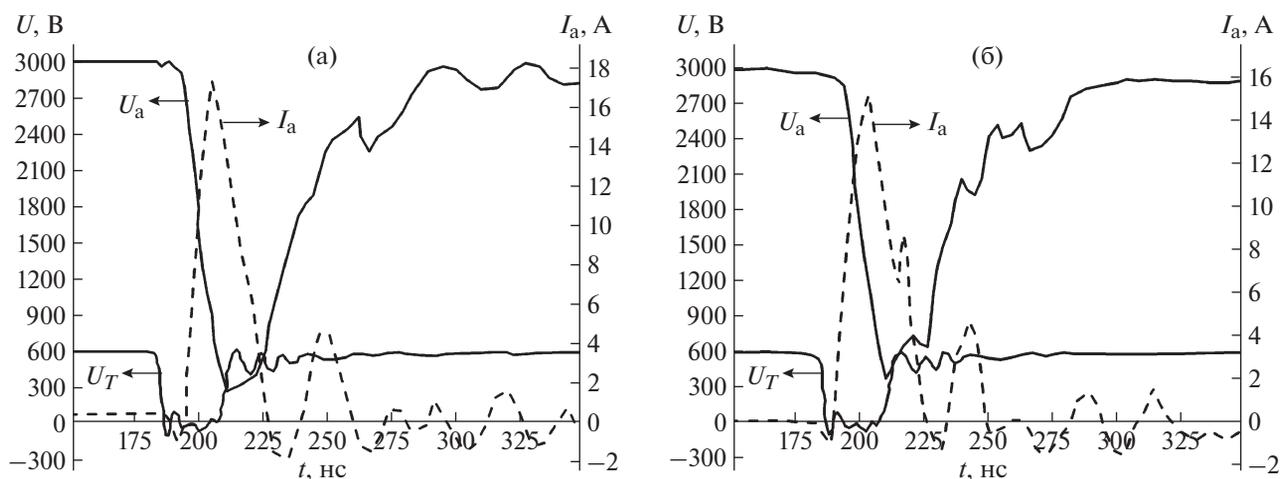


Рис. 3. Экспериментальные осциллограммы импульсов напряжения на аноде модуляторной лампы (U_a), напряжения на транзисторе (U_T) и тока анода (I_a) при различных ч.с.и. накачки в режиме сверхсветимости: 150 кГц (а), 200 кГц (б).

Моделирование источника накачки осуществлялось в программе OrCAD. Для построения адекватной модели была создана Spice-модель вакуумного тетрода ГМИ-27Б. Для этого использовались модель вакуумной лампы и методика выбора ее параметров, описанные в [19]. Разработанная модель ГМИ-27Б использована при моделировании высокочастотного источника накачки (рис. 4), где в качестве коммутатора лампы VL_1 применялась модель

T_1 мощного полевого транзистора STP20N95K5 [20]. Кроме того, разработана модель нелинейной нагрузки X_1 , являющейся по сути сопротивлением, управляемым напряжением внешнего источника, в данном случае источника V_5 . Характер изменения тока нагрузки определяется по данным моделирования ГРТ и индивидуален для трубок разного диаметра.

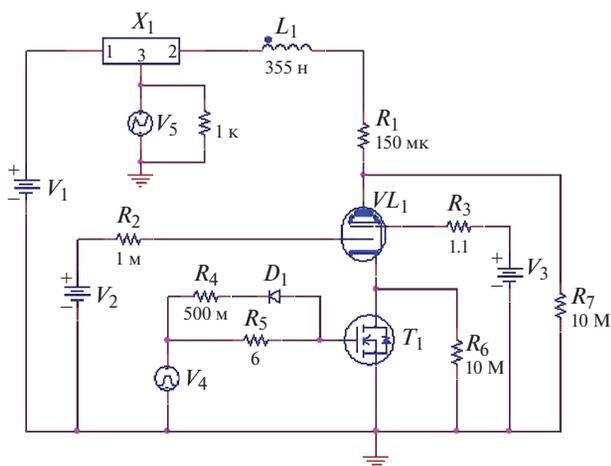


Рис. 4. Схема высокочастотного источника накачки в программе OrCAD. T_1 – STP20N95K5; VL_1 – ГМИ-27Б; V_1 – источник высокого напряжения 3 кВ, V_2 – источник напряжения 800 В, V_3 – источник напряжения 1000 В, V_4 – импульсный источник напряжения (параметры – начальное напряжение $V_0 = -15$ В, напряжение в импульсе $V_m = 15$ В, время задержки $TD = 0.5$ мкс, время нарастания $TR = 5$ нс, время спада $TF = 5$ нс, ширина импульса $PW = 35$ нс, период следования импульсов $PER = 6.6667$ мкс), V_5 – нелинейный источник напряжения; X_1 – нелинейная нагрузка.

Данные по сопротивлению ГРТ могут быть получены путем использования детального кинетического моделирования активной среды. Кинетическое моделирование представляет собой самосогласованный расчет концентраций всех реагентов плазмы активной среды, температуры электронов и газа. Описание кинетической модели и результатов моделирования подробно представлено в работах [21–23]. Изначально при моделировании в OrCAD задавалось постоянное сопротивление ГРТ, далее полученное напряжение являлось исходным для проведения кинетического моделирования, результатом которого была временная зависимость сопротивления ГРТ в период действия импульса накачки. Полученная зависимость интегрировалась в OrCAD и вновь просчитывался импульс накачки. Итерации продолжались до тех пор, пока разность между напряжениями в кинетической и OrCAD моделях не становилась $< 2\%$.

Источник постоянного напряжения V_1 моделирует выход источника высокого напряжения 3 кВ, источник V_2 обеспечивает напряжение 800 В для управляющей сетки, источник V_3 – напряжение 1000 В для экранирующей сетки. Полярность напряжений на обеих сетках тетрода является положительной, но анодный ток будет протекать через лампу только после отпирания силового транзистора T_1 . Резистор R_5 ограничивает отпирательный ток затвора, а для уменьшения времени выключе-

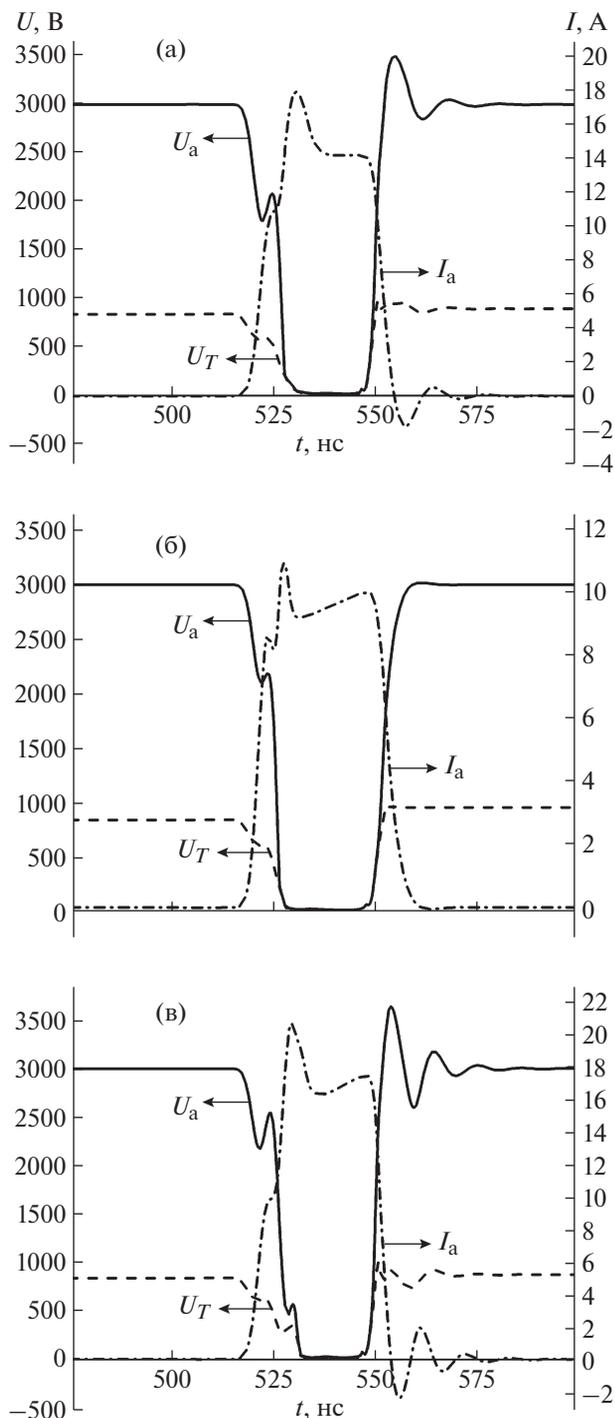


Рис. 5. Временные диаграммы напряжения на аноде модуляторной лампы (U_a), напряжения на транзисторе (U_T) и тока анода (I_a) для различных ГРТ и ч.с.и. накачки: а – длина активной зоны 40 см, $\varnothing 7$ мм, ч.с.и. 150 кГц; б – 30 см, $\varnothing 6$ мм, 150 кГц; в – 30 см, $\varnothing 6$ мм, 100 кГц.

ния силового транзистора в его затворную цепь введены резистор R_4 и диод D_1 . Импульсы управления силовым транзистором формируются импульсным источником V_4 . Резисторы R_1 – R_3 , R_6 , R_7 моде-

лируют потери в схеме, помогают процессу расчета, обеспечивая сходимость и не оказывая существенного влияния на результаты моделирования.

Моделирование источника накачки проводилось для двух ГРТ различных размеров: с длиной активной зоны 40 и 30 см и диаметром 6 и 7 мм. Предварительно модель была верифицирована в сравнении с экспериментальными данными, полученными для ГРТ диаметром 7 мм. Погрешность не превысила 10%, что сделало возможным анализировать процессы в источнике накачки при работе на ГРТ других габаритных размеров. Результаты моделирования приведены на рис. 5.

Представленная на рис. 5а рассчитанная диаграмма тока достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 3). Диаграммы на рис. 5 показывают возможность оценки поведения источника накачки при моделировании ГРТ не только с длиной активной зоны 30 см и $\varnothing 6$ мм, но и другими размерами без необходимости проведения натурального эксперимента.

Представленный в работе источник накачки активных сред на самоограниченных переходах в парах металлов позволяет осуществлять накачку с частотой следования выходных импульсов свыше 100 кГц. Использование данного источника позволило получить рекордную на сегодняшний день частоту следования импульсов излучения в активной среде в парах бромида меди – 200 кГц в режиме сверхсветимости. Разработанная модель позволяет проверять работоспособность источника накачки при различных нагрузках (ГРТ различных размеров) и определить основные параметры для выбора элементов его принципиальной схемы, в частности силового транзистора. Проведение подобных исследований экспериментально весьма сложно и затратно, в том числе из-за необходимости изготовления нескольких газоразрядных трубок.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа по разработке высокочастотного источника возбуждения функциональных преобразователей оптических сигналов выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-10096), по изготовлению активных элементов и проведению экспериментов выполнена в рамках государственных заданий Института оптики атмосферы СО РАН (№ АААА-А17-117021310150-0) и Министерства науки и высшего образования России (№ 730000Ф.99.1БВ 15АА00003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Оптические системы с усилителями яркости: Труды ФИАН / Под ред. Г.Г. Петраша. М.: Наука, 1991. Т. 206.
2. Evtushenko G.S., Trigub M.V., Gubarev F.A., Evtushenko T.G., Torgaev S.N., Shiyonov D.V. // Rev. Scient. In-

- strum. 2014. V. 85. Issue 3. Article number 033111. P. 1. <https://doi.org/10.1063/1.4869155>
3. *Kuznetsov A.P., Buzhinskij R.O., Gubskii K.L., Savojlov A.S., Sarantsev S.A., Terekhin A.N.* // Plasma Phys. Reports. 2010. V. 36. № 5. P. 428.
 4. *Buzhinskij O.I., Vasiliev N.N., Moshkunov A.I., Slivitskaya I.A., Slivitsky A.A.* // Fusion Eng. Des. 2002. V. 60. № 2. P. 141. <https://doi.org/10.1134/S1063780X10050090>
 5. *Abramov D.V., Arakelian S., Galkin A.F., Klimovskii I.I., Kucherik A., Prokoshev V.G.* // Laser Phys. 2005. V. 15. № 9. P. 1313.
 6. *Nekhoroshev V.O., Fedorov V.F., Evtushenko G.S., Torgaev S.N.* // Quantum Electronics. 2012. V. 42. № 10. P. 877. <https://doi.org/10.1070/QE2012v042n10ABEH014897>
 7. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Полунин Ю.П., Васильева А.В., Костыря И.Д., Колмаков Е.А.* // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 2. С. 31.
 8. *Васнев Н.А., Тригуб М.В., Евтушенко Г.С.* // Оптика атмосферы и океана. 2019. Т. 32. № 03. С. 247. <https://doi.org/10.15372/AOO20190310>
 9. *Boichenko A.M., Evtushenko G.S., Nekhoroshev V.O., Shiyarov D.V., Torgaev S.N.* // Phys. Wave Phenomena. 2015. V. 23. Issue 1. P. 1. <https://doi.org/10.3103/S1541308X1501001X>
 10. *Trigub M.V., Shiyarov D.V., Vlasov V.V.* // International Conference of Young Specialists on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices. 2014. P. 301. <https://doi.org/10.1109/EDM.2014.6882534>
 11. *Trigub M.V., Evtushenko G.S., Torgaev S.N., Shiyarov D.V., Evtushenko T.G.* // Opt. Commun. 2016. V. 376. P. 81. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.04.039>
 12. *Губарев Ф.А., Суханов В.Б., Шиянов Д.В., Евтушенко Г.С.* // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21. № 1. С. 85.
 13. *Шиянов Д.В., Евтушенко Г.С., Суханов В.Б., Федоров В.Ф.* // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 8. С. 680.
 14. *Суханов В.Б., Татур В.В.* // Изв. Том. политехн. ун-та. 2008. Т. 312. № 2. С. 108.
 15. *Torgaev S.N., Trigub M.V., Gubarev F.A.* // Micro/Nanotechnologies and Electron Devices: International Conference and Seminar 30 June–4 July 2011. P. 411. <https://doi.org/10.1109/EDM.2011.6006984>
 16. *Evtushenko G.S., Kashaev V.Yu., Parshina N.V., Sukhanov V.B., Tatur V.V., Trifonov A.N., Fedorov V.F.* // Atmospheric and oceanic optics. 2000. V. 13. № 3. P. 265.
 17. *Иванов Е.В., Мошкунов С.И., Хомич В.Ю.* // ПТЭ. 2006. № 1. С. 88.
 18. *Торгаев С.Н., Евтушенко Г.С., Ярославцев Е.В., Нехорошев В.О., Мусоров И.С., Тригуб М.В.* Патент на изобретение 2672180 РФ // Оpubл. 12.11.2018. Бюл. № 31.
 19. *Zheng S., Keane J.* <https://www.bnl.gov/isd/documents/79916.pdf>
 20. STMicroelectronics – N-channel 950 V, 0.275 Ohm typ., 17.5 A MDmesh K5 Power MOSFET in a TO-220 package. <https://www.st.com/en/power-transistors/stp20n95k5.html>
 21. *Кулагин А.Е., Торгаев С.Н., Евтушенко Г.С., Тригуб М.В.* // Изв. вузов. Физика. 2017. Т. 60. № 11. С. 122.
 22. *Evtushenko G.S., Torgaev S.N., Trigub M.V., Shiyarov D.V., Evtushenko T.G., Kulagin A.E.* // Opt. Commun. 2017. V. 383. P. 148. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.09.001>
 23. *Torgaev S.N., Kulagin A.E., Evtushenko T.G., Evtushenko G.S.* // Opt. Commun. 2019. V. 440. P. 146. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2019.01.061>

УСТАНОВКА “ВИХРЬ” ТИПА “ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС” ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ РАДИАЦИОННО-ТЕРМИЧЕСКОЙ СТОЙКОСТИ МАТЕРИАЛОВ, ПЕРСПЕКТИВНЫХ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И АЭРОКОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

© 2020 г. В. А. Грибков^{a,*,**}, И. В. Боровицкая^a, А. С. Демин^a, Е. В. Морозов^a,
С. А. Масляев^a, В. Н. Пименов^a, А. В. Голиков^b, А. К. Дулатов^b,
Г. Г. Бондаренко^c, А. И. Гайдар^d

^a Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН
Россия, 119334, Москва, Ленинский просп., 49

^b ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127055, Москва, Сущёвская ул., 22

^c Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”
Россия, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

^d НИИ перспективных материалов и технологий
Россия, 115054, Москва, ул. Малая Пионерская, 12

*e-mail: gribkovv@rambler.ru

**e-mail: pimval@mail.ru

Поступила в редакцию 04.03.2019 г.

После доработки 17.06.2019 г.

Принята к публикации 29.06.2019 г.

Описаны плазменно-пучковая установка “Вихрь” типа “плазменный фокус” (п.ф.) с энергией ~5 кДж, введенная недавно в эксплуатацию в ИМЕТ РАН, устройство ее составных элементов и параметры. Рассмотрены физические процессы, происходящие в рабочей камере п.ф.: генерация пучков быстрых электронов, ионов, кумулятивной струи горячей плазмы, жесткого рентгеновского излучения, а при использовании в качестве рабочего газа дейтерия – нейтронов. Проведены эксперименты по испытанию энергосберегающих схем п.ф. с применением новой схемы питания камеры п.ф., которая содержит крубарный разрядник и электронную схему задержки. Установка ориентирована на испытание, диагностику и модифицирование радиационно-термической стойкости материалов, предназначенных для применения в термоядерной энергетике и аэрокосмической технике. Описаны первые эксперименты на рассматриваемой установке в области радиационного и космического материаловедения.

DOI: 10.31857/S0032816219060193

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка “плазменный фокус” (п.ф.) [1] принадлежит к устройствам, использующим пинч-эффект, т.е. сжатие плазмы магнитным полем токами мегаамперного уровня, протекающими при электрическом разряде в различных газах. После пинчевания в сжатой плазме развиваются различные магнитогидродинамические и кинетические процессы, которые приводят к генерации в пинче локализованных источников быстрых плазменных сгустков, потоков релятивистских электронов и быстрых ионов, рентгеновского излучения, нейтронов и других жестких излучений [2].

Энергия конденсаторных батарей E_c , используемых для питания таких установок, в настоящее время перекрывает диапазон от одного джоуля до нескольких мегаджоулей. Устройства п.ф. с энергозапасом E_c в несколько килоджоулей (т.е. со “средним” энергозапасом) применяются в различных областях науки и техники, например, [3–7], среди которых: радиационное материаловедение, поиск скрытой взрывчатки, скоростная съемка в рентгеновском и нейтронном излучениях внутренней структуры объектов, ядерная биология и медицина и др.

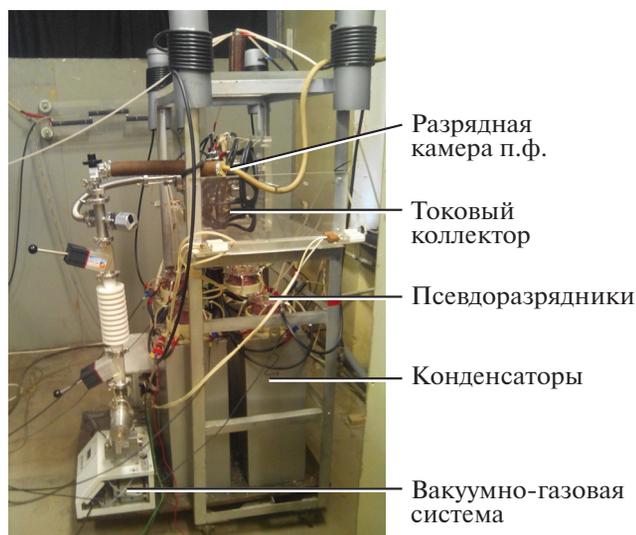


Рис. 1. Фотография установки плазменный фокус “Вихрь” в сборе.

Задачей данной работы было создание установки п.ф. “Вихрь” с целью ее использования в термоядерной энергетике и аэрокосмической технике для испытания и диагностики радиационно-термической стойкости и повреждаемости различных материалов. Имеются в виду материалы, которые перспективны для применения в указанных областях и используются в первой стенке и конструкциях реакторов управляемого ядерного синтеза (УЯС) с магнитным и инерциальным удержанием плазмы, а также в составе из-

делий, размещаемых на внешней поверхности аппаратов аэрокосмической техники.

2. УСТАНОВКА “ВИХРЬ” В ИМЕТ РАН

2.1. Устройство, составные элементы и параметры установки

Установка “Вихрь” (рис. 1) представляет собой плазменный фокус среднего энергозапаса с энергией E_c в интервале 2–6 кДж. В установке использована камера ПФ-7 [7] мэйзеровского типа, разработанная в ФГУП “ВНИИА им. Н.Л. Духова” и усовершенствованная для проведения материаловедческих работ.

Принципиальная электрическая схема установки приведена на рис. 2. В устройстве использованы четыре конденсатора типа КМК-30-7 (C_1 – C_4), производимые Санкт-Петербургским политехническим университетом Петра Великого (Россия). Основные параметры каждого конденсатора следующие: номинальное начальное зарядное напряжение $U_0 = 30$ кВ (испытательное 33 кВ), емкость $C = 7.6$ мкФ, собственная индуктивность $L = 8$ нГн и максимальный разрядный ток (ток короткого замыкания) $I_{\text{макс}} = 350$ кА. Масса каждого конденсатора составляет 40 кг. При максимальном напряжении зарядки конденсаторов предельно запасаемая энергия в батарее может составлять до 13.7 кДж. Однако предполагается использование этой установки с начальным зарядным напряжением U_0 в диапазоне от 12 до 20 кВ, т.е. при энергии от 2.2 до 6.1 кДж.

На рис. 1 показан токовый коллектор установки п.ф. “Вихрь”, который соединяет конденсато-

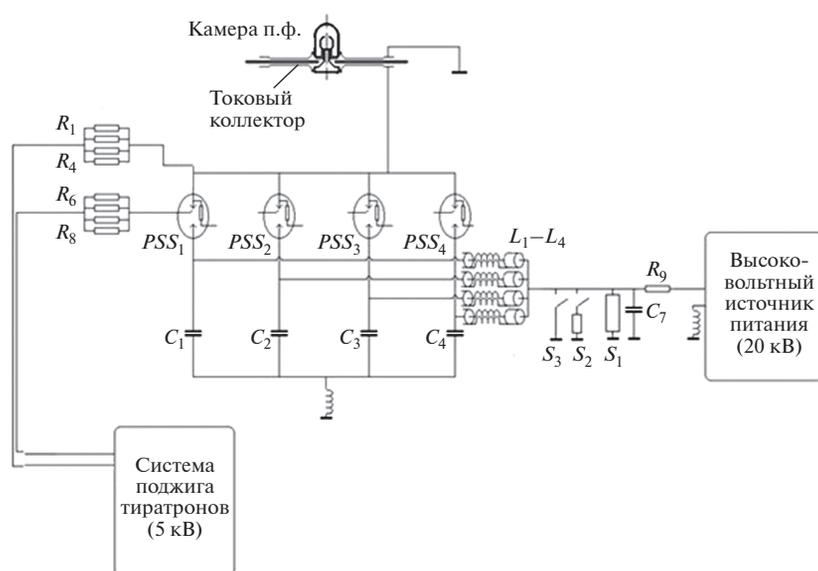


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема п.ф. “Вихрь”. PSS – псевдоразрядники.

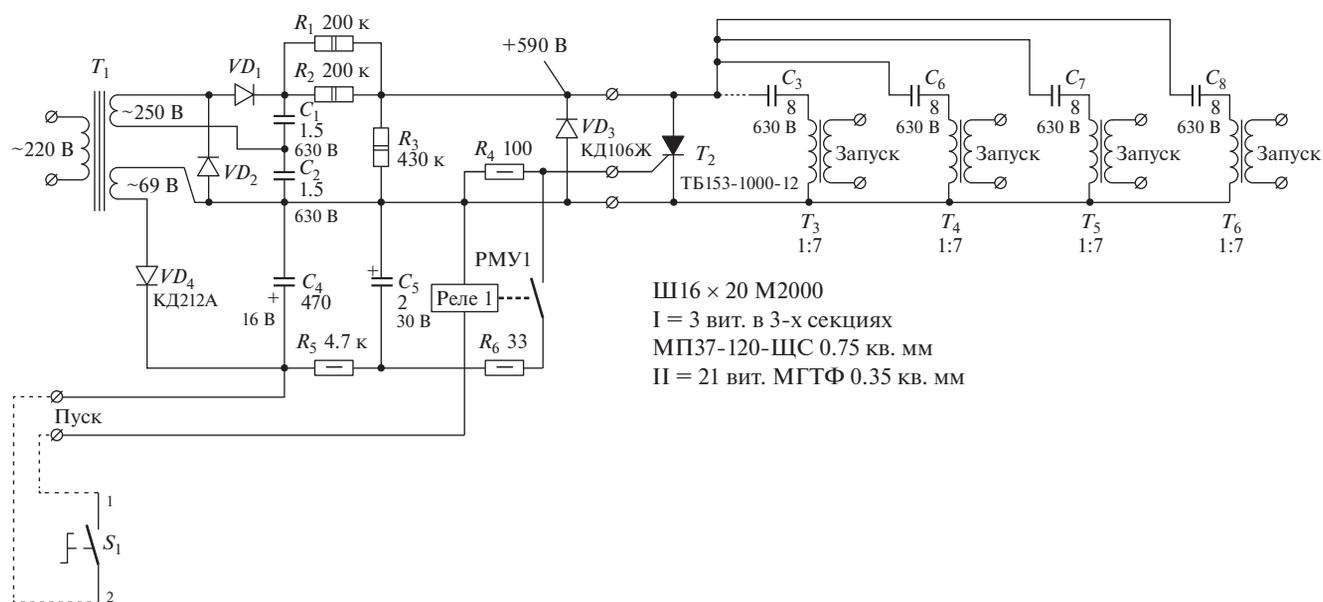


Рис. 3. Принципиальная схема системы поджига тиратронов.

ры с камерой п.ф. через тиратроны и кабели. Крепление коллектора к основанию позволяет поворачивать его на угол 90° , что дает возможность работать при вертикальном и горизонтальном положениях оси Z разрядной камеры. Эти два положения камеры п.ф. позволяют использовать два разных направления потока плазмы, ионов и электронов, что расширяет возможности экспериментов и обеспечивает их большую гибкость.

Камера п.ф. устанавливается внутри крепежной детали коллектора, и с помощью специальных приспособлений для нее обеспечивается симметричный “мультиконтакт” коллектора с камерой.

Для коммутации конденсаторной батареи используются тиратроны ТДИЗ-150к/25СН-П со следующими параметрами: амплитуда тока до 150 кА с фронтом до $5 \cdot 10^{12}$ А/с, напряжение до 25 кВ, коммутируемая энергия до 40000 Дж.

Передача тока от каждого из конденсаторов через токовый коллектор на камеру п.ф. осуществляется четырьмя группами по 6 коаксиальных семижильных кабелей типа RG 213/U 50-2,25/7,25TECHNOKABEL S.A. (Польша). На данной установке делитель напряжения к настоящему моменту пока не установлен. Пояс Роговского размещен в части камеры, расположенной в районе токового коллектора. Магнитные зонды имеются на каждом конденсаторе. Они смонтированы на одном из шести кабелей каждого конденсатора, в его оголенной части вблизи псевдоразрядника, и с их помощью осуществляется контроль одновременности срабатывания всех четырех коммутаторов в каждом “выстреле” п.ф.

Система поджига тиратронов (рис. 3) имеет следующие характеристики: крутизна фронта импульса напряжения поджига 5 кВ/мкс, амплитуда тока поджига 70 А, длительность импульса поджига 0.2 мкс.

Вакуум в рабочем объеме установки создается с помощью насосной станции TSH 071E фирмы Pfeiffer (см. рис. 1), в состав которой входит мембранный форвакуумный насос MVP 015-2, обеспечивающий первичную откачку до 1 мбар. Это позволяет запустить основной турбомолекулярный насос ТМН 071 с электронным блоком управления ТС 600, который, в свою очередь, позволяет достигнуть давления до 10^{-6} мбар.

Для контроля глубины вакуума используется датчик давления VSM72 с электронным блоком управления VD9 фирмы Thyracont Vacuum Instruments. Диапазон его измерений до 10^{-9} мбар.

Для контроля давления рабочего газа в камере плазменного фокуса используется датчик Vactron model 76 фирмы Setra с электронным блоком управления ADD Active Digital Display D395-56 фирмы Edwards, который позволяет контролировать давление напуска рабочего газа в пределах 0.01–20 мбар.

В качестве высоковольтного источника питания постоянного тока в установке используется прибор инверторного типа компании LAMBDA LC1202 с водяным охлаждением. Его характеристики: напряжение 0–20 кВ, скорость зарядки до 13 кДж/с, потребляемая мощность 15 кВт. Источник питания обеспечивает работу установки с частотой от 2 Гц при начальном зарядном напряжении $U_0 = 20$ кВ вплоть до 6 Гц при $U_0 = 12$ кВ.

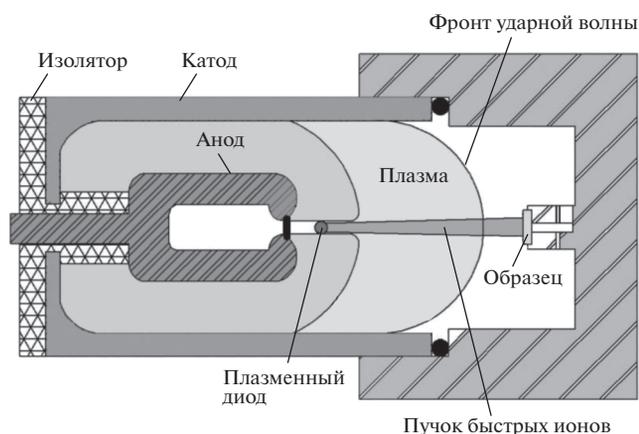


Рис. 4. Схематическое изображение камеры п.ф. и процессов, происходящих в рабочем объеме установки.

Для работы с данным источником питания нами было написано программное обеспечение и собрана плата управления с целью свести все манипуляции к одному персональному компьютеру (п.к.) и обеспечить безопасное расстояние до источников рентгеновского и нейтронного излучений, которыми являются камера п.ф. и тиратроны во время их работы. Плата управления преобразует цифровые команды с п.к. в аналоговые сигналы, которые подаются на источник питания. Она также считывает аналоговые сигналы с источника питания, преобразуя их в цифровой вид. Эти данные обрабатываются программой, позволяющей заранее задавать напряжение на конденсаторах с шагом 100 В, а также считывать реальное напряжение зарядки конденсаторов. Программным обеспечением также реализована отсечка зарядки конденсаторов по времени, равная 3 с. Это позволяет более точно задавать напряжение и контролировать работу установки. Все управление сведено к одному п.к.

Управление зарядным устройством посредством программного обеспечения осуществляется удаленно с помощью сетевого протокола SSH (Secure SHell – “безопасная оболочка”) с использованием Wi-Fi-сети. Получение данных с осциллографа (который фиксирует производные тока на конденсаторах) выполняется с помощью системы VNC (Virtual Network Computing), обеспечивающей удаленный доступ оператора к рабочему столу компьютера.

Как следует из вышеописанного, установка “Вихрь” создана на ту же энергетику, а ее наиболее важная часть – на той же элементной базе (конденсаторы, псевдоразрядники, камера и коллектор), что и созданный нами ранее в Институте физики плазмы и лазерного микросинтеза (Варшава, Польша) плазменный фокус PF-6 [8]. Поэтому временные и энергетические параметры

разряда и генерируемых в данном устройстве излучений близки к получаемым на указанном устройстве данным, которые были многократно с момента публикации [8] изучены (см., например, статьи [9, 10]). Частота следования импульсов в нашем случае была 1 выстрел/мин. Но, вообще говоря, максимальная частота работы установки определяется мощностью зарядного устройства фирмы LAMBDA и при зарядном напряжении 12 кВ может составлять, как указано выше, 6 Гц.

2.2. Процессы, происходящие в п.ф.

Процессы, которые происходят в камере п.ф. (см. [1, 2]), можно описать следующим образом (рис. 4).

Сначала происходит имплозия токовоплазменной оболочки у оси камеры, и образуется кумулятивная струя горячей плазмы ($T_{пл} = 300–1000$ эВ). Она распространяется вдоль оси Z от анода со скоростью $v > 10^7$ см/с и толкает перед собой ударную волну в рабочем газе. Затем, через 30–60 нс, на пинче образуется плазменный диод. В нем генерируются сначала пучки быстрых электронов, направленные к аноду, а затем быстрые ионы, направленные вдоль кумулятивной струи. Пучок ионов догоняет и в некоторый момент проходит фронт ударной волны. Энергия, которая содержится в сгустке горячей плазмы и в потоке ионов, определяет эффективность их генерации в п.ф. и составляет порядка нескольких процентов от энергии, запасенной в батарее.

Установка “Вихрь” способна генерировать кумулятивную струю плазмы с начальной температурой порядка 1 кэВ, плотностью мощности до $q = 10^9–10^{10}$ Вт/см² и длительностью импульса $\tau = 50–100$ нс, потоки быстрых электронов и ионов со средней энергией $E \approx 100$ кэВ, плотностью мощности до $q = 10^{10}–10^{12}$ Вт/см² и длительностью импульса $\tau = 10–50$ нс, жесткое рентгеновское излучение с энергией фотонов порядка 100 кэВ, а в случае использования в качестве рабочего газа дейтерия – нейтроны с энергией 2.45 МэВ.

Регулировка плотности мощности на поверхности мишеней из различных материалов, облучаемых в рабочей камере п.ф., осуществляется с помощью изменения энергозапаса установки путем подбора напряжения и давления рабочего газа, а также удаленностью мишеней от источника излучения (пинча и плазменного диода).

2.3. Испытания энергосберегающих схем п.ф.

Разряд батареи в п.ф. носит колебательный характер. Обычно число осцилляций тока при разряде в п.ф. достигает 4–7 периодов. Ясно, что основная энергия батареи расходуется на омические и другие потери во время колебаний, следующих за

первым полупериодом. Если бы удалось прервать (разомкнуть) после первого полупериода разрядный ток батареи при его нулевом значении, то значительная часть энергии осталась бы в конденсаторах. При этом к.п.д. установки в целом по отношению к генерации жестких излучений резко бы возрос, так как эти излучения создаются в максимуме тока именно в первом полупериоде разряда.

Несмотря на то что после разрыва тока в конце первого полупериода батарея конденсаторов оказывается заряженной отрицательно, применение двух п.ф. с одной батареей позволяет использовать оставшуюся в ней энергию. Действительно, схема, в которой во время второго полупериода отрицательное напряжение подается на катод второго п.ф. при заземленном аноде (авторское свидетельство № 1026439 СССР “Гибридный термоядерный источник энергии”, заявка № 3347500 с приоритетом изобретения от 16 октября 1981 г.), решает указанную задачу энергосбережения (разумеется, с некоторой небольшой дополнительной подзарядкой).

В дальнейшем циклы размыкания тока на первом п.ф. и замыкания его на вторую камеру с указанными полярностями могут повторяться с любой частотой, не превышающей частоту разрядного контура. Такие tandemные схемы с двумя камерами п.ф. были предложены ранее другими авторами, правда, для иных целей (см., например, работы [11, 12]). Однако они легко могут быть адаптированы к решению данной проблемы.

Основная сложность выполнения такой задачи заключается в том, что в момент нуля тока напряжение в разрядном контуре достигает максимума и попытка разрыва цепи в это время затруднена возможными пробоями размыкающего промежутка.

Кроме того, во время затухающих колебаний разряда после первого полупериода внутри камеры п.ф. в каждом последующем полупериоде создается относительно низкотемпературная плазма, имеющая свою динамику и воздействующая на стенки камеры и расположенные в ней функциональные материалы и облучаемые образцы. Эта плазма оказывает сглаживающее влияние на произведенные мощные эффекты радиационного воздействия на материал. Однако для ряда приложений желательно иметь установку п.ф., работающую на одном полупериоде колебательного разрядного контура без последующих осцилляций и, соответственно, без долгоживущей низкотемпературной плазмы в прианодном (в зоне мишени) пространстве.

Вообще говоря, такая проблема была уже нами решена [9] при использовании специального режима эксплуатации псевдоразрядников, т.е. с тиратронами типа ТДИ150, применяемыми в установке RF-6 (обеднение плотности носителей инициру-

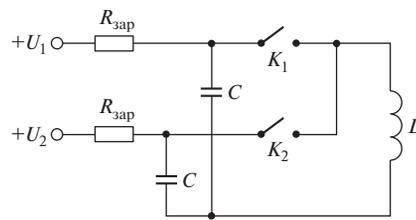


Рис. 5. Принципиальная схема питания установки п.ф. с нагрузкой (заглушкой либо камерой п.ф.). C — конденсаторы батареи п.ф.; $R_{зар}$ — зарядные сопротивления, ограничивающие ток заряда батареи; L — индуктивная нагрузка (например, камера п.ф.); K_1 — основной разрядник-включатель батареи; K_2 — кроубарный разрядник.

ющего разряда в псевдоразряднике). Однако найденный режим эксплуатации псевдоразрядника не был устойчивым.

С целью осуществления такого режима разряда в принудительном порядке нами были проведены эксперименты с новой схемой питания камеры п.ф. Схема содержит кроубарный разрядник и электронную схему задержки, позволяющую включить этот разрядник в заданное время полного разряда. Идея заключается в создании противотока в цепи разряда в нужный момент времени.

Принципиальная схема новой системы питания установки показана на рис. 5. В этой принудительной схеме величина емкости батареи должна удвоиться, если мы хотим сохранить величину разрядного тока. Однако это обстоятельство не сильно влияет на изменение к.п.д. установки. Действительно, при тех же временных параметрах разрядного тока, эффективном (также переменном) напряжении и длительности первого полупериода энергия, циркулирующая в разрядном контуре, $E(t) = U(t)I(t)t$ почти та же, что и в обычной схеме. При этом омические потери для обеих половин батареи в этом полупериоде разряда очень малы по сравнению с указанной величиной, так как основное “изъятие” энергии из контура относится к магнитогидродинамическому движению токовоплазменной оболочки ($\approx 5\%$) и к преобразованию энергии магнитного поля в ускорение быстрых частиц (также $\approx 5\%$). Это примерно равно указанным величинам, имеющим место при обычном разряде.

На первом этапе в качестве индуктивной нагрузки L была использована заглушка в коллекторе п.ф., представляющая собой медный цилиндр, диаметр которого равен диаметру камеры п.ф. Заглушка накоротко замыкала две пластины токового коллектора установки. На рис. 6а показана обычная осциллограмма напряжения разряда установки, подаваемого на осциллограф с делителя напряжения, в случае, когда кроубарный разрядник не включался. Рис. 6б представляет такую

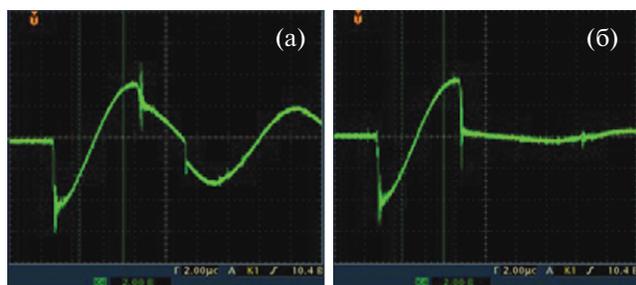


Рис. 6. Осциллограммы напряжения разряда установки, подаваемого на осциллограф с делителя напряжения, при использовании заглушки в коллекторе п.ф.: **а** – при срабатывании одного коммутатора K_1 ; **б** – при срабатывании коммутатора K_2 с задержкой 4.5 мкс относительно K_1 . Развертка по горизонтали – 2 мкс/деление, чувствительность по вертикали – 2 кВ/деление.

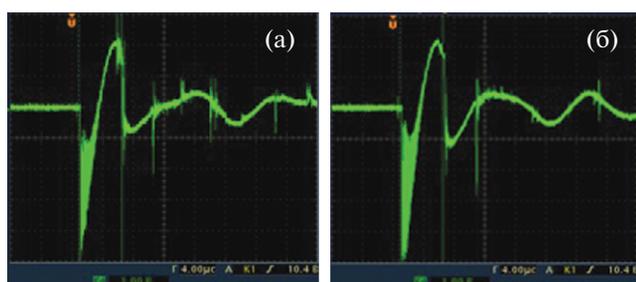


Рис. 7. Осциллограммы напряжения разряда установки, подаваемого на осциллограф с делителя напряжения, при использовании разрядной камеры ПФ-7 и срабатывании коммутатора K_2 с задержкой 4.5 мкс относительно K_1 : **а** – зарядные напряжения $U_1 = 6.7$ кВ, $U_2 = 3.3$ кВ; **б** – зарядные напряжения $U_1 = 6.7$ кВ, $U_2 = 4.3$ кВ. Развертка по горизонтали – 4 мкс/деление, чувствительность по вертикали – 1 кВ/деление.

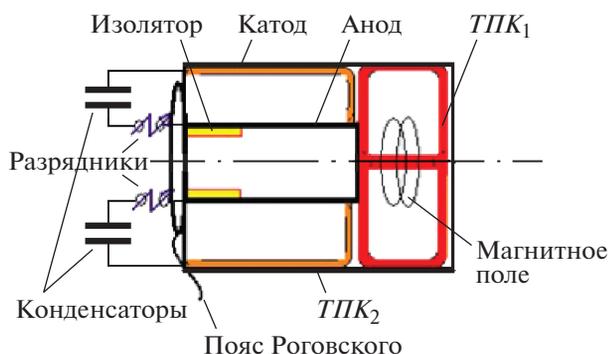


Рис. 8. Схема токовоплазменных контуров, образующихся в рабочей камере п.ф. после “обрыва тока”: $ТПК_1$ – в правой части камеры вокруг анода и $ТПК_2$ – в левой части камеры у изолятора.

же осциллограмму, но снятую при срабатывании коммутатора K_2 с задержкой 4.5 мкс относительно K_1 и при зарядном напряжении во второй цепи C , равном $2/3$ от напряжения, подаваемого в первую цепь. В этих экспериментах собственная индуктивность нагрузки была минимальной – много меньше индуктивности всей внешней электрической цепи, и она составляла порядка нескольких наногенри.

Из сравнения рисунков видно, что при такой схеме системы питания и указанных условиях в разрядном контуре нам удалось практически полностью подавить осцилляции напряжения на нагрузке после первого полупериода разряда.

На втором этапе были проведены эксперименты в соответствии со схемой на рис. 5 при использовании реальной разрядной камеры типа ПФ-7 и при различных значениях начального напряжения, подаваемого во вторую цепь. В этих экспериментах происходило пинчевание плазмы внутри камеры, а нагрузка оказывалась практически чисто индуктивной, причем изменяющейся во время разряда.

Максимальная величина этой индуктивности достигалась при полном пинчевании плазмы в камере п.ф. и была порядка 30 нГ, причем ее значение было существенно больше величины внешней индуктивности цепи разряда. Полученные осциллограммы приведены на рис. 7.

Согласно приведенным рисункам, желаемый эффект хотя и имеет место, но подавить вторичные осцилляции до такой высокой степени, как в случае с заглушкой, здесь не удастся. Это является следствием того факта, что индуктивность нагрузки (плазменный пинч) начинает играть роль индуктивного накопителя и, меняя фазу разряда, подпитывает полный разрядный контур после первого полупериода.

При этом следует отметить, что в камере п.ф. происходит перезамыкание токовых контуров [9], а именно: в момент “особенности тока” (т.е. в период так называемого явления “обрыва тока”) и скачка напряжения на пинче до мегаэлектронвольтовых значений между верхней кромкой анода и катодом по остаточной плазме происходит вторичный пробой (рис. 8). При этом в правой части камеры п.ф. образуется тороидальная плазменно-токовая структура (токовоплазменный контур $ТПК_1$). Здесь и происходит разряд плазменного индуктивного накопителя на нагрузку в виде пинча с характерным временем τ разряда энергии магнитного поля:

$$\tau = L/R,$$

где L – индуктивность пинча, а R – его активное сопротивление.

Одновременно левая часть токовоплазменной оболочки ($ТПК_2$) “отсоединяется” от правой ча-

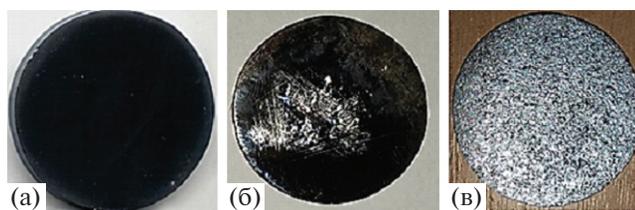


Рис. 9. Фотографии образцов монокристалла кремния: исходного (а) и облученных при 7 кВ (б) и 12 кВ (в). Диаметр образцов 28.5 мм.

сти ($ТПК_1$), и слабозатухающий колебательный процесс разряда энергии, оставшейся в батарее конденсаторов, продолжается (см. [9]). Этот процесс и фиксируется поясом Роговского, расположенным в нижней части камеры п.ф. (см. рис. 7а и 7б и рис. 8).

Ясно, что наилучшим выходом здесь было бы достижение полного размыкания тока в обоих ключах в конце первого полупериода. Борьба с “внутренним кроубаром”, т.е. с образованием вторичных токовоплазменных контуров внутри рабочих камер п.ф., представляется важной задачей, которая может решаться, в частности, путем совершенствования внутренней геометрии их электродов.

Работы по вышеописанным схемам (с размыканием за счет обеднения плотности носителей в псевдоразряднике и принудительным схемам питания с кроубарным разрядником) будут продолжены.

3. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА П.Ф. “ВИХРЬ” В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННО-КОСМИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

3.1. Эксперименты по облучению и анализ образцов

На рис. 9 приведены фотографии, помимо исходного (рис. 9а), двух образцов монокристаллов кремния, облученных импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы соответственно в “мягком” (при $q \approx 10^7$ Вт/см², $\tau = 100$ нс) и “жестком” ($q \approx 10^9$ Вт/см², $\tau = 50$ нс) режимах. Число импульсных воздействий в обоих случаях составляло соответственно $N = 10$ и $N = 50$.

Эти фотографии иллюстрируют возможности установки по регулировке плотности мощности на поверхности облучаемого образца, что приводит к различной степени повреждаемости поверхности импульсными потоками разной интенсивности — от растрескивания без оплавления (рис. 9б) до полностью оплавленного поверхностного слоя (рис. 9в).

На рис. 10 представлены фотоснимки типичной микроструктуры различных участков поверхности образцов сплава Инконель 718 после ее облучения потоками гелиевой плазмы и быстрых ионов гелия ($N = 50$). Анализ морфологии облученной поверхности показал, что, наряду с участками поверхностного слоя, которые не претерпели расплавления (рис. 10а), содержатся локальные области со следами затвердевшего расплава, имеющие волнообразный рельеф (рис. 10б).

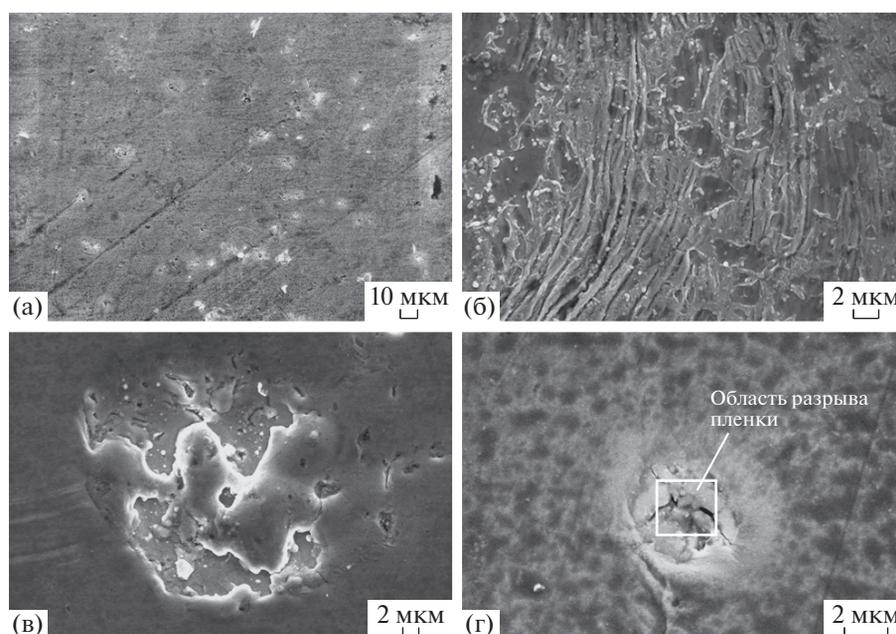


Рис. 10. Полученные с помощью сканирующей электронной микроскопии изображения микроструктуры сплава Inconel 718 после воздействия импульсной гелиевой плазмы и ионов гелия ($q \approx 10^7$ Вт/см², $\tau = 100$ нс, $N = 50$).

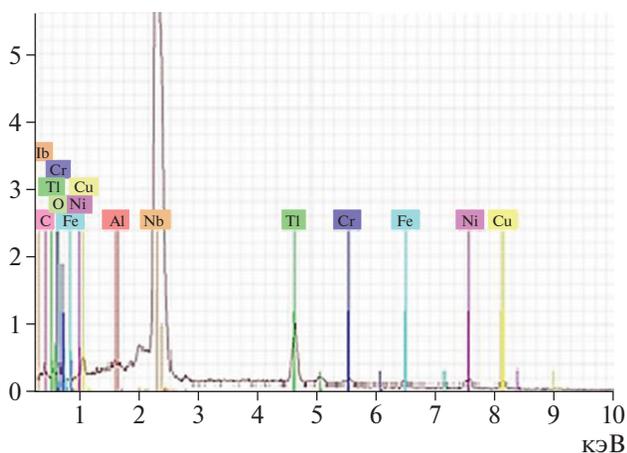


Рис. 11. Локальный рентгеноспектральный анализ частицы (выделенная квадратом область на рис. 10г).

Наличие оплавленных участков указывает на то, что при импульсных разрядах в камере п.ф. имело место неоднородное распределение плотности падающего потока энергии по сечению пучка. Расплавленные в локальных областях облученного сплава очень тонкие поверхностные слои приобретают в жидком состоянии волнообразный рельеф. Он образуется под действием давления на фронте ударной волны, движущейся перед кумулятивной струей высокотемпературной гелиевой плазмы, и фиксируется процессом сверхбыстрой закалки расплава [13, 14].

Похожая ситуация имеет место при воздействии на материал плазменных потоков, характерных для переходных процессов, протекающих на поверхности материалов первой стенки в современных крупномасштабных установках с магнитным удержанием плазмы типа токамака JET [15] и стелларатора Wendelstein 7X [16].

Следует также отметить, что на поверхности облученного сплава присутствует тонкая пленка, представляющая собой, по-видимому, соединения остаточных газов камеры п.ф. с компонентами облучаемого сплава и материалами, испаряемыми в процессе импульсного разряда с конструктивных и функциональных деталей рабочей камеры (визуально пленка имеет в основном синий цвет). В состав пленки, согласно результатам анализа методом атомно-эмиссионной спектроскопии [17], входили ниобий (элемент исходного состава сплава), медь (материал анода) и углерод (элемент примеси рабочего газа). На рис. 10г квадратом выделен участок разрыва в этой пленке.

Включения, присутствующие в структуре исходного сплава, сохраняются и после облучения (рис. 10г и 11). При этом крупные включения на основе ниобия в результате термического травления выявляются более четко. В этих включениях наблюдаются микротрещины, образующиеся под

действием термических напряжений, возникающих в поверхностном слое на стадии его охлаждения.

3.2. Оценка эволюции температуры в облученном поверхностном слое сплава

Расчет изменения температуры в поверхностном слое в направлении, перпендикулярном облучаемой поверхности, выполненный в работе [17] для рассматриваемого сплава на основе одномерной модели, описанной в работе [18], показал следующее. При реализованных параметрах эксперимента ($q = 10^7$ Вт/см², длительность импульса $\tau = 100$ нс) максимальная температура, достигаемая непосредственно на плоскости облучения, составляла около $T_{\text{пов}} = 1200^\circ\text{C}$, т.е. была ниже температуры плавления сплава $T_0 = 1260\text{--}1320^\circ\text{C}$. При возрастании q вследствие флуктуаций до значений $\sim 10^8$ Вт/см² происходило плавление поверхностного слоя, наблюдаемое в локальных областях (рис. 10б). Численные оценки показали, что заметные температурные изменения происходили в очень тонком поверхностном слое, на глубине примерно до $L \approx 100$ нм. В этом слое температура падала от максимальной на поверхности ($T_{\text{пов}} \approx 1200\text{--}1300^\circ\text{C}$) до $T \approx 700^\circ\text{C}$ при $L = 100$ нм. На глубине $L = 400$ нм температура сплава снижалась до $T \approx 200^\circ\text{C}$.

Таким образом, расчеты показали, что при реализованных условиях облучения сплава Инконель 718 в установке п.ф. “Вихрь” импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы радиационно-термические воздействия ограничены очень тонкими поверхностными слоями субмикронного масштаба. Поэтому модифицирование структурного состояния облученного сплава также следует ожидать преимущественно в поверхностных слоях наноразмерной толщины.

4. ВЫВОДЫ

Возможность генерации одновременно мощных потоков высокоскоростной плотной плазмы с $v = (2\text{--}3) \cdot 10^7$ см/с и быстрых ионов с энергиями в мегаэлектронвольтовом диапазоне, малые времена воздействия (в наносекундном диапазоне) импульсных потоков энергии и относительно большие плотности мощности излучений (до 10^{12} Вт/см²) выгодно характеризуют установки п.ф., обладающие относительно дешевым и гибким устройством, по сравнению с классическими ускорителями частиц и плазмы. Установки п.ф. позволяют моделировать процессы, происходящие в термоядерных реакторах (особенно условия, реализующиеся в камерах с инерциальным удержанием плазмы), исследовать физику плазмы, решать прикладные задачи в радиационном материаловедении применительно к

проблемам УТС и космической отрасли, в медицине, военной сфере и других направлениях науки и техники. В сравнении с импульсными ядерными реакторами, делящимися материалами и классическими ускорителями эти устройства экологически гораздо более безопасны и недороги.

Введенная в строй в ИМЕТ РАН установка п.ф. “Вихрь” находится на уровне лучших установок этого энергозапаса. Она позволяет решать задачи в указанных фундаментальных и прикладных областях. Существенным преимуществом установки является тот факт, что она обеспечивает работу в весьма широком диапазоне плотности мощности излучения, охватывающем примерно шесть порядков величины. Это делает рассматриваемую установку эффективным инструментом для тестирования и диагностики радиационно-термической стойкости материалов, работающих как в жестком режиме импульсных воздействий потоков энергии в термоядерных реакторах с магнитным и инерциальным удержанием плазмы, так и в более мягком режиме, характерном для изделий аэрокосмической техники.

Применение в данной установке энергосберегающих схем позволило подавить в значительной степени вторичные колебательные процессы в разрядном контуре. Однако работы в этом направлении должны быть продолжены.

5. ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по государственному заданию № 007-00129-18-00 при поддержке Международного агентства по атомной энергии (гранты IAEA CRP № 19248 и № 22745), а в части аналитических исследований – при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 16-08-00189).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bernard A., Bruzzone H., Choi P., Chuaqui H., Gribkov V., Herrera J., Hirano K., Krejci A., Lee S., Luo C., Mezzetti F., Sadowski M., Schmidt H., Ware K., Wong CS., Zoita V. // Journal of the Moscow Phys. Soc. 1998. V. 8. № 2. С. 93.
2. Gribkov V.A., Banaszak A., Bienkowska B., Dubrovsky A.V., Ivanova-Stanik I., Jakubowski L., Karpinski L., Miklaszewski R.A., Paduch M., Sadowski M.J., Scholz M., Szydowski A., Tomaszewski K. // Journal of Physics D: Applied Physics. 2007. V. 40. P. 3592. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/40/12/008>
3. Vilémová M., Pala Z., Jäger A., Matějček J., Chernyshova M., Kowalska-Strzemiwilk E., Tonarová D., Gribkov V.A. // Phys. Scr. 2016. V. 91. P. 034003. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/91/3/034003>
4. Paju J., Väli B., Laas T., Shirokova V., Laas K., Paduch M., Gribkov V.A., Demina E.V., Prusakova M.D., Pimenov V.N., Makhlaj V.A., Antonov M. // Journal of Nucl. Mater. 2017. V. 495. P. 91. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2018.03.003>
5. Gribkov V.A., Latyshev S.V., Miklaszewski R.A., Chernyshova M., Drozdowicz K., Wiącek U., Tomaszewski K., Lemeshko B.D. // Phys. Scr. 2010. V. 81. P. 035502. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/81/03/035502>
6. Gribkov V.A., Miklaszewski R.A., Chernyshova M., Scholz M., Prokopowicz R., Tomaszewski K., Drozdowicz K., Wiącek U., Gabanska B., Dworak D., Pytel K., Zawadka A. // JINST. 2012. V. 7. C07005. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/07/C07005>
7. Yurkov D.I., Dulatov A.K., Lemeshko B.D., Golikov A.V., Andreev D.A., Mikhailov Yu.V., Prokuratov I.A., Selifanov A.N. // Journal of Physics: Conference Series. 2015. V. 653. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/653/1/012019>
8. Gribkov V.A., Dubrovsky A.V., Scholz M., Jednorog S., Karpiński L., Tomaszewski K., Paduch M., Miklaszewski R., Pimenov V.N., Ivanov L.I., Dyomina E.V., Maslyaev S.A., Orlova M.A. // Nucleonika. 2006. V. 51. № 1. P. 55.
9. Gribkov V.A., Scholz M., Bochkov V.D., Dubrovsky A.V., Miklaszewski R., Karpinski L., Strzyzewski P., Lee P., Lee S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 2107. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/15/009>
10. Gribkov V.A. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2015. V. 57. № 6. P. 065010. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/57/6/065010>
11. Mather J.W. // The Physics of Fluids. 1965. V. 8. P. 366. <https://doi.org/10.1063/1.1761231>
12. Lee J.H., McFarland D.R., Hohl F. // The Physics of Fluids. 1977. V. 20. P. 313. <https://doi.org/10.1063/1.861869>
13. Pimenov V.N., Maslyaev S.A., Ivanov L.I., Dyomina E.V., Gribkov V.A., Dubrovsky A.V., Scholz M., Miklaszewski R., Ugaste Yu.E., Kolman B. // Nukleonika. 2006. V. 51. № 1. P. 71.
14. Грибков В.А., Демин А.С., Демина Е.В., Дубровский А.В., Масляев С.А., Пименов В.Н., Прусакова М.Д., Сасиновская И.П., Шольц М., Карпинский Л. // Физика и химия обработки материалов. 2012. № 4. С. 5.
15. <http://www.ccfе.ac.uk/jet.aspx>
16. <http://www.ipp.mpg.de/16900/w7x>
17. Боровицкая И.В., Грибков В.А., Григорович К.В., Демин А.С., Масляев С.А., Морозов Е.В., Пименов В.Н., Спрыгин Г.С., Цепелев А.Б., Гусаков М.С., Логачев И.А., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И. // Металлы. 2018. № 5. P. 39.
18. Морозов Е.В., Демин А.С., Пименов В.Н., Грибков В.А., Рошупкин В.В., Масляев С.А., Латышев С.В., Демина Е.В., Казилин Е.Е., Кольцов А.Г., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И. // Физика и химия обработки материалов. 2017. № 4. P. 5.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ПЛАЗМЕННОГО СПЕКАНИЯ

© 2020 г. В. А. Кудряшов^{a,b}, С. М. Годин^b, С. Г. Вадченко^a, А. С. Рогачев^{a,*}

^a Институт структурной макрокинетике и проблем материаловедения им. А.Г. Мерджанова РАН
Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипяна, 8

^b ООО “Интеллектуальные электрические сети”

Россия, 142411, д. Молзино Ногинского р-на Московской обл., ул. Советская, 85

*e-mail: rogachev@ism.ac.ru

Поступила в редакцию 29.08.2019 г.

После доработки 09.09.2019 г.

Принята к публикации 11.09.2019 г.

Разработана и изготовлена экспериментальная установка для моделирования процессов электроискрового плазменного спекания. Установка позволяет проводить прямое наблюдение и высокоскоростную видеосъемку цепочек порошковых частиц в каналах диэлектрической матрицы при пропускании коротких импульсов электрического тока. Проведенные испытания установки на примере цепочек сферических частиц титана диаметром до 300 мкм показали существование значительных перегревов области контакта в момент пропускания короткого (~1 мс) импульса электрического тока, характерного для искрового плазменного спекания. Таким образом, разработанная методика и установка открывают возможность исследования механизмов современных технологий консолидации порошковых материалов, основанных на импульсном электрическом воздействии.

DOI: 10.31857/S0032816220010164

ВВЕДЕНИЕ

Электроискровое плазменное спекание (э.п.с.), основанное на пропускании коротких импульсов тока через порошковую заготовку, нашло широкое применение в научных лабораториях и в промышленности благодаря тому, что оно позволяет консолидировать порошковые материалы при более низкой температуре и за более короткое время по сравнению с традиционными методами спекания и горячего прессования [1–4]. Существует несколько объяснений этой уникальной особенности метода э.п.с., которые включают быстрый темп нагрева заготовки, влияние электрического тока и напряжения на диффузию, а также локальный перегрев вблизи границ порошковых частиц, связанный с повышенной плотностью тока и микроискровыми разрядами на контактах между частицами [5]. Последнее объяснение, которое и дало название методу, привлекает большое внимание исследователей, но до сих пор не получило экспериментального подтверждения или опровержения.

Работы, направленные на прямое наблюдение и регистрацию светового излучения от электрических микроискров посредством введения волоконных световодов внутрь заготовки, дали отрицательный результат — вспышки света не были

зарегистрированы. Это привело к тому, что в ряде работ отрицается существование электрических разрядов и плазмы при электроискровом плазменном спекании [6, 7]. Кроме искровых разрядов, повышенная температура на контактах порошковых частиц может возникать вследствие неравномерной плотности электрического тока и электрического нагрева в электропроводящей порошковой заготовке. Сечение контакта намного меньше сечения частиц, а удельное электрическое сопротивление на границе между частицами повышено вследствие присутствующих на поверхности частиц примесей и оксидных слоев, поэтому плотность тока и удельная мощность тепловыделения на контакте выше, чем в объеме частицы. Однако моделирование, выполненное для интерметаллида TiAl в рамках предположения о том, что контакты шарообразных частиц имеют радиус, равный 0.06 от радиуса шара, показало, что при плотности тока 50000 А/см² локальный перегрев не превышает 1°C; отсутствие перегрева было подтверждено металлографическим анализом [8]. Измерение электрического сопротивления порошковых металлических заготовок (Fe, Ni и Cu) непосредственно в процессе э.п.с. показало, что электросопротивление контактов уменьшается при нагреве до температуры, равной 0.3 от температуры плавления металла, при которой происхо-

дит диэлектрический пробой оксидных слоев, и при дальнейшем нагреве оно остается примерно постоянным [9].

Модельные эксперименты по припеканию медных шариков к медной подложке выявили влияние импульсного электрического тока на формирование шейки между частицей и подложкой, но заметного перегрева области контакта не наблюдалось [10]. Правда, используемые в работе [10] сферические частицы имели диаметр 3 мкм, т.е. они не могут быть квалифицированы как частицы порошка.

Можно констатировать, что имеющиеся экспериментальные данные о процессах, происходящих на контактах частиц при прохождении импульса электрического тока через порошковую заготовку, неполны и противоречивы, и это замедляет развитие перспективного метода э.п.с. Для решения данной проблемы нами в данной работе предлагается лабораторная установка вместе с методикой, позволяющие моделировать условия э.п.с. и непосредственно наблюдать процессы, происходящие в порошковых частицах и на контактах между ними.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальная ячейка представляла собой матрицу из диэлектрической терракотовой керамики, в которой были сделаны открытые вертикальные каналы шириной и глубиной 300 мкм, длиной до 8 мм. Керамическую часть ячейки в виде параллелепипеда размерами $8 \times 10 \times 30$ мм вырезали из сырой прессованной голубой кембрийской глины. На узкой стороне заготовок формовали каналы путем вдавливания отрезков проволок диаметром, соответствующим диаметру сферических частиц титана. После извлечения проволок каналы имели глубину, равную диаметру проволоки, а дно их имело закругленную форму (получилиндр). Полученную заготовку отжигали в муфельной печи при температуре $800\text{--}850^\circ\text{C}$ в течение 1 ч. Открытая сторона канала закрывалась кварцевым стеклом, которое позволяло вести наблюдения и проводить видеосъемку. Внутри канала помещалось несколько (обычно 3–5) порошковых частиц титана сферической формы $\varnothing 250\text{--}300$ мкм (рис. 1). С торцов в канал вставлялись электроды из закаленной стали длиной 5–6 мм, которые служили также мини-пуансонами для сжатия цепочки частиц. Нижний пуансон упирался в медную пластину (рис. 1б), верхний выступал над матрицей, и на него сверху устанавливался медный электрод, на который помещался груз 140 г, что соответствовало среднему давлению сжатия около 20 МПа (рис. 1в). Для регистрации процессов внутри ячейки использовалась высокоскоростная видеокамера MIRO-310 с микроскопической оп-

тикой, скорость регистрации составляла 2000–10000 кадров/с.

Условия, моделирующие процесс э.п.с., создавались пропусканием импульса тока длительностью порядка 1 мс через цепочку частиц. Для этого было разработано устройство, схема которого приведена на рис. 2. Оно представляет собой управляемый электронный коммутатор, подключающий нагрузку (цепочку из титановых сферических порошковых частиц) к источнику постоянного тока с регулируемым напряжением 0–60 В. В качестве источника использовался накопительный конденсатор C_2 (Epcos B43458) емкостью 10 мФ, позволяющий создавать большие токи на нагрузке. Блокировочный керамический конденсатор C_1 уменьшал высокочастотные компоненты в цепи питания. При нагрузке с нулевым сопротивлением ток ограничивался только сопротивлением токоизмерительного шунта номиналом 0.1 Ом. Например, при напряжении питания 10 В максимальный ток в схеме составлял 100 А. В качестве основного коммутирующего элемента был выбран полевой транзистор IXFN340N07 (T_3) с максимальным напряжением исток–сток 70 В и максимальным коммутируемым током 340 А. При токе 100 А и напряжении исток–сток 10 В внутреннее сопротивление транзистора равно 4 мОм. Постоянная емкость затвора 16.8 нФ. Относительно большая величина этой емкости не позволяет управлять транзистором непосредственно от генератора, так как в этом случае фронт импульсного сигнала будет пологим.

Для ускорения переключения в схему были добавлены два биполярных комплементарных транзистора MJD44H11 ($n\text{--}p\text{--}n$, T_1) и MJD45H11 ($p\text{--}n\text{--}p$, T_2) с максимальным напряжением 80 В и током коллектора 8 А. Питание этих транзисторов поступало от отдельной аккумуляторной батареи напряжением 12 В. Применение этих транзисторов позволило получить фронты сигнала длительностью < 0.5 мкс. При работе с токами в десятки ампер и короткими фронтами сигнала, приходится принимать во внимание паразитную индуктивность подводящих проводов. Для уменьшения индуктивности мы использовали провод литцендрат ЛЭЛО 615×0.071 , состоящий из 615 изолированных медных жил $\varnothing 0.07$ мм каждая. Это позволило увеличить длину подводящих к образцу проводов до 20 см без заметного снижения крутизны фронта и осцилляций тока.

В процессе эксперимента на вход схемы подавался одиночный импульс от цифрового генератора прямоугольных импульсов Tektronix AFG1022 амплитудой +10 В и задаваемой на генераторе длительностью. Генератор запускался в ручном режиме нажатием кнопки триггера на передней панели генератора. Ток в схеме измерялся с помощью шунта $R_{ш}$ сопротивлением 0.1 Ом, собранного из вклю-

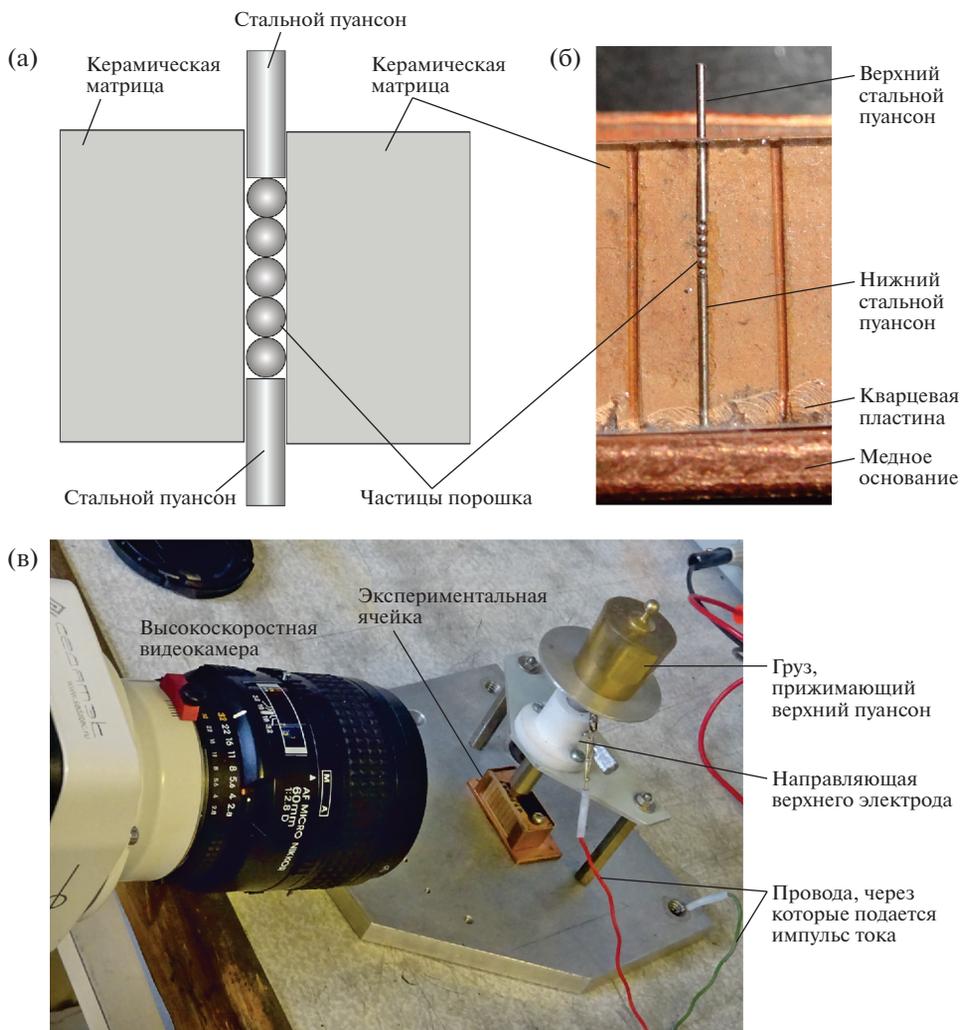


Рис. 1. Принципиальная схема (а) и макрофотография (б) экспериментальной ячейки; в – внешний вид установки при проведении эксперимента.

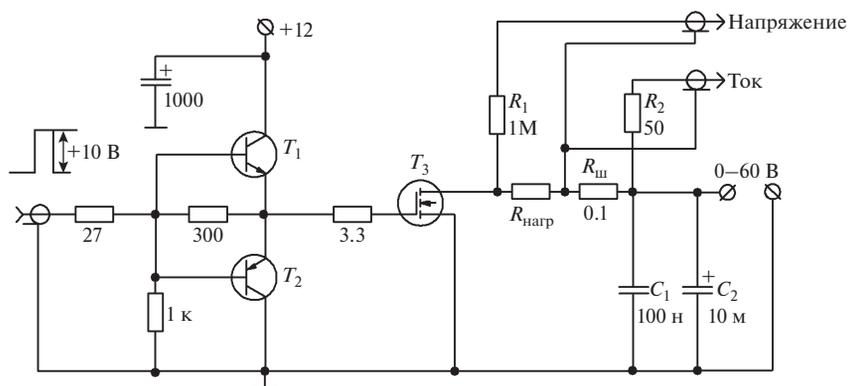


Рис. 2. Электрическая схема установки. T_1 – MJD44H11, T_2 – MJD45H11, T_3 – IXFN340N07.

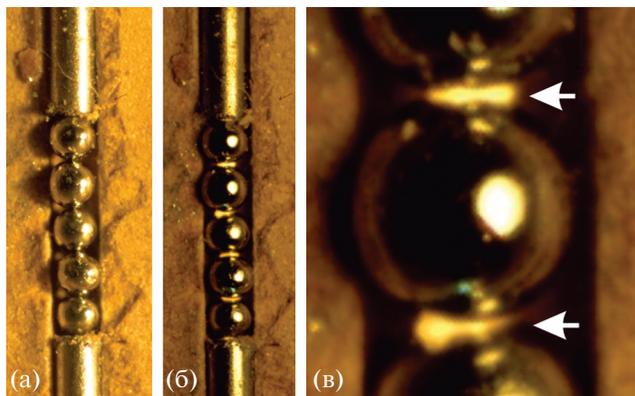


Рис. 3. Видеокadres эксперимента перед пропусканием импульса тока (а) и во время прохождения импульса (б, в). Стрелки указывают на светящиеся раскаленные области вблизи контактов между частицами.

ченных параллельно 10 резисторов номиналом 1 Ом. Для согласования с подводящим кабелем с волновым сопротивлением 50 Ом перед кабелем на входе был установлен резистор R_2 номиналом 50 Ом. Напряжение на нагрузке (образце) измерялось стандартным осциллографическим щупом (резистор R_1 номиналом 1 МОм). Для наблюдения формы и величины тока и напряжения на образце использовался двухканальный цифровой осциллограф “Актаком ADS-2111М” с полосой пропускания 200 МГц. Осциллограф был гальванически изолирован от сети с помощью развязывающего трансформатора, чтобы не допустить образования короткозамкнутых контуров по общим проводам.

Результаты экспериментов показали, что данная установка позволяет непосредственно наблюдать процессы, происходящие в области контактов между порошковыми частицами в условиях, аналогичных условиям электроискрового плазменного спекания. В качестве примера рассмотрим экспериментальную ячейку с цепочкой из пяти частиц титана (рис. 3а). При пропускании импульса тока области контактов между частицами начинали ярко светиться желто-оранжевым цветом, в то время как сами частицы оставались темными (рис. 3б). Форма светящихся областей более ясно видна на увеличенном фрагменте видеокadres (рис. 3в). После остывания образцов на месте светящихся областей были обнаружены очевидные следы плавления титана, и это указывает на то, что температура в точках контактов в течение короткого времени (порядка 1 мс) превышала 1670°C. Эти результаты более подробно представлены в недавней работе [11]. Таким образом, доказана возможность существования значительных перегревов области контакта при пропускании короткого импульса электрического тока. Сравнение полученных результатов с ре-

зультатами электроискрового спекания цилиндрических образцов \varnothing 16.8 мм из сферических порошков титана (сферические частицы размером около 63 мкм) [12] наглядно демонстрирует возможности предложенной методики. Через образцы пропускали импульсы тока длительностью 40 мс, паузы между которыми составляли 7 мс. В результате этого образцы нагревались до температуры 800°C и далее выдерживались при этой температуре в течение 10 мин. Было показано, что пропускание тока интенсифицирует спекание, но значительных следов расплава на контактах частиц не было обнаружено. В модельной методике, несмотря на то, что сила коммутируемого тока на 2–3 порядка меньше, чем при электроискровом плазменном спекании (что обеспечивает относительную простоту устройства), условия нагрева могут быть такими же или даже более жесткими, чем в сложных и дорогостоящих установках. Например, при нагреве образцов \varnothing 10 мм в установке SPS LA-BOX 650, использованной в работе [12], средняя плотность тока не может превысить 7700 А/см² (максимальная сила тока установки 6000 А), а в предложенном модельном устройстве при варьировании силы тока от 0 до 50 А средняя плотность тока в цепочке частиц может регулироваться в диапазоне 0–70000 А/см². Большая плотность тока достигается за счет малого сечения модельной ячейки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложены методика и экспериментальное устройство для моделирования процессов электроискрового плазменного спекания в широком диапазоне параметров (электрическое напряжение, сила тока, продолжительность импульса, механическая нагрузка, форма и состав частиц), что позволяет исследовать механизмы консолидации порошковых частиц различной природы при э.п.с. Экспериментально показана возможность прямого наблюдения раскаленных областей, возникающих на контактах частиц при пропускании импульса электрического тока.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-03-00293).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Grigor'ev E. G.* // Синтез и консолидация порошковых материалов: Сборник тезисов Международной конференции (23–26 октября 2018 г., Черноголовка). М.: ТОРУС ПРЕСС, 2018. С. 32. <https://doi.org/10.30826/SCPM2018008>

2. *Orrù R., Licheri R., Locci A.M., Cincotti A., Cao G.* // Mater. Sci. Eng. R. 2009. V. 63. P. 127.
<https://doi.org/10.1016/j.mser.2008.09.003>
3. *Olevsky E.A., Aleksandrova E.V., Ilyina A.M., Dudina D.V., Novoselov A.N., Pelve K.Y., Grigoryev E.G.* // Materials. 2013. V. 6. P. 4375.
<https://doi.org/10.3390/ma6104375>
4. *Grigoryev E.G., Olevsky E.A.* // Scripta Materialia. 2012. V. 66. P. 662.
<https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2012.01.035>
5. *Bordia R.K., Kang S.-J.L., Olevsky E.A.* // J. American Ceramic Society. 2017. V. 100. P. 2314.
<https://doi.org/10.1111/jace.14919>
6. *Hulbert D.M., Anders A., Dudina D.V., Andersson J., Jirang D., Unuvar C., Anselmi-Tamburini U., Lavernia E.J., Mukherjee A.K.* // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 033305-1.
<https://doi.org/10.1063/1.2963701>
7. *Hulbert D.M., Anders A., Andersson J., Lavernia E.J., Mukherjee A.K.* // Scripta Materialia. 2009. V. 60. P. 835.
<https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2008.12.059>
8. *Trzaska Z., Collard C., Durand L., Couret A., Chaix J.-M., Fantozzi G., Monchoux J.-P.* // J. American Ceramic Society. 2019. V. 102. P. 654.
<https://doi.org/10.1111/jace.15999>
9. *Chawake N., Pinto L.D., Srivastav A.K., Akkiraju K., Murty B.S., Kottada R.S.* // Scripta Materialia. 2014. V. 93. P. 52.
<https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2014.09.003>
10. *Frei J.M., Anselmi-Tamburini U., Munir Z.A.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 101. P. 114914-1.
<https://doi.org/10.1063/1.2743885>
11. *Рогачев А.С., Вадченко С.Г., Кудряшов В.А., Шукин А.С., Альмов М.И.* // Доклады Академии Наук, 2019. Т. 488. № 5. С. 103.
12. *Abedi M., Moskovskikh D.O., Rogachev A.S., Mukasyan A.S.* // Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science. 2016. V. 47. P. 2725.
<https://doi.org/10.1007/s11663-016-0732-8>

РЕГИСТРАЦИЯ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДУГОВОГО РАЗРЯДА В ВАКУУМЕ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С ВАРЬИРУЕМЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ НАНОСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА

© 2020 г. С. Г. Давыдов^а, А. Н. Долгов^а, М. А. Карпов^а, А. В. Корнеев^{а,*},
Д. В. Никишин^а, А. А. Пшеничный^а, Р. Х. Якубов^а

^а ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова
Россия, 127055, Москва, ул. Суцёвская, 22

*e-mail: vnii4@vniia.ru

Поступила в редакцию 19.11.2018 г.

После доработки 24.05.2019 г.

Принята к публикации 31.05.2019 г.

Изучался процесс коммутации короткого вакуумного промежутка с помощью вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика путем регистрации изображений излучающей в оптическом диапазоне спектра плазмы разряда. Была использована двухканальная электрооптическая система регистрации изображений на основе электронно-оптического преобразователя (э.о.п.). Каждый канал содержал блок генерации стробирующего импульса по фотокатоду э.о.п., транспортирующий объектив, э.о.п., к которому для считывания информации с его экрана через проекционный объектив стыковалась цифровая п.з.с.-камера (п.з.с. – приборы с зарядовой связью). На основе анализа полученных экспериментальных данных высказано предположение о существенной роли излучения катодного пятна и катодного факела ультрафиолетового диапазона в процессе формирования токового канала в разряде.

DOI: 10.31857/S0032816219060041

ВВЕДЕНИЕ

Цель данной работы – изучить некоторые аспекты процесса перехода межэлектродного промежутка катод–анод вакуумного коммутатора в проводящее состояние при инъекции в него плазмы вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. В первую очередь нас интересуют физические механизмы образования проводящей среды в межэлектродном пространстве, что важно для решения задачи быстрой коммутации токов кило- и мегамперного диапазона в разреженной среде и достижения высоких скоростей нарастания тока в сильноточных разрядах [1, 2]. Оптические средства диагностики плазмы, позволяющие с высоким пространственным и временным разрешением воссоздавать структуру и динамику плазменных объектов, показывают себя весьма информативным инструментом исследований [3, 4].

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на экспериментальном стенде, позволяющем осуществлять натурное моделирование процесса коммутации ко-

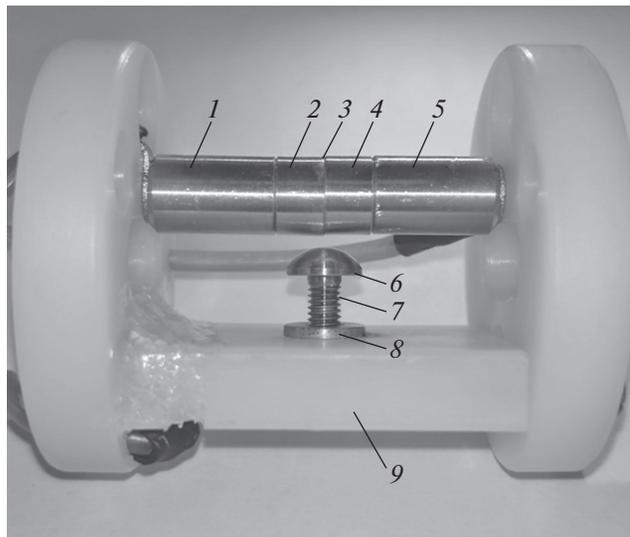


Рис. 1. Внешний вид коммутатора. 1 – катод; 2 – снимаемое навершие катода; 3 – диэлектрическая шайба; 4 – снимаемое навершие поджигающего электрода; 5 – поджигающий электрод; 6 – анод; 7 – токовод анода; 8 – основание анода; 9 – диэлектрический каркас разрядного устройства.

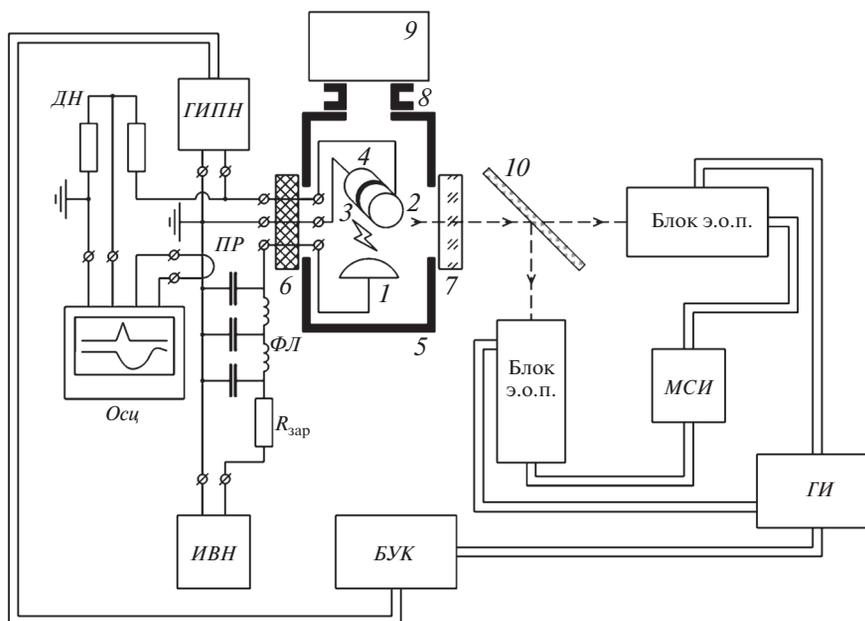


Рис. 2. Схема эксперимента. 1 – анод; 2 – поджигающий электрод; 3 – диэлектрическая шайба; 4 – катод; 5 – вакуумная камера; 6 – фланец с изолированными высоковольтными тоководами; 7 – оптическое окно; 8 – вакуумный тракт; 9 – средства откачки и контроля вакуума; 10 – светоделительное зеркало; ГИПН – генератор импульса поджигающего напряжения, ДН – низкоиндуктивный омический делитель напряжения, ПР – пояс Роговского, Осц – осциллограф, ФЛ – коммутируемая цепь (формирующая линия с сосредоточенными параметрами), $R_{зар}$ – зарядное сопротивление, ИВН – источник высокого напряжения, БУК – блок управления каналами включения э.о.п., ГИ – генератор импульсов включения э.о.п., МСИ – модуль сохранения изображений.

роткого вакуумного промежутка с помощью вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. В качестве разрядного устройства был использован вакуумный коммутатор, внешний вид которого показан на рис. 1. Общая схема эксперимента представлена на рис. 2.

Основные элементы разрядного устройства – анод, катод, поджигающий электрод и диэлектрическая шайба, разделяющая катод и поджигающий электрод и плотно зажатая между ними. Электроды закреплены в диэлектрическом каркасе. Катод, поджигающий электрод и диэлектрическая шайба – соосные цилиндры одного диаметра (6 мм). Катод и поджигающий электрод снабжены сменяемыми наконечниками, непосредственно контактирующими с диэлектрической шайбой. Анод – куполообразный (\varnothing 6 мм), имеет продолжением токовод, который ввинчивается в основание \varnothing 7 мм, выполненное из латуни. Зазор катод–анод равен 1 мм. Толщина диэлектрической шайбы 100 мкм. Материал электродов – нержавеющая сталь, шайбы – слюда. Разрядное устройство размещается в вакуумной камере, откачиваемой до давления остаточного газа 10^{-2} Па, снабженной вакуумно-плотными выводами-тоководами, позволяющими подключать электро-разрядное устройство к внешним цепям, и оптически прозрачным окном для вывода за пределы камеры излучения плазмы разряда.

Разрядное устройство выступает в роли коммутатора с переменным сопротивлением для LCR -контура. Катод заземлен, анод до начала коммутации находится под положительным потенциалом до 3 кВ. Процесс коммутации стартует при подаче на поджигающий электрод положительного относительно катода импульса напряжения амплитудой до 4 кВ и скоростью нарастания $(1-2) \cdot 10^9$ В/с. Происходит пробой по поверхности диэлектрической шайбы, и плазма, образованная продуктами эрозии, создает проводящую среду в промежутке катод–анод.

Амплитуда тока поджига достигает 10 А, амплитуда тока в промежутке катод–анод при коротком замыкании – 250–300 А. Продолжительность импульса тока при закорачивании промежутка катод–анод определяется параметрами коммутируемой

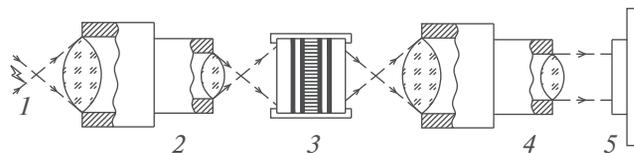


Рис. 3. Функциональная схема блока э.о.п. 1 – излучающий в оптическом диапазоне объект (плазма разряда); 2 – транспонирующий объектив “Юпитер-3”; 3 – э.о.п. ЭПМ-102Г; 4 – проекционный объектив “Вега-12Б”; 5 – п.з.с.-камера SDU-274.

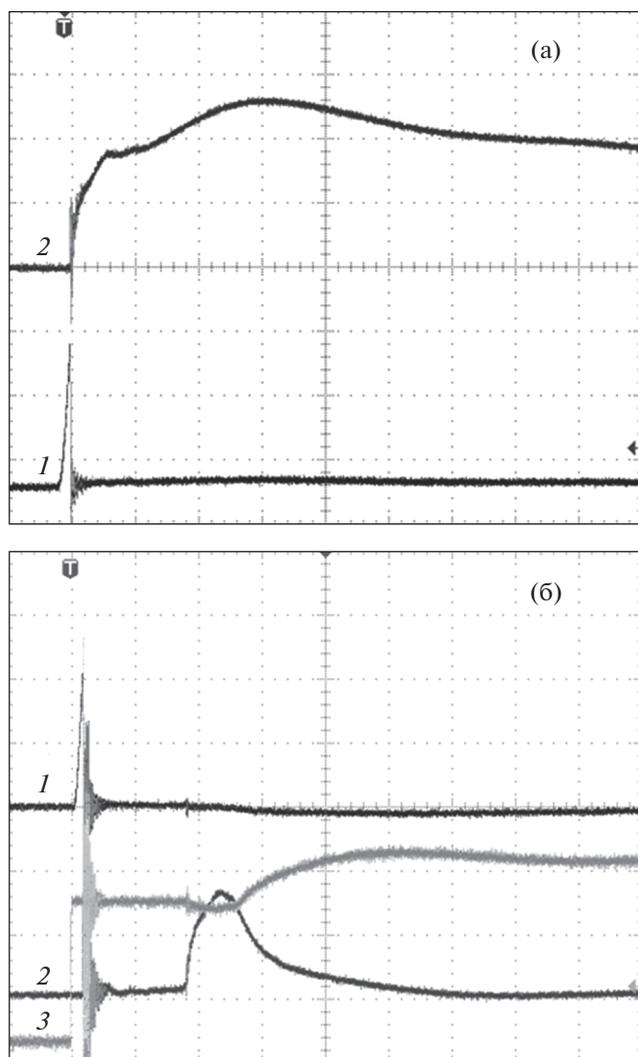


Рис. 4. Осциллограммы напряжения на промежутке катод–поджигающий электрод (1) и тока в промежутке катод–анод (2): а – разряд первого типа, б – разряд второго типа (3 – сигнал с блока управления каналами регистрации). Масштаб по вертикали: 1 – 1 кВ/деление, 2 – 100 А/деление, 3 – 2 В/деление; по горизонтали – 2 мкс/деление.

цепи, представляющей собой формирующую линию с сосредоточенными параметрами, и составляет 30 мкс.

Регистрация напряжения в промежутке катод–поджигающий электрод осуществлялась с помощью низкоиндуктивного омического делителя. Ток в том же промежутке катод–поджигающий электрод определялся по падению напряжения на низкоиндуктивном сопротивлении 10 Ом, включенном в цепь поджига. Ток в промежутке катод–анод определялся по сигналу с калиброванного пояса Роговского.

Для изучения пространственной структуры и динамики разряда регистрировались изображе-

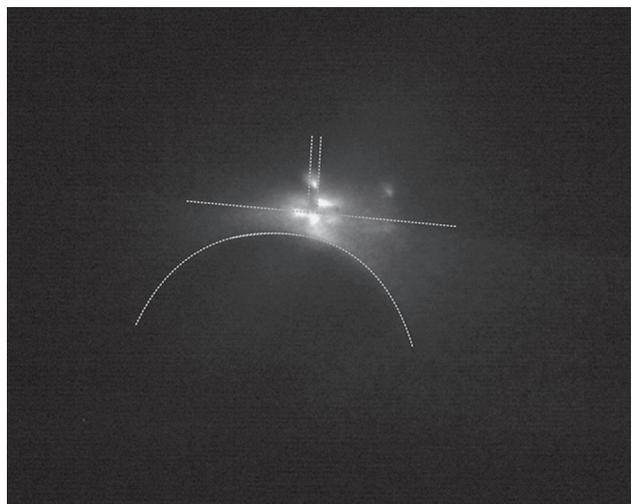


Рис. 5. Изображение разряда в оптическом диапазоне спектра. Экспозиция: начало регистрации изображения – время от начала протекания тока в промежутке катод–анод $t = 7$ мкс, продолжительность регистрации изображения $\Delta t = 5$ нс. Пунктирной линией отмечены контуры электродов и диэлектрической шайбы.

ния плазмы разряда в собственном оптическом излучении (далее “изображения разряда”) при временах экспозиции 5–500 нс. Средством получения изображений являлся электрооптический модуль, который состоял из двух блоков э.о.п., использующих схему стробирования по катоду (“отпирания” катода), блока управления каналами регистрации, светоделительного зеркала, 4-канального генератора задержанных импульсов (DG645) для синхронизации запуска каналов регистрации с поджигающим контуром разрядника и модуля сохранения изображений (ноутбук, программное обеспечение).

В свою очередь, каждый блок э.о.п., функциональная схема которого представлена на рис. 3, содержал блок генерации стробирующего импульса (г.с.и.) по фотокатоду (г.с.и. “отпирает” фотокатод в заданном временном интервале), транспортирующий объектив (“Юпитер-3”) и э.о.п. (ЭПМ-102Г), к которому для считывания информации с его экрана через проекционный объектив “Вега-12Б” стыковалась цифровая п.з.с.-камера (п.з.с. – приборы с зарядовой связью) SDU-274 с разрешением 1600×1200 пикселей.

Для получения двух разделенных фиксированным временным интервалом кадров, регистрирующих с заданной экспозицией изображения излучающей в оптическом диапазоне плазмы в процессе развития разряда, каналы были размещены относительно наблюдаемого объекта по беспараллаксной схеме со светоделительным зеркалом.

Выбранная схема проведения испытаний позволяла в случае необходимости осуществлять

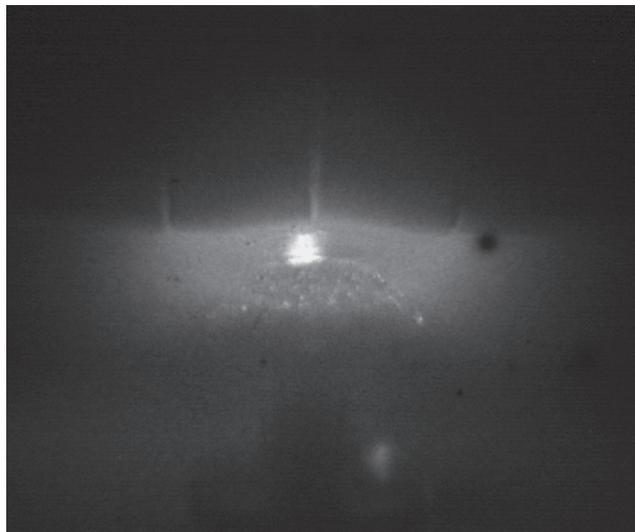


Рис. 6. Изображение разряда в оптическом диапазоне спектра. Экспозиция: начало регистрации изображения — время от начала протекания тока в промежутке катод—анод $t = 1.9$ мкс, продолжительность регистрации изображения $\Delta t = 500$ нс.

синхронную регистрацию двух изображений с одного направления наблюдения и при этом путем соответствующего подбора усиления для каждого из э.о.п. акцентировать внимание на различных для каждого из изображений участках изучаемого объекта, т.е. повышать информативность изображений для выделенного момента времени.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Наблюдаемые разряды можно разделить на два типа. Характерные осциллограммы напряжения в системе поджига и тока в промежутке катод—анод для разрядов каждого типа приведены на рис. 4. При разряде первого типа осциллограммы тока проявляют полную повторяемость от разряда к разряду, при разряде второго типа устойчиво наблюдается укороченный импульс тока с затянутым спадом и временной задержкой, длительность которой варьируется в пределах от 2 до 10 мкс.

Разряд первого типа связан с развитием дугового разряда в промежутке катод—анод, т.е. токовый дрейф заряженных частиц в проводящей среде — плазме — проходит по кратчайшей траектории между катодом и анодом (рис. 5). Основной разряд первого типа возникает в том случае, когда вспомогательный искровой разряд по поверхности диэлектрика, который инициирует разряд между катодом и анодом, возникает на участке системы поджига, расположенном на минимальном расстоянии от поверхности анода. На рис. 5 запечатлена стадия дугового разряда в промежутке катод—анод, продолжительность регистрации

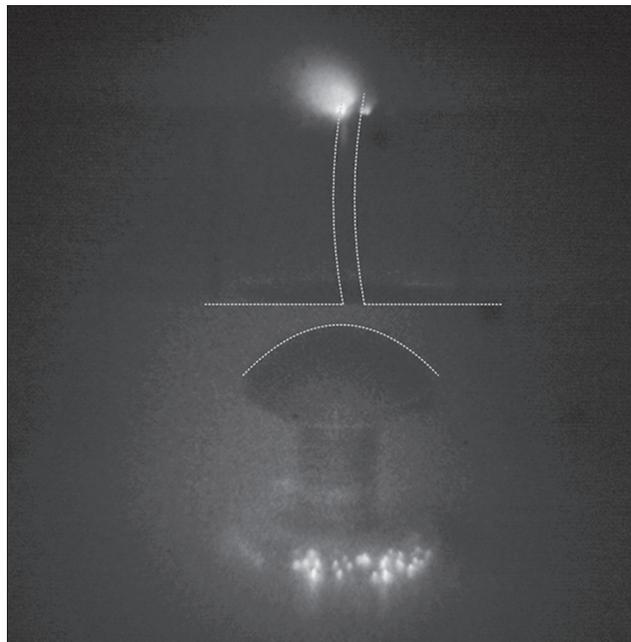


Рис. 7. Изображение разряда в оптическом диапазоне спектра. Экспозиция: начало регистрации изображения — время от начала протекания тока в промежутке катод—анод $t = 300$ нс, продолжительность регистрации изображения $\Delta t = 100$ нс. Пунктирной линией отмечены контуры электродов и диэлектрической шайбы.

изображения минимально возможная — $\Delta t = 5$ нс. Самые яркие наблюдаемые объекты — катодные пятна.

Гибкость применяемого инструмента исследований позволяет легко перестраивать систему регистрации изображений, например, увеличить продолжительность регистрации изображения на два порядка величины (рис. 6). При этом обнаруживаются детали пространственной структуры, которые в противном случае были бы неизбежно утеряны. На этот раз самым ярким объектом в разряде оказывается столб плазмы в промежутке катод—анод.

Вокруг точки в основании столба на катоде можно наблюдать область диффузного свечения в виде полушария (вероятно, результат воздействия излучения катодного пятна на остаточный газ), в пределах области диффузного свечения разряда на поверхности анода — множество анодных пятен и слой пара материала анода, который слегка приподнят над поверхностью анода. Место пробоя по поверхности диэлектрической шайбы не всегда локализовано со стороны анода. Если не предпринимать специальных мер, локализация пробоя носит достаточно случайный характер и может перемещаться по периметру диэлектрической шайбы. Пространственную привязку пробоя удастся осуществить, например, нанесением с помощью карандаша с твердым хо-

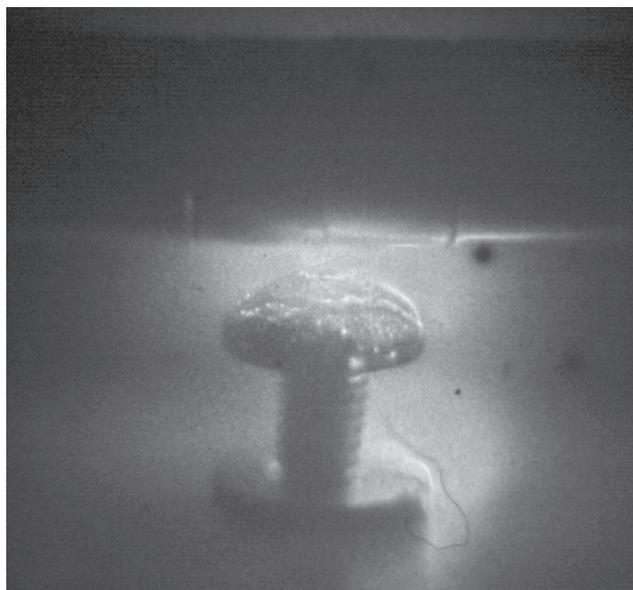


Рис. 8. Изображение разряда в оптическом диапазоне спектра. Экспозиция: начало регистрации изображения — время от начала протекания тока в промежутке катод–анод $t = 1.6$ мкс, продолжительность регистрации изображения $\Delta t = 100$ нс.

рошо заточенным грифелем тонкой полоски графита на боковую поверхность диэлектрической шайбы в месте желаемой локализации пробоя, инициирующего основной разряд в промежутке катод–анод.

Основной разряд второго типа возникает в том случае, когда вспомогательный искровой разряд возникает на участке поджигающей системы, находящемся на расстоянии от поверхности анода, близком к максимальному. Поверхность анода, находящаяся на расстоянии 1 мм от поверхности катода, в указанной ситуации в развитии разряда между катодом и анодом видимого участия не принимает, линии тока пересекают поверхность основания анода. Длина траектории, по которой проходит токовый дрейф заряженных частиц в этом случае, возрастает более чем на порядок величины.

На рис. 7, по-видимому, запечатлена искровая стадия разряда в промежутке катод–анод, если судить по величине тока и длительности интервала времени, в течение которого развивается разряд. Во всяком случае, это касается той части разряда, которую мы визуальнo можем наблюдать вблизи поверхности катода и поджигающего электрода. На поверхности катода на границе с диэлектрической шайбой наблюдаются катодное пятно и катодный факел, т.е. поток плазмы, эмитируемой из области катодного пятна. На поверхности поджигающего электрода также на границе с диэлектрической

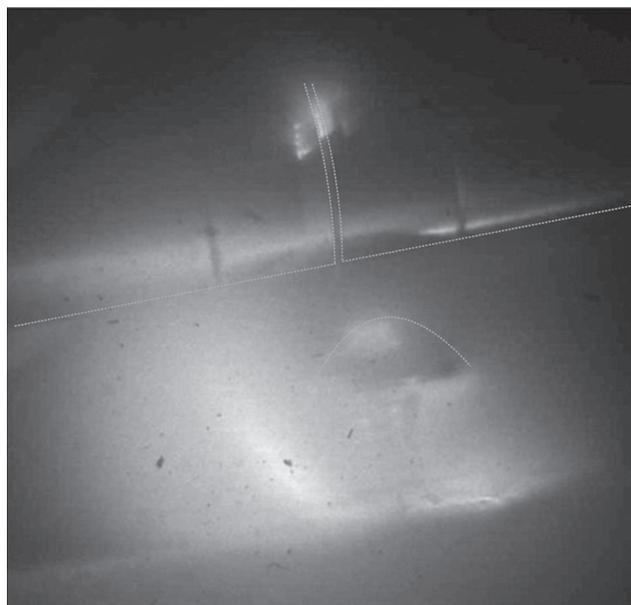


Рис. 9. Изображение разряда в оптическом диапазоне спектра. Экспозиция: начало регистрации изображения — время от начала протекания тока в промежутке катод–анод $t = 1.9$ мкс, продолжительность регистрации изображения $\Delta t = 100$ нс. Пунктирной линией отмечены контуры электродов и диэлектрической шайбы.

шайбой наблюдается анодное пятно. Кроме того, наблюдаются многочисленные анодные пятна на основании анода. Можно различить присутствие диффузного свечения в пространстве, окружающем катод и анод. В то же время визуальных признаков разряда непосредственно в промежутке катод–анод не наблюдается.

На рис. 8 запечатлен, вероятно, еще один вариант развития разряда второго типа. В промежутке катод–анод не наблюдаются яркие источники света: нет токово-плазменного шнура, отсутствуют катодные пятна, разряд носит объемный диффузный характер. Более яркое свечение у основания анода, на поверхности анода — дискретные анодные пятна, многие из них напоминают пузыри, возможно, что это сгустки пара материала анода. На снимке отсутствует изображение катодных пятен. По-видимому, они находятся с обратной от наблюдателя стороны катода.

Область токового дрейфа заряженных частиц, т.е. область межэлектродного пространства, в котором проходят в основном линии тока разряда второго типа на стадии, которую, судя по силе тока в разряде, можно назвать дуговой (по крайней мере, этот термин может быть применен к прикаточной области разряда), наиболее отчетливо зафиксирована на рис. 9. Наблюдаются катодное пятно и катодный факел, часто фиксируется анодное пятно на поверхности поджигающего электрода. В пространстве, окружающем электродную систе-

му, видно диффузное свечение, на фоне которого выделяется направленная к основанию анода дугообразная излучающая полоса. В то же время разряд в кратчайшем промежутке катод–анод не заметен, светящиеся анодные пятна у основания анода отсутствуют.

Можно предположить, основываясь на полученных результатах визуализации пространственной структуры свечения изучаемого разряда, следующее. Во-первых, ультрафиолетовое излучение в первую очередь катодного пятна, а также плазменного факела, образующихся при искровом разряде по поверхности диэлектрика, приводит к ионизации окружающего остаточного газа. Во-вторых, как следствие, в промежутке катод–анод в проводящей среде ионизованного остаточного газа загорается разряд типа тлеющего. Если искра по поверхности диэлектрика развивается достаточно близко к поверхности анода, то замыкание катодного факела на анод приводит к возникновению плазменного канала дугового разряда, т.е. формируется разряд первого типа.

В окружающем же пространстве продолжается под действием излучения из катодного пятна протекание разряда типа тлеющего. Свидетельством тому являются наблюдаемые в пределах обширной поверхности электрода, служащего анодом, локализованные анодные пятна. Как известно, тлеющий разряд подвержен действию ионизационно-перегревной неустойчивости, которая приводит к контракции токового канала [5, 6], что и становится причиной возникновения локализованных анодных пятен.

Второй тип разряда отличается от первого тем, что, во-первых, существующие в нем две токопроводящие области включены в электрическую цепь последовательно. Во-вторых, контракция токовых каналов в области с низкой плотностью вещества фиксируется только на начальной, по-видимому, искровой стадии разряда. В дальнейшем существование отдельных анодных пятен (на основании анода), как следов контракции токовых каналов, не наблюдается. Однако периферийная в основном область с низкой плотностью вещества по-прежнему формируется опять-таки под воздействием излучения, испущенного из области с высокой плотностью вещества – катодного пятна и плазменного факела, прилегающей к катоду, и по-прежнему проявляет схожесть с тлеющим разрядом, а именно, способом формирования токового канала. Известно, что если расстояние между катодом и анодом меньше, чем нужно, чтобы на нем поместилось темное катодное пространство и начало тлеющего свечения, но вместе с тем в окружающем пространстве можно найти более длинный путь от катода к аноду, то тлеющий разряд выбирает этот более длинный путь для формирования канала тока [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучалась динамика процесса коммутации короткого вакуумного промежутка с помощью вспомогательного разряда по поверхности диэлектрика. Для этого была осуществлена регистрация изображений плазмы разряда в собственном оптическом излучении при временах экспозиции 5–500 нс.

Средством получения изображений являлся двухканальный электрооптический модуль. Каждый канал содержал блок генерации стробирующего импульса по фотокатоду э.о.п., транспортирующий объектив, э.о.п., к которому для считывания информации с его экрана через проекционный объектив стыковалась цифровая п.з.с.-камера.

Для получения двух кадров, регистрирующих с одного направления с заданной экспозицией два изображения излучающей в оптическом диапазоне плазмы в процессе развития разряда, каналы были размещены относительно наблюдаемого объекта по беспараллаксной схеме со светоделительным зеркалом.

Выбранная схема проведения испытаний позволяла в случае необходимости осуществлять синхронную регистрацию двух изображений с одного направления наблюдения и при этом путем соответствующего подбора усиления для каждого из э.о.п. акцентировать внимание на различных для каждого из изображений участках изучаемого объекта, т.е. повышать информативность изображений для выделенного момента времени.

Благодаря использованию представленной системы регистрации оптических изображений удалось зафиксировать ранее не описанные особенности развития дугового разряда в вакууме.

Наблюдаемые разряды можно разделить на два типа. Первый тип связан с развитием дугового разряда в промежутке катод–анод, т.е. токовый дрейф заряженных частиц в проводящей среде – плазме – происходит по кратчайшей траектории между катодом и анодом. Параллельно каналу дугового разряда наблюдается канал диффузного разряда. Второй тип разряда характеризуется образованием катодного пятна (пятен) на катоде, выбросом в окружающее пространство плазменного факела, продолжением которого является дугообразная диффузная область разряда, замыкающаяся на основание анода, но при этом визуальных признаков развития разряда по наиболее короткой траектории в промежутке катод–анод не наблюдается.

На основе анализа полученных экспериментальных данных высказано предположение о существенной роли излучения катодного пятна и катодного факела в процессе формирования токового канала в разряде.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 3. С. 242.
2. Долгов А.Н., Прохорович Д.Е. // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16. Вып. 2. С. 558.
3. Лебедев Ю.А., Мавлюдов Т.Б., Шахатов В.А., Эпштейн И.Л., Карпов М.А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 2. С. 201.
4. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 4. С. 627.
<https://doi.org/10.21883/JTF.2017.04.44328.1968>
5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1992.
6. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахманов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. М.: Наука, 1987.
7. Капцов Н.А. Электроника. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1954.

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДИССЕКТОР СО СКРЕЩЕННОЙ РАЗВЕРТКОЙ

© 2020 г. С. В. Андреев^а, Н. С. Воробьев^{а, *}, В. Л. Дорохов^б, А. И. Заровский^а,
А. С. Комельков^а, Г. Я. Куркин^б, О. И. Мешков^{б,с,**}, А. В. Смирнов^а

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

^б Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

^с Новосибирский государственный университет
Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

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

**e-mail: o.i.meshkov@inp.nsk.su

Поступила в редакцию 12.07.2019 г.

После доработки 12.07.2019 г.

Принята к публикации 02.08.2019 г.

На основе электронно-оптического преобразователя ПИФ-01 создан двухщелевой диссектор с пикосекундным временным разрешением, работающий в режиме скрещенной развертки. Диссектор предназначен для работы на источниках синхротронного излучения и электрон-позитронных коллайдерах при необходимости одновременной регистрации продольных профилей многобанчевых пучков, заполняющих от двух до нескольких сотен соседних сепаратрис кольца ускорителя. В результате проведенных динамических испытаний разработанного диссектора, выполненных на лазерной установке, было зарегистрировано с временным разрешением 6 ± 0.5 пс два цуга световых импульсов, сдвинутых во времени друг относительно друга.

DOI: 10.31857/S0032816220010012

ВВЕДЕНИЕ

Особенностью подавляющего большинства современных ускорителей электронов и позитронов является большое число банчей (сгустков) в пучке. Как правило, банчи заполняют более половины сепаратрис (орбит) ускорителя [1], что позволяет увеличить средний ток пучка и соответственно светимость коллайдера или поток фотонов источника синхротронного излучения (с.и.). Например, в пучке КИСИ (“Курчатовский источник синхротронного излучения”, Россия, Москва) содержится до 75 банчей, в ускорителе ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) можно накопить 992 банча, а в 27-километровом кольце протон-протонного коллайдера ЛНС помещается 1380 банчей. Максимальное число банчей в пучке составляет $N = Pv_{RF}/c$, где P — периметр орбиты ускорителя, v_{RF} — частота ускоряющего напряжения, c — скорость света. Характерный порядок числа электронов в одном банче $\sim 10^9$ частиц. Длина банча в современных источниках с.и. варьируется в широких пределах: от долей миллиметров до нескольких сантиметров, т.е. длительность вспышки с.и., при помощи которой изме-

ряется продольный размер пучка, может меняться от единиц до десятков пикосекунд.

Контроль продольного распределения частиц в пучке необходим как при рутинной эксплуатации циклического ускорителя, так и при проведении экспериментов в области ускорительной физики. При этом желательно иметь возможность измерения продольного распределения (длины) в определенном (заданном) банче пучка. Это связано, в частности, с необходимостью подавления неустойчивостей разного рода, возникающих в многобанчевых пучках [2]. Для этой цели в ИЯФ СО РАН применяется электронно-оптический диссектор [3, 4]. Его последняя версия, созданная в сотрудничестве между ИОФ РАН и ИЯФ СО РАН, имеет временное разрешение 2 ± 0.5 пс [5], что достаточно для использования диссектора на подавляющем большинстве современных циклических ускорителей электронов и позитронов. Однако актуальной остается задача измерения диссектором продольного профиля нужного банча. В качестве первого шага решения этой задачи нами предпринята попытка модернизировать конструкцию диссектора таким образом, чтобы

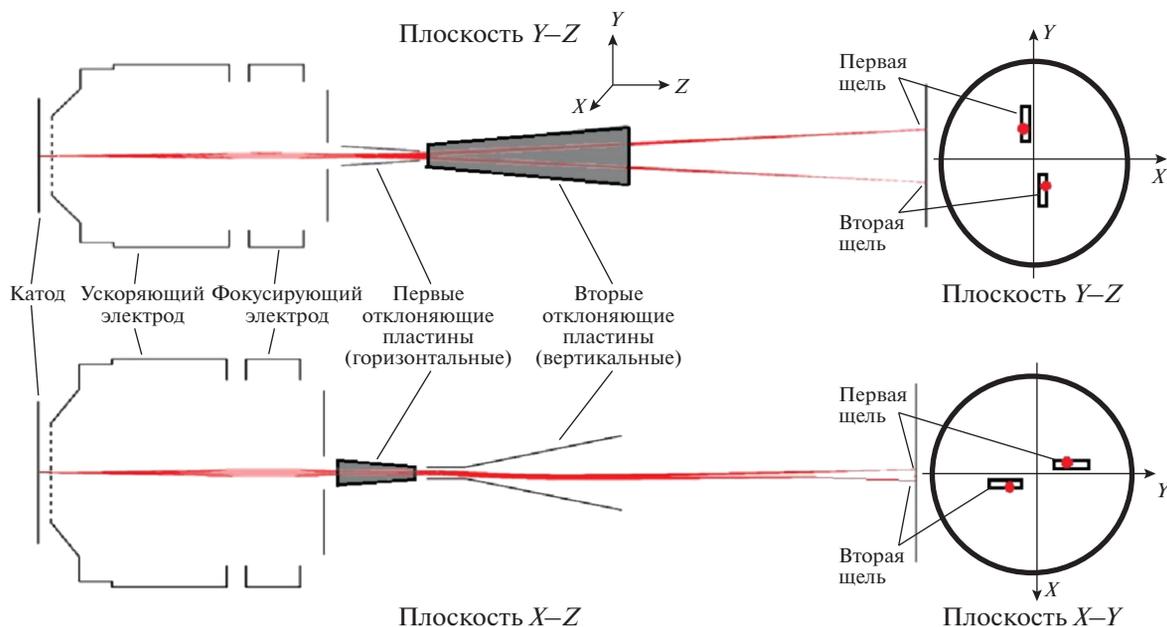


Рис. 1. Принцип действия двухщелевого диссектора с двумя парами отклоняющих пластин: 1-я пара (горизонтальные) отклоняет электронный пучок по вертикали, 2-я (вертикальные) – разворачивает по горизонтали.

получить возможность одновременного контроля продольных профилей двух банчей пучка. Такое разделение банчей будет весьма полезно для контроля пучка при рутинной работе ускорителя.

ДИССЕКТОР

Основной частью разработанного диссектора является электронно-оптический преобразователь (э.о.п.) ПИФ-01, имеющий две пары пластин вертикального и горизонтального отклонения, расположенных перпендикулярно друг относительно друга. Вместо люминесцентного экрана э.о.п. установлена диафрагма с двумя анализирующими щелями, которые смещены относительно вертикальной и горизонтальной осей прибора (рис. 1). Вторичный электронный умножитель (в.э.у.), размещенный за диафрагмой, используется для регистрации и усиления исследуемых сигналов. Оба устройства совмещены в едином вакуумном объеме. Первая часть прибора отвечает за временное разрешение и за процесс разделения входных сигналов по щелям, вторая – за считывание световых импульсов.

Для получения режима скрещенной развертки высокочастотные синусоидальные напряжения (в.ч.-напряжения) с кратными частотами подаются на две пары отклоняющих пластин преобразователя. Таким образом, при регистрации последовательности периодических световых импульсов в зависимости от расположения щелей и от отношения амплитуд, частот и фаз между в.ч.-напряжениями можно разделить сигналы по двум

щелям на выходе диссектора. Такое разделение импульсов позволяет регистрировать профили банчей из соседних сепаратрис ускорителя, которые налагаются друг на друга при отсутствии скрещенной развертки.

На рис. 1 схематично представлен принцип работы двухщелевого диссектора со скрещенной разверткой. Согласно этой схеме, измерение продольных профилей двух банчей в пучке, циркулирующем в ускорителе, происходит следующим образом. Предположим, что частота следования этих банчей составляет $f_{бан}$ и они заполняют разные сепаратрисы, разделенные временным интервалом $1/f_{бан}$. Во время их движения в ускорителе формируются два импульса с.и., которые преобразуются в фотоэлектроны, попадая на фотокатод диссектора. Электроны, вылетевшие с фотокатода, ускоряются, после чего отклоняются первой парой пластин и разворачиваются второй парой в перпендикулярных направлениях.

В наших экспериментах роль двух банчей исполняли “нечетные” и “четные” лазерные импульсы в квазинепрерывном лазерном излучении (частота следования 75.3 МГц). Два синхронизированных между собой по фазе и с частотой следования банчей $f_{бан}$ синусоидальных напряжения прикладываются к горизонтальным и вертикальным пластинам в частотном отношении $0.5f_{бан}/f_{бан}$ соответственно (рис. 2).

Так же как и в случае диссектора с одной щелью, для регистрации сигнала применяется метод сканирования развернутого электронного изоб-

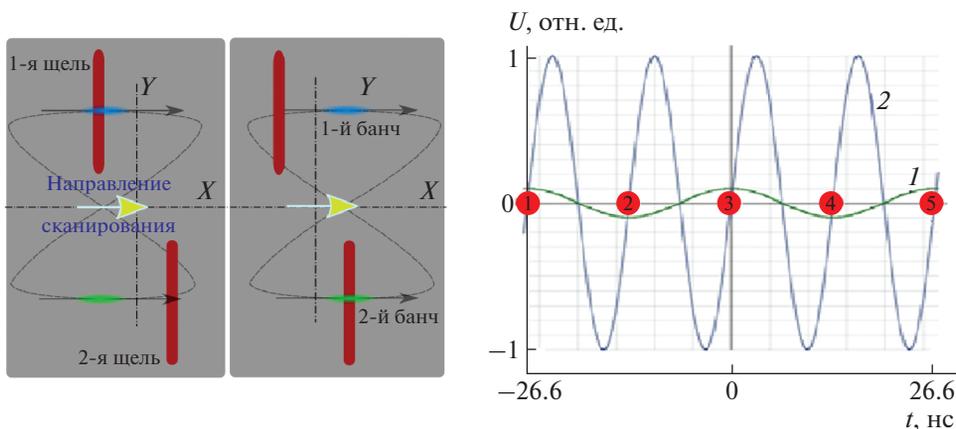


Рис. 2. Иллюстрация, поясняющая работу диссектора со скрещенной разверткой. Два приложенных к пластинам, разворачивающим пучок во взаимно перпендикулярных направлениях, синхронизированных по фазе синусоидальных напряжения с отношением частот $0.5f_{\text{бан}}/f_{\text{бан}}$ (справа – кривые 1 и 2 соответственно) “рисуют” фигуру Лиссажу на поверхности диафрагмы с двумя щелями (слева). Выделенные красным цветом цифры 1–5 на рисунке справа – обозначения положения “нечетных” и “четных” банчей относительно в.ч.-разверток.

ражения [3] путем подачи на вертикальные пластины парафазного пилообразного напряжения низкой (~ 50 Гц) частоты (н.ч.-напряжения).

Путем математического моделирования расположение щелей [6] выбрано таким образом, чтобы избежать наложения регистрируемых сигналов от “четных” и “нечетных” импульсов по временной и пространственной осям диссектора (соответственно X и Y на рис. 1). Координаты электронного пучка на диафрагме:

$$y_i = \varepsilon_1 U_1 \sin\left(2\pi \frac{f_{\text{бан}}}{2} t_i + \frac{\pi}{2}\right),$$

$$x_i = \varepsilon_2 U_2 \sin(2\pi f_{\text{бан}} t_i) + \varepsilon_2 k t_i.$$

Здесь ε_1 , ε_2 – чувствительности первых горизонтальных и вторых вертикальных пластин; U_1 , U_2 – амплитуды синусоидальных сигналов на первых и вторых пластинах; $t_i = (i - 1)/f_{\text{бан}}$ – временной параметр, связанный с временем прихода i -го электронного пучка к пластинам и подобранный так, чтобы для первого электронного банча в момент прихода он был равен нулю (на практике это осуществляется подбором фаз сигналов для каждой пары пластин); $k = 2U_2 f_{\text{нч}}$ – параметр, определяемый пилообразным сканирующим н.ч.-напряжением с частотой $f_{\text{нч}}$, которое подается на вторые пластины и управляет смещением электронного пучка вдоль координаты X на диафрагме.

Как видно из уравнений, в силу кратности $f_{\text{бан}}$ и t_i y -координата будет принимать два значения: $\pm \varepsilon_1 U_1$, и электронные банчи будут располагаться на нижней и верхней линиях параллельно оси X (рис. 2). В силу той же кратности частот первый член выражения для x_i будет для всех i равен нулю, и координата будет линейно меняться для каждо-

го последующего импульса за счет второго члена, определяемого н.ч.-сигналом с частотой $f_{\text{нч}}$.

Рисунок 2 демонстрирует траектории электронных банчей. “Нечетный” электронный импульс, проходя через первые горизонтальные пластины, отклоняется вверх на уровень первой щели и затем разворачивается во времени второй вертикальной парой пластин, попадая на первую щель. “Четный” импульс сначала отклоняется вниз первой парой до уровня второй щели, после чего также разворачивается в горизонтальном направлении. За счет сканирующего пилообразного напряжения с частотой 50 Гц [3], подаваемого на вторые пластины в дополнение к в.ч.-сигналу, происходит “дрейф” пучков в направлении X , и начиная с некоторого момента электроны попадают только в нижнюю щель. Далее процедура повторяется.

Таким образом, при правильно подобранных значениях амплитуд и фаз синусоидальных напряжений, приложенных к горизонтальным и вертикальным пластинам и синхронизированных с частотой следования банчей, первая щель пропускает только “нечетные” электронные импульсы, а вторая – только “четные”.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Проверка работоспособности диссектора и измерения его временного разрешения проводились на установке, подробно описанной в [4, 5] и включающей в себя фемтосекундный лазер на Тi-сапфире ($\lambda = 800$ нм, $\tau_{\text{имп}} = 30$ фс), работающий в квазинепрерывном режиме с частотой повторения 75.3 МГц ($f_{\text{бан}}$). В конструкцию э.о.п. разработанного диссектора по сравнению с описанным в [5] были внесены небольшие изменения. Помимо

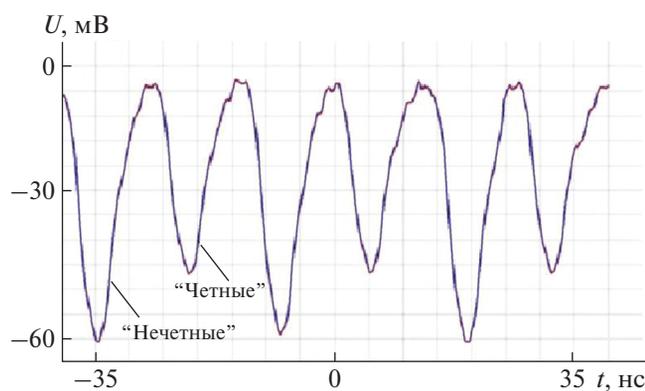


Рис. 3. Осциллограмма зарегистрированных в.э.у. лазерных импульсов, прошедших через обе щели диссектора за счет приложенного к горизонтальным пластинам напряжения частотой 37.15 МГц. Временное разрешение в.э.у. ~5 нс.

установки диафрагмы с двумя щелями, были изменены размеры вторых вертикальных отклоняющих пластин. Это хотя и привело к снижению чувствительности отклонения до 0.07 мм/В (0.1 мм/В в [5]), тем не менее, повысило воспроизводимость полученных результатов.

В электрическую схему диссектора был добавлен генератор, формирующий синхронизированное с частотой следования лазерных импульсов выходное синусоидальное напряжение с частотой 37.15 МГц, с регулируемой амплитудой (от 0 до 100 В) и фазой выходного напряжения. Напряжение подавалось на первые горизонтальные отклоняющие пластины диссектора. Все другие параметры электрических сигналов управления работой диссектора остались без изменения. На вертикальные отклоняющие пластины подавалось синхронизированное с частотой импульсов в.ч.-напряжение амплитудой до 1000 В, частотой 75.3 МГц, а также сканирующее парафазное пилообразное н.ч.-напряжение с частотой ~50 Гц.

В первой части эксперимента входное лазерное излучение отображалось на фотокатод диссектора цилиндрической линзой в виде узкой полоски, параллельной временной оси X , и с шириной, меньшей, чем расстояние между щелями в направлении оси Y . При работе диссектора в отсутствие напряжений на отклоняющих пластинах можно попеременно наблюдать на осциллографе сигнал с в.э.у. как от первой, так и от второй щели, перемещая лазерный луч по вертикали. Далее, выбирая местоположение полоски на фотокатод так, чтобы ее электронное изображение находилось между щелями, и подавая на горизонтальные пластины в.ч.-напряжение амплитудой 70–100 В с частотой 37.15 МГц, получаем на осциллографе периодический сигнал с частотой лазерных импульсов 75.3 МГц. Электронное изображение бу-

дет попадать то в одну, то в другую щель. Различие амплитуд “нечетных” и “четных” импульсов создается специально смещением лазерного луча на фотокатод таким образом, чтобы интенсивности электронных импульсов, прошедших через щели, были разными. Также это различие можно получить за счет разных ширин первой и второй щелей (рис. 3).

Измерение временного разрешения диссектора, включенного в рабочий режим, проводилось по известной методике путем отражения лазерного излучения от двух поверхностей плоскопараллельной пластинки [4]. В нашем случае отраженный от стеклянной пластинки толщиной 4 мм лазерный луч фокусировался сферической линзой на фотокатод диссектора. В результате пара “нечетных” электронных импульсов, разделенных временным интервалом $t = 2dn/c$ (d – толщина пластинки, n – показатель преломления стекла, c – скорость света), проходила через первую щель, а пара “четных” импульсов, разделенных тем же интервалом, – через вторую щель. На рис. 4 представлена осциллограмма импульсов, зарегистрированных диссектором со скрещенной разверткой. В этом случае сигнал с в.э.у. регистрировался после трансимпедансного низкочастотного усилителя и поэтому имел положительную полярность. Средняя величина временного разрешения, полученная в результате выполненных экспериментов, оказалось равной 6 ± 0.5 пс. Заметим, что временной масштаб на рис. 4 получается из временной калибровки шкалы диссектора [4]. Реальная длительность сканирования составляет десятки миллисекунд.

Следует заметить, что ухудшение временного разрешения двухщелевого диссектора по сравнению с однощелевым [5] объясняется увеличением как технического временного разрешения из-за уменьшения чувствительности вертикальных отклоняющих пластин, так и астигматизма отклонения из-за внеосевого расположения щелей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе электронно-оптического преобразователя создан диссектор со скрещенной разверткой с временным разрешением единицы пикосекунд. Проведенные испытания созданного диссектора показали, что он может быть применен на циклических ускорителях электронов и позитронов, работающих в режиме многобанчевых пучков.

Следует отметить, что дальнейшее развитие этого направления предполагает создание на базе э.о.п. ПИФ-01 трехщелевого диссектора со скрещенной разверткой. В этом случае третья щель, параллельная двум боковым щелям, располагается между ними в центре щелевой диафрагмы на

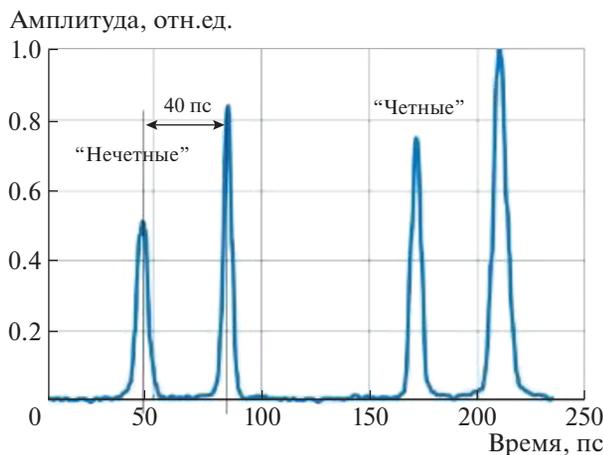


Рис. 4. Осциллограмма импульсов, зарегистрированных диссектором со скрещенной разверткой. Две пары сигналов образуются из-за распределения импульсов лазера между двумя щелями.

пересечении осей X и Y . Прикладывая синусоидальное напряжение частотой $0.25f_{\text{бан}}$ к первым горизонтальным пластинам диссектора, можно осуществить режим последовательного прохождения банчей через все щели и таким образом регистрировать продольные профили пучков, заполняющих три сепаратрисы. Более того, при соответствующем режиме включения такой прибор может работать как стандартный однощелевой, так и двух- или трехщелевой диссектор.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят сотрудников отдела фотоэлектроники ИОФ РАН Г.П. Левину и Ю.М. Михалькова за помощь при разработке и изготовлении электронно-вакуумной части диссектора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пашков П.Т. Физика пучка в кольцевых ускорителях. М.: Физматлит, 2006.
2. Смалюк В.В. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2012. Т. 43. Вып. 2. С. 401.
3. Zinin E I. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. 1983. V. 208. Is. 1–3. P. 439. [https://doi.org/10.1016/0167-5087\(83\)91165-1](https://doi.org/10.1016/0167-5087(83)91165-1)
4. Анчугов О.В., Дорохов В.Л., Куркин Г.Я., Зинин Э.И., Молявин П.А., Мешков О.И., Шведов Д.А., Петрожицкий А.В., Горностаев П.Б., Заровский А.И., Шашков Е.В., Смирнов А.В., Щелев М.Я. // Автометрия. 2016. Т. 52. № 3. С. 108.
5. Андреев С.В., Анчугов О.В., Воробьев Н.С., Дорохов В.Л., Заровский А.И., Комельков А.С., Крутихин С.А., Куркин Г.Я., Малютин Д.А., Матвеев А.В., Мешков О.И., Смирнов А.В., Шашков Е.В. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 75. <https://doi.org/10.1134/S0032816219020022>
6. Monastyrskiy M.A., Greenfield D.E., Tarasov V.A. // Software Demonstrations. Abstract Book. "СРО-7" International Conference. Cambridge UK, 2006. P. 23.

УДК 621.384.6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРА ФОКАЛЬНОГО ПЯТНА МИКРОФОКУСНОГО ИСТОЧНИКА ЖЕСТКОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2020 г. М. М. Рычков^а, В. В. Каплин^а, В. А. Смолянский^{а,*}

^а *Национальный исследовательский Томский политехнический университет
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30*

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

Поступила в редакцию 03.05.2019 г.

После доработки 17.06.2019 г.

Принята к публикации 25.06.2019 г.

Представлен новый подход к определению размера фокусного пятна микрофокусного источника жесткого излучения. Подход основан на анализе рентгенографического изображения танталовой фольги толщиной 13 мкм, ориентированной вдоль оси конуса жесткого излучения микрофокусного источника. Приведены экспериментальные результаты, полученные при использовании нового микрофокусного источника тормозного излучения, созданного на основе 18-мегаэлектронвольтового бетатрона с узкой (13 мкм) танталовой мишенью внутри.

DOI: 10.31857/S0032816219060223

ВВЕДЕНИЕ

Создание микрофокусных источников жесткого излучения, генерируемого пучком релятивистских электронов, важно для высокоразрешающей радиографии и томографии. Измерение размеров фокусного пятна необходимо для экспериментаторов, работающих с микрофокусными источниками излучения. Для рентгеновских трубок созданы эталонные приборы, принцип действия которых основан на измерении увеличенных изображений микрообъектов в пучках излучения. Эти приборы рассчитаны на энергию фотонов до 400 кэВ, в силу того что при более жестком излучении микрообъекты (например, проволока в приборе Duplex IQI EN465–5/ASTM E 2002–98 [1] микронной толщины) становятся прозрачными.

Для микрофокусных источников более жесткого излучения должны быть созданы свои эталоны для измерения размеров фокальных пятен, так как, например, камеры обскуры, используемые для миллиметровых фокусов [2], не применимы для фокусов микронных размеров. Эталонный прибор должен содержать микрообъекты достаточной толщины, чтобы обеспечить удовлетворительный абсорбционный контраст их увеличенных изображений.

Таким микрообъектом может быть ориентированная вдоль пучка излучения фольга, толщина которой примерно равна микрофокусу источника излучения. При этом длина фольги из тяжелого материала должна быть достаточной, чтобы обеспечить эффективное поглощение жесткого

тормозного излучения для получения удовлетворительного абсорбционного контраста ее увеличенного изображения. По ширине увеличенного изображения протяженного вдоль пучка излучения микрообъекта можно оценить размер источника излучения.

Обычные бетатроны, генерирующие вторичное жесткое излучение, вызванное взаимодействием внутреннего электронного пучка с мишенью (обычно толстой), которая по площади больше поперечного сечения пучка миллиметрового размера, давно используются для рентгенографии. В [3] была предложена идея использования внутренней мишени с размером, значительно меньшим диаметра электронного пучка циклического ускорителя, для уменьшения фокального пятна генерируемого тормозного излучения. В [4] экспериментально была показана возможность создания источника микрофокусного тормозного излучения на основе бетатрона с использованием микромишени внутри, а в [5] – на основе компактного синхротрона.

В данной статье представлены экспериментальные результаты, которые обосновывают возможность нового подхода к определению размера фокального пятна источника микрофокусного жесткого излучения. Полученные рентгенографические изображения танталовой фольги толщиной 13 мкм, ориентированной под разными углами относительно оси конуса тормозного излучения, испускаемого микрофокусным источником на основе бетатрона В-18 с узкой тантало-

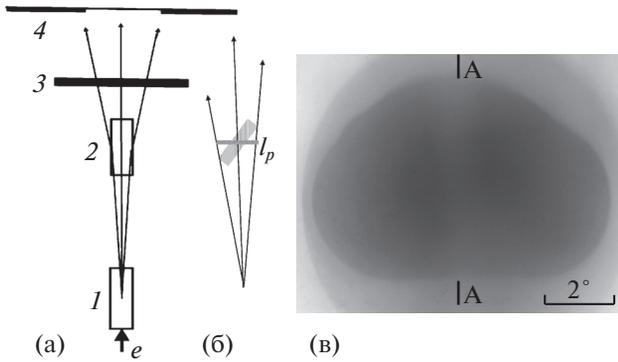


Рис. 1. а – схема эксперимента: e – электронный пучок, 1 – Ta-мишень, 2 – Ta-фольга, 3 – стальная пластина-поглотитель, 4 – схема изображения; б – l_p – проекция Ta-фольги; в – фотография углового распределения излучения, генерируемого электронами с энергией 18 МэВ в Ta-мишени толщиной 13 мкм, ориентированной под углом $\theta = 0^\circ$ по отношению к электронному пучку, А–А – вертикаль, проходящая через ось конуса излучения.

вой (Ta) мишенью, использованы для иллюстрации подхода к определению размера микрофокуса источника.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах, проведенных в данной работе, использовался источник тормозного излучения с линейным микрофокусом, созданный на основе бетатрона с энергией 18 МэВ с тонкой Ta-фольгой-мишенью внутри. Условия эксперимента показаны на рис. 1а. Ta-мишень 1 толщиной $t_m = 13$ мкм, с вертикальным $l_v = 5$ мм и горизонтальным $l_m = 4$ мм (вдоль направления электронного пучка) размерами помещалась на тонкий вертикальный держатель гониометра внутри равновесной орбиты ускоренных электронов на расстоянии около 2.5 см от нее. Фольга-мишень приклеивалась в нижней части на Al-держатель длиной 15 мм и толщиной 0.5 мм. Стойка вставлялась в головку гониометра высотой 5 мм, расположенную на дне камеры бетатрона. Тяги управления гониометром извне располагались по дну камеры. Пятно приклеивания малое, 0.5×0.5 мм, и клей Контактол-А (токопроводящий для стока заряда с мишени), не дающий при затвердевании усадки, не деформировал мишень. Оценка плоскостности мишени проводилась по расплыванию отраженного пучка лазера и показала, что прогиб мишени может составлять 2–3 мкм. Для излучения в направлении “прямо–вперед” из мишени, ориентированной вдоль пучка электронов, размер нашего источника может быть около 15–16 мкм вместо 13 мкм. Дополнительное магнитное поле, создаваемое катушкой сброса в течение 50 мкс,

уменьшало радиус орбиты, и электронный пучок диаметром около 1.5 мм падал на внутреннюю мишень в верхней ее части. Такая конструкция мишени на тонком держателе не мешала ускорению электронов. Генерируемое в мишени 1 излучение выходило через 50-микрометровое майларовое окно экспериментальной камеры, проходило через исследуемый объект 2, расположенный на расстоянии 48 см от мишени, толстый стальной поглотитель 3 и падало на радиографическую пленку AGFA NDT D4 PbVacuPac (4), расположенную на расстоянии 114 см от мишени.

Для эксперимента был изготовлен образец с танталовой фольгой толщиной $t_f = 13$ мкм в пластиковом держателе. Длина фольги вдоль пучка излучения составляла $l_f = 4$ мм. Держатель фольги-образца состоял из двух одинаковых плексигласовых блоков с полированными поверхностями. Вырезанная танталовая фольга помещалась между блоками, которые склеивались друг с другом. В результате получался монолитный блок-держатель с фольгой внутри. Возможный малый изгиб фольги не оказывал влияния на ширину изображения при ее наклоне в пучке излучения. Именно такое изображение использовалось для определения размера источника излучения.

Были получены изображения этого образца с увеличением $k = 2.4$ при различных его ориентациях относительно направления пучка излучения (рис. 1б) и денситограммы почернения на изображениях для определения зависимости ширины изображения Ta-фольги от ее ориентации в пучке излучения. Денситограммы почернения на изображениях позволили определить ширину светлой полосы на половине высоты денситограммы и построить ее ориентационную зависимость.

В эксперименте были также получены изображения фольги и денситограммы изображений при толщинах стальной пластины-поглотителя 40 и 55 мм, помещенной за фольгой. Нужно было определить изменение ширины и контраста изображения Ta-фольги при увеличении толщины пластины-поглотителя, т.е. при увеличении энергии фотонов, которые формируют изображение. При увеличении толщины пластины-поглотителя изображение фольги формирует более жесткое излучение из-за поглощения мягкой части спектра генерированного излучения в пластине-поглотителе.

На рис. 1в приведена фотография углового распределения излучения, генерируемого электронами с энергией 18 МэВ в Ta-мишени толщиной 13 мкм, ориентированной под углом $\theta = 0^\circ$ по отношению к электронному пучку. Угловое распределение излучения отличается от распределения, полученного при использовании Si-мишени толщиной 50 мкм [4]. В [4] фотографии излучения формировались в основном рентгеновскими

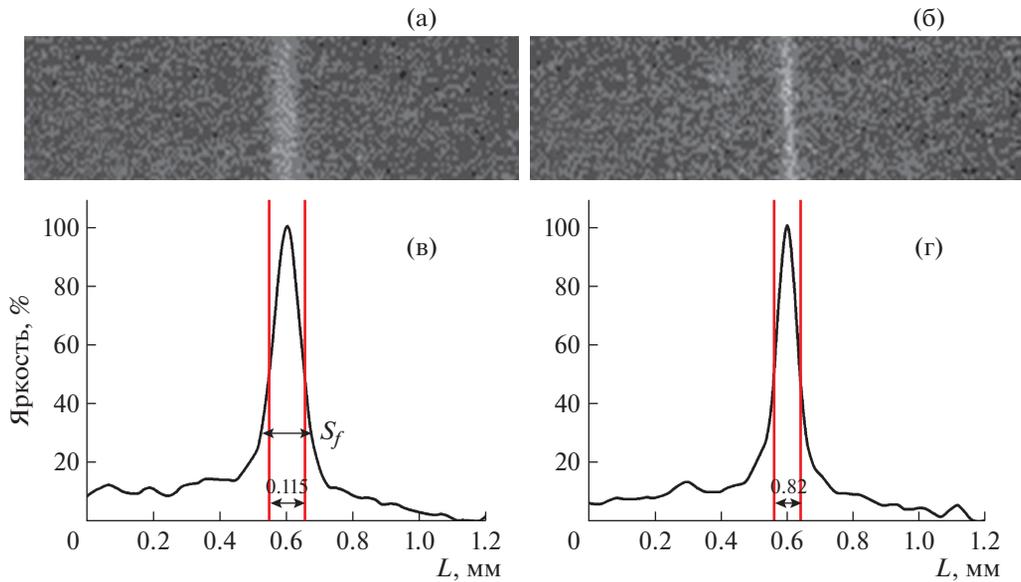


Рис. 2. Изображения Та-фольги толщиной 13 мкм, ориентированной под углом $\theta = 0.6^\circ$ (а) и 0° (б) к оси конуса излучения, и их денситограммы (в, г).

лучами с энергией 5–50 кэВ. Поэтому исследование контраста и размера фокуса источника излучения проводилось с использованием микроструктуры прибора Duplex IQI [1] с тонкими проволоками.

В случае Та-мишени фотография формируется жестким излучением, поскольку мягкая часть генерируемого спектра подавляется поглощением в тяжелом материале мишени. Об этом свидетельствует наличие изображения толстого фланца окна бетатронной камеры, которое не проявлялось в изображениях, представленных в [4].

Фольга в держателе была установлена во внешнем гониометре так, что ее изображение совпадало со светлой полосой А–А на фотографии углового распределения (рис. 1в). Радиографические снимки Та-фольги, полученные с использованием жесткого тормозного излучения, были обработаны на сканере для последующего анализа.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 приведены изображения Та-фольги, которая ориентирована под углом $\theta = 0.6^\circ$ относительно оси конуса излучения (рис. 2а) и вдоль оси конуса излучения (рис. 2б) с помощью внешнего гониометра. Изображения были получены с увеличением 2.4, после чего дополнительно увеличены для демонстрации. Длина фольги вдоль пучка излучения составляла 4 мм, что обеспечивало достаточно сильное поглощение жесткого излучения и формирование ясного изображения фольги (светлая вертикальная полоса), которое становилось уже при уменьшении угла θ .

Рис. 2в, 2г демонстрируют нормированные на максимум денситограммы, которые были измерены вдоль линий, перпендикулярных изображениям фольги на рис. 2а, 2б. Денситограмма позволяет измерить геометрические параметры изображения объекта исследования.

Приведенные денситограммы показывают, что при наклоне фольги на угол $\theta = 0.6^\circ$ относительно оси конуса излучения ширина ΔL денситограммы на половине ее высоты больше в 1.4 раза, чем в случае $\theta = 0^\circ$.

На рис. 3 представлена измеренная зависимость $\Delta L(\varphi)$ ширины денситограммы изображения на половине ее высоты от угла φ отклонения Та-фольги в пучке излучения от начального положения 0° . Из приведенной зависимости следует, что при угле ориентации $\varphi \approx 0.8^\circ$ относительно начального положения 0° фольга ориентирована вдоль направления излучения, поскольку ширина изображения Та-фольги здесь минимальна.

Ожидалось, что ширина изображения фольги будет изменяться линейно в согласии со штриховыми линиями, показанными на рис. 3. Точка пересечения штриховых линий будет соответствовать точной ориентации фольги вдоль пучка излучения. Однако измеренная ориентационная зависимость $\Delta L(\varphi)$ демонстрирует иное поведение в области $\varphi = 0.6^\circ - 1.0^\circ$.

Возможно, это определяется эффектом преломления излучения на поверхностях фольги, что приводит к уширению изображения фольги, как это показано на рис. 1а (боковые лучи). Отметим, что эффект преломления формирует краевой фа-

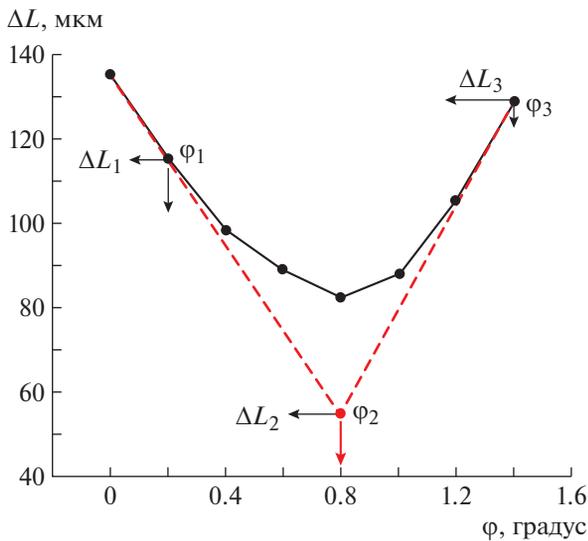


Рис. 3. Зависимость ширины ΔL денситограммы изображения от угла φ отклонения Та-фольги в пучке излучения от начального положения 0° .

зовый контраст в изображениях, образованных полихроматическим излучением [6, 7].

Угол α_2 выхода излучения из фольги связан с углом α_1 падения на поверхность фольги изнутри и углом α_f полного внешнего отражения излучения выражением $\alpha_2 = (\alpha_1^2 + \alpha_f^2)^{0.5}$. Ясно, что при наклоне фольги отношение α_2/α_1 стремится к 1. Эффект преломления становится малым, и значительного уширения изображения фольги не наблюдается (см. рис. 1б). Согласно рис. 3, при $1.2^\circ < \varphi < 0.4^\circ$ экспериментальная зависимость $\Delta L(\varphi)$ согласуется с ожидаемыми линейными зависимостями, показанными штриховыми линиями.

При угле θ наклона Та-фольги относительно направления излучения ширину изображения фольги можно оценить как $S_f = k(t_f + l_p) + t_m(k - 1)$, где $k = l_2/l_1$, l_1 и l_2 — расстояния от Та-мишени до Та-фольги и до рентгеновской пленки соответственно, t_f — толщина Та-фольги, $l_p = \theta l_f$ — проекция Та-фольги (см. рис. 1б) при угле θ наклона фольги относительно оси пучка излучения, l_f — длина Та-фольги вдоль пучка излучения при угле $\theta = 0^\circ$, t_m — толщина Та-мишени бетатрона. Расчетная величина S_f изображения фольги увеличивается линейно при возрастании угла θ и равна 0.15 мм при $\theta = 0.6^\circ$. Это равно ширине нормированной денситограммы на высоте 0.3 (см. рис. 2в).

Измерения ширины S_f изображения Та-фольги могут быть использованы для определения размера источника жесткого излучения в случае, когда не может быть применен, например, прибор Duplex IQI EN465–5/ASTM E 2002–98 [1] в силу его неэффективности для излучения с энер-

гией фотонов более 400 кэВ из-за малого поглощения жесткого излучения в тонких проволоках прибора. Из формулы для S_f следует, что размер источника будет равен $t_m = (S_f - k(t_f + \theta l_f))/(k - 1)$.

На рис. 4 приведены изображения фольги и денситограммы изображений, полученных при $\varphi_1 = 0.2^\circ$ (см. рис. 3) и толщинах стальной пластины, помещенной за фольгой, 40 и 55 мм (рис. 4а, 4в и 4б, 4г соответственно). При увеличении толщины пластины контраст изображения фольги уменьшается, так как все более жесткое излучение формирует изображение фольги из-за поглощения мягкой части спектра генерированного излучения в пластине-поглотителе. Однако ширины изображений Та-фольги по-прежнему составляют 0.115 мм. Изображение фольги при угле ее наклона 0.6° является геометрической тенью фольги в пучке излучения. При таком угле падения излучения на поверхность фольги нет волновых эффектов, которые зависят от длины волны излучения, т.е. от энергии фотонов жесткого тормозного излучения. Эффекты преломления и отражения, уширяющие изображение фольги, проявятся при малых углах наклона фольги. Поэтому ширина изображения фольги не зависит от спектра излучения. Результаты, приведенные на рис. 2а, 2в и 4, показывают, что ширина изображения фольги не меняется при использовании все более жесткого излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Метод определения размеров фокальных пятен микрофокусных источников жесткого γ -излучения основан на измерении увеличенного изображения микрообъекта, выполненного из тяжелого материала и имеющего достаточную толщину, чтобы обеспечить удовлетворительный абсорбционный контраст. Таким микрообъектом может быть фольга, ориентированная под малым углом к пучку излучения и имеющая толщину, примерно равную микрофокусу источника излучения. При этом толщина фольги вдоль пучка излучения должна быть достаточной, чтобы обеспечить эффективное поглощение жесткого тормозного излучения для получения удовлетворительного абсорбционного контраста ее увеличенного изображения. По ширине увеличенного изображения такого протяженного вдоль пучка излучения микрообъекта можно оценить размер источника излучения.

В экспериментах при использовании танталовой фольги толщиной $t_f = 13$ мкм и длиной $l_f = 4$ мм, ориентированной вдоль пучка излучения от микрофокусного источника на основе 18-мегаэлектронвольтового бетатрона, получена ориентационная зависимость ширины увеличенного в 2.4 раза радиографического изображения фольги. Согласно ориентационной зависимости, для изме-

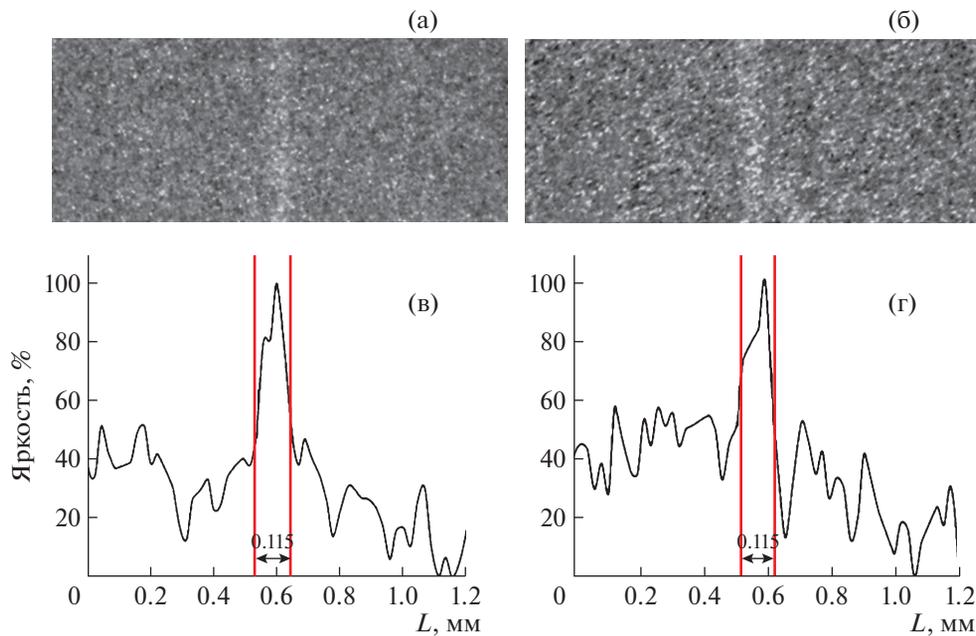


Рис. 4. Изображения фольги (а, б) и их денситограммы (в, г) при $\varphi_1 = 0.2^\circ$ и толщинах стальной пластины 40 (а, в) и 55 мм (б, г).

рения размера источника необходимо использовать изображение фольги, которая слегка наклонена под углом θ относительно направления излучения, чтобы исключить влияние эффектов преломления и отражения излучения от поверхностей фольги.

Для измерения размера фокального пятна следует получить ориентационную зависимость ширины ΔL денситограммы изображения фольги (см. рис. 3), провести линии по склонам зависимости (штриховые линии на рис. 3) для определения угла φ_0 предполагаемой точной ориентации фольги вдоль пучка излучения (φ_2 на рис. 3). Затем следует выбрать денситограмму изображения, полученного при угле φ , соответствующем склону ориентационной зависимости (например, φ_1 или φ_3 на рис. 3). При этом угол θ ориентации фольги относительно пучка излучения будет равен $\theta = |\varphi_0 - \varphi|$ (например, $\theta = (\varphi_2 - \varphi_1)$ или $(\varphi_3 - \varphi_2)$, см. рис. 3). Определив при угле θ ширину $S_{0.3}$ нормированной денситограммы на высоте 0.3, можно найти размер источника t_s по превышению $S_{0.3}$ величины $k(t_f + \theta l_f)$, которая является изображением наклоненной фольги при точечном источнике излучения. Размер источника излучения будет равен $t_s = (S_{0.3} - k(t_f + \theta l_f))/(k - 1)$.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Российским научным фондом, проект № 17-19-01217.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The Computerised Information Technology Ltd: <http://www.cituk-online.com/acatalog/>
2. Gambaccinia M., Cardarellia P., Taibia A., Franconieria A., Di Domenico G., Marziania M., Barnàb R.C., Auditoreb L., Morganab E., Loria D., Trifiròb, A. Trimarchib M. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section B. 2011. V. 269. P. 1157. <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.02.089>
3. Pushin V.S., Chakhlov V.L. Патент № 2072643 РФ. 1997. <http://www.findpatent.ru/patent/207/2072643.html>
4. Rychkov M.M., Kaplin V.V., Sukharnikov K.V., Vaskovskii I.K. // JETP Letters. 2016. V. 103. № 11. P. 723. <https://doi.org/10.1134/S0021364016110114>
5. Yamada H. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section B. 2003. V. 199. P. 509. <https://doi.org/10.1016/S0168-583X>
6. Wilkins S.V., Gureyev T.E., Gao D., Pogany A., Stevenson A.W. // Nature. 1996. V. 384. P. 335.
7. Hirai T., Yamada H., Sasaki M., Hasegawa D., Morita M., Oda Y., Takaku J., Hanashima T., Nitta N., Takahashid M., Murata K. // J. Synchrotron Radiation. 2006. V. 13. P. 397. <https://doi.org/10.1107/S0909049506027026>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 629.3.052.4

МАГНИТОБРОНИРОВАННАЯ СИСТЕМА НА ОСНОВЕ ТЕПЛЫХ
СОЛЕНОИДОВ ДЛЯ ГИРОПРИБОРОВ К-ДИАПАЗОНА

© 2020 г. М. Д. Проявин^{a,*}, В. Н. Мануилов^{a,b}, И. Г. Гачев^a, В. В. Маслов^a,
М. В. Морозкин^a, А. Н. Куфтин^a, Е. М. Тайс^c, М. Ю. Глявин^a

^aИнститут прикладной физики РАН

Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

^bНижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Гагарина, 23

^cНаучно-производственное предприятие "ГИКОМ"
Россия, 603155, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

*e-mail: pmd@ipfran.ru

Поступила в редакцию 04.08.2019 г.

После доработки 07.08.2019 г.

Принята к публикации 14.08.2019 г.

Создана и экспериментально испытана магнитобронированная система для нового поколения технологических комплексов на основе непрерывных гиротронов К-диапазона (28–50 ГГц), работающих на основном циклотронном резонансе с выходной мощностью ≥ 25 –30 кВт. Продемонстрирована возможность создания однородного (лучше 0.5%) участка магнитного поля в области электронно-волнового взаимодействия длиной несколько десятков миллиметров. Оптимизация конфигурации, форм и используемого материала ферромагнитных экранов для соленоидов с медной обмоткой и диаметром рабочего отверстия несколько десятков миллиметров позволила получить рекордные значения постоянных магнитных полей по отношению к мощности потребления. Для режима работы с однородным участком 65 мм и индукцией магнитного поля 1.03 Тл мощность потребления соленоида составила 12.5 кВт, что дает возможность в случае использования гиротрона с полным к.п.д. излучения около 50% значительно (примерно в 1.5 раза) повысить эффективность комплекса в целом, что заметно превосходит существующие аналоги.

DOI: 10.31857/S0032816220010073

ВВЕДЕНИЕ

Гироприборы К-диапазона используются в качестве источников мощного непрерывного электромагнитного излучения в технологических комплексах для получения алмазных пленок и дисков, синтеза диэлектрических материалов с уникальными физико-техническими свойствами, производства пучков многозарядных ионов [1–3]. Типичная мощность гироприборов, входящих в состав лабораторных комплексов, составляет несколько киловатт. Новые потенциальные применения технологических гиротронов, а также переход к промышленным установкам требуют повышения мощности в несколько раз (до ≥ 25 –30 кВт), что в совокупности с непрерывным режимом работы обуславливает необходимость повышения энергоэффективности комплекса в целом. Подавляющее число современных технологических гиротронов работает на второй гармонике циклотронной частоты [4], что позволяет использовать соленоиды с водяным (или масляным) охлаждением, магнитной индукцией около 0.5 Тл и уме-

ренным (10–15 кВт) энергопотреблением. Полный к.п.д. таких комплексов составляет около 20%.

По мере повышения генерируемой мощности существенным ограничивающим фактором становится обеспечение устойчивой одномодовой генерации рабочего типа колебаний в широком диапазоне технических параметров. При этом в гиротронах на гармониках гирочастоты наибольшую опасность представляет возбуждение паразитных мод [5]. Наиболее просто проблема селекции рабочей моды решается путем перехода к работе на основном циклотронном резонансе. Кроме того, электронно-волновое взаимодействие с первой гармоникой рабочего типа колебаний обеспечивает при выборе соответствующих условий максимально возможный к.п.д. [6]. Однако переход к генерации на основном циклотронном резонансе сопровождается двукратным повышением рабочего магнитного поля, что влечет за собой четырехкратное повышение мощности питания магнитной системы. В связи с этим актуальной задачей является снижение мощности питания

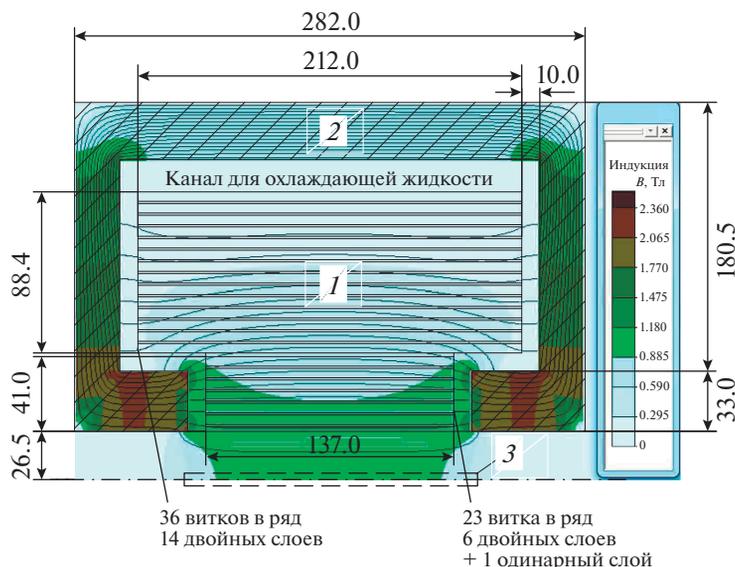


Рис. 1. Общий вид магнитной системы и карта интенсивности магнитного поля в оптимизированной м.б.с. 1 – медная обмотка м.б.с. (шина сечением $5.8 \times 2.8 \text{ мм}^2$ с лаковой изоляцией, сечение медного провода $5.17 \times 2.65 \text{ мм}^2$), 2 – ферромагнитный корпус системы, 3 – характерный масштаб области электронного пучка (штриховая линия). Размеры даны в миллиметрах.

магнитной системы, особенно для долговременных процессов, продолжительность которых может достигать нескольких недель (CVD-технологии).

Эффективным методом снижения энергопотребления магнитной системы является экранирование магнитного поля рассеяния, что позволяет либо радикально уменьшить мощность источников питания при фиксированном значении магнитной индукции, либо обеспечить заметное повышение магнитного поля при фиксированной мощности. В частности, для существующих технологических комплексов рабочие частоты могут быть сдвинуты даже в W-диапазон без использования сложных и дорогостоящих криомагнитов.

В данной работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования магнитобронированной системы (м.б.с.), предназначенной для непрерывных гироприборов, работающих на основном циклотронном резонансе с рабочей частотой 24–50 ГГц.

ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Первые попытки как теоретического, так и экспериментального исследования гиротронов с экранированными магнитными системами были предприняты в работах [7–9]. Целью настоящей работы является создание магнитной системы для технологических комплексов (однородный участок магнитного поля длиной 65 мм, индукция 1.024 Тл), требующей минимальной переделки ис-

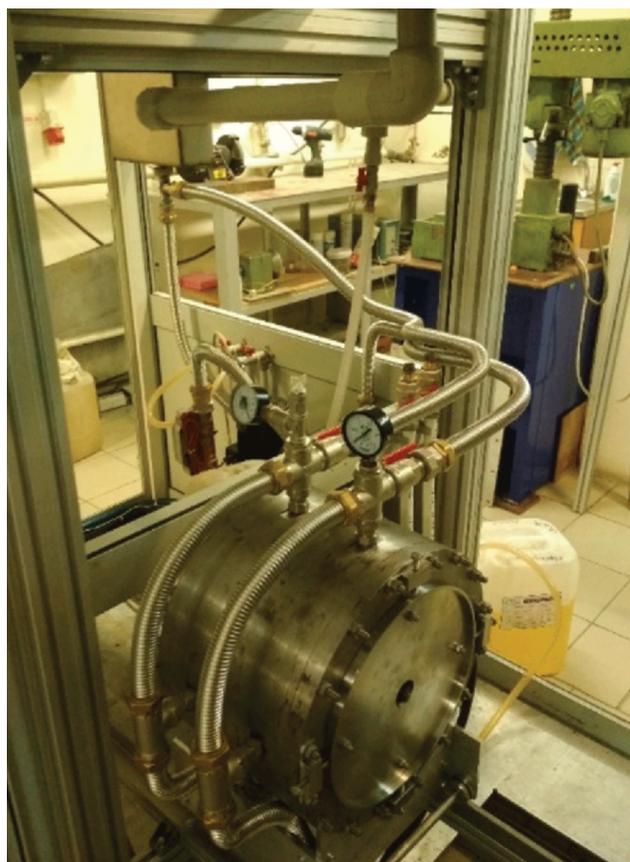


Рис. 2. Фотография м.б.с. в экспериментальном стенде.

I , А	U , В	B , Тл	P , Вт
20	23.0	0.21253	460
30	35.8	0.31750	1074
40	47.9	0.42280	1916
50	60.0	0.52705	3000
60	72.3	0.63235	4338
70	84.7	0.73535	5929
80	97.0	0.83250	7760
90	108.8	0.92210	9792
100	121.1	1.00875	12110
110	134.0	1.09050	14740
120	146.9	1.16890	17628
130	160.1	1.24670	20813
140	173.7	1.32150	24318
150	188.4	1.40420	28260
155	199.4	1.44350	30907
200	250	1.8	50000

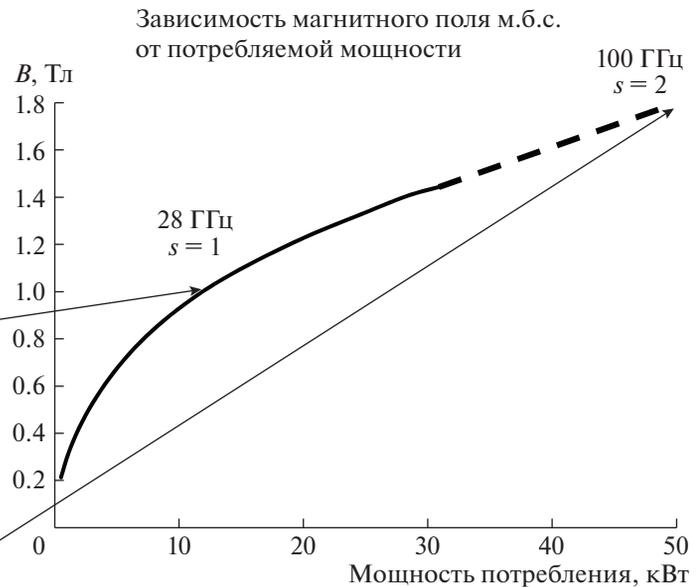


Рис. 3. Экспериментальная зависимость индукции от потребляемой мощности. Указаны соответствующие частоты генерации при работе на первой ($s = 1$) и второй ($s = 2$) гармониках циклотронной частоты. Сплошная линия – экспериментальные данные, штриховая – экстраполяция.

точников питания (энергопотребление < 15 кВт, предельные значения рабочих тока и напряжения 120 А и 120 В соответственно). Простые оценки показывают, что в такой системе энергопотребление снижается более чем в 3 раза по сравнению с аналогичной системой без экранов.

Первоначальная форма экранов выбиралась по аналогии с используемой в бронированных магнитных линзах [10]. Последующая численная оптимизация с помощью программы ELCUT 5.6 [11] по методике, использованной в работе [12], позволила определить форму и размеры катушек и ферромагнитных экранов (рис. 1). В качестве материала для экранов использована сталь АРМКО.

Экспериментальный стенд показан на рис. 2. Для охлаждения соленоида используется полиметилсилоксановая жидкость ПМС-5 и теплообменник ПМС-5–вода. Измерения индукции магнитного поля выполнены датчиком Холла (модель Lake Shore Gaussmeter Model 450) с погрешностью не более $\pm 0.10\%$.

В ходе эксперимента получена зависимость интенсивности поля B в центре соленоида от мощности источников питания P (рис. 3). В эксперименте максимальная мощность составила 31 кВт, что позволило достичь индукции магнитного поля 1.45 Тл. Экстраполяция данных до 50 кВт потребляемой мощности с учетом нелинейной зависимости $B(P)$, связанной с насыщением материала экранов, указывает на возможность генерации колебаний с рабочими частотами до 50 ГГц на первой гармонике гирочастоты (и соответственно до 100 ГГц на второй гармонике). Во всех эксперименталь-

ных режимах м.б.с. демонстрировала долговременную стабильную работу со стационарной температурой корпуса системы не выше 40°C .

В дальнейшем при модернизации м.б.с. могут быть использованы сплавы с другими B – H -характеристиками, что позволяет надеяться на дальнейшее снижение энергопотребления при тех же значениях магнитных полей. Таким образом, например, для с.в.ч.-приборов, работающих в диапазоне 20–40 ГГц на второй гармонике, может быть реализована м.б.с. с еще более эффективным магнитопроводом за счет использования сплава пермаллоя. Данный материал раньше входит в насыщение по сравнению с АРМКО, однако на уровне магнитных полей до 1 Тл некоторые модификации пермаллоя имеют в несколько раз большие значения магнитной проницаемости. Приблизительные оценки мощности потребления подобных систем (в случае АРМКО для 28 ГГц на второй гармонике требуется в 2 раза меньшее магнитное поле и соответственно в 4 раза меньшее энергопотребление (около 3 кВт) и еще меньшее в случае использования пермаллоя) позволяют надеяться на возможность создания м.б.с. без жидкостной системы охлаждения. Применение сплавов с большей индукцией насыщения (пермендюр, суперпермендюр) и утолщение экранов могут обеспечить возможность использования м.б.с. в более высоких магнитных полях. Отметим, что достигнутые в эксперименте значения магнитной индукции позволяют использовать разработанную магнитную систему для широкого класса гироприборов (генераторов и усилителей) диапазона 24–50 ГГц.

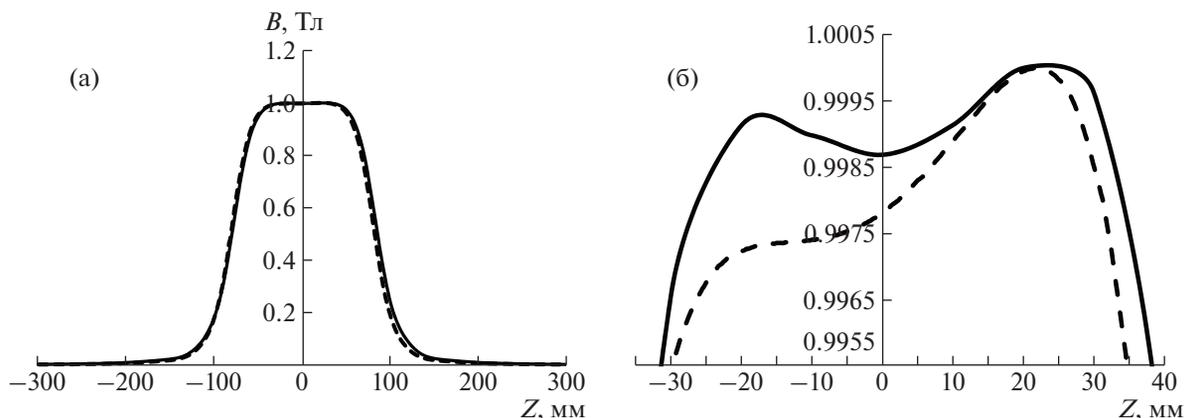


Рис. 4. Расчетное (штриховая кривая) и измеренное (сплошная кривая) распределения осевого магнитного поля, включающего соответственно область формирования электронного потока (а) и пространство взаимодействия в масштабе 0.5% по магнитному полю (нормированные значения полей) (б).

Для режима $I = 100$ А, $U = 121$ В, соответствующего входящим в состав технологических стенов источника питания и позволяющего получить магнитную индукцию 1.024 Тл, необходимую для генерации колебаний с рабочей частотой 28 ГГц, было измерено распределение магнитного поля. Продольное распределение поля на оси симметрии системы представлено на рис. 4а, а более детальный профиль поля в области пространства взаимодействия – на рис. 4б. В ходе экспериментов нарушений аксиальной симметрии магнитного поля не выявлено. Результаты экспериментов согласуются с расчетными данными. Незначительные отличия экспериментальных и расчетных данных связаны с расхождением реальных $B-H$ -характеристик и использованных в расчетной модели и могут быть легко скорректированы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана магнитобронированная система с индукцией поля 1.024 Тл при умеренном энергопотреблении (12.5 кВт), которая будет использована для создания высокоэффективного технологического комплекса на основе гиротрона мощностью до 30 кВт с частотой 28 ГГц. Результаты экспериментальных измерений совпадают с данными расчета. Показана возможность достижения полей до 1.8 Тл, что в перспективе открывает возможность разработки гироприборов в диапазоне частот 28–50 ГГц при работе на первой гармонике циклотронной частоты и вплоть до 100 ГГц – при работе на гармониках гирочастоты.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке субсидии на выполнение госзадания ИПФ РАН 0035-2019-0001 и гранта РФФИ 19-32-90102.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vikharev A.L., Gorbachev A.M., Kozlov A.V., Koldanov V.A., Litvak A.G., Ovechkin N.M., Radishev D.B., Bykov Yu.V., Caplan M.* // *Diam. Relat. Mater.* 2006. V. 15. P. 502.
2. *Bykov Yu.V., Egorov S.V., Ereemeev A.G., Kholoptsev V.V., Rybakov K.I., Sorokin A.A.* // *J. Am. Ceram. Soc.*, 2015. V. 98. Issue 11. (Special Issue: SINTERING 2014) P. 3518. <https://doi.org/10.1111/jace.13809>
3. *Skalyga V., Izotov I., Sidorov A., Razin S., Zorin V., Tarvainen O., Koivisto H., Kalvas T.* // *Journal of Instrumentation.* 2012. V. 7. P10010. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/7/10/P10010>
4. *Быков Ю.В., Еремеев А.Г., Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Кальнова Г.И., Копелович Е.А., Лучинин А.Г., Плотников И.В., Проявин М.Д., Троицкий М.М., Холотцев В.В.* // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2018. Т. 61. № 10. С. 843.
5. *Nusinovich G.S.* // *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2012. V. 27. Issue 2. P. 313. <https://doi.org/10.1109/27.772257>
6. *Bykov Yu., Glyavin M., Goldenberg A., Luchinin A., Lygin V., Zavolsky N.* // *Proc. 4th Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas.* N.Novgorod, 2000. V. 2. P. 747.
7. *Запелалов В.Е., Куфтин А.Н., Мануилов В.Н.* // *Тез. докл. XI Всесоюзн. конф. по электронике СВЧ.* Орджоникидзе. 1986. С. 136.
8. *Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е.* // *Тез. докл. X Всесоюзн. конф. по электронике СВЧ.* Т. 1. Вакуумная электроника СВЧ. Минск. 1983. С. 192.
9. *Куфтин А.Н., Белов С.П.* // *Прикладная физика.* 2000. № 3. С. 76.
10. *Глазер В.* *Основы электронной оптики* / Пер. с немецкого. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1952.
11. <http://elcut.ru>
12. *Проявин М.Д., Глявин М.Ю., Мануилов В.Н.* // *Радиотехника и электроника.* 2017. Т. 62. № 10. С. 1010. <https://doi.org/10.7868/S0033849417100138>

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ ДВУХЦВЕТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧАСТОТЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

© 2020 г. В. М. Котов^{а,*}, Е. В. Котов^а

^а Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
Россия, 141195, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

*e-mail: vmk277@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 05.06.2019 г.

После доработки 05.06.2019 г.

Принята к публикации 12.06.2019 г.

Предложен метод, позволяющий обеспечить высокоэффективную акустооптическую (а.о.) брэгговскую дифракцию двухцветного оптического излучения на максимально возможной частоте звуковой волны. В основе метода лежит использование а.о.-ячейки совместно с призмой, с помощью которой осуществляется разведение лучей двухцветного излучения на необходимый угол. Метод продемонстрирован на примере а.о.-дифракции двухцветного излучения Ar-лазера, которое дифрагирует в кристалле парателлуриата на максимально возможной частоте поперечной “медленной” звуковой волны, равной ~200 МГц.

DOI: 10.31857/S0032816219060107

ВЕДЕНИЕ

Акустооптические (а.о.) устройства находят широкое применение для управления параметрами оптического излучения [1, 2]. Одним из достоинств а.о.-дифракции является возможность управления одновременно двумя оптическими лучами с разными длинами волн посредством одной звуковой волны. Устройства, использующие двухцветное оптическое излучение, нашли применение для обработки телевизионных сигналов [3, 4], в лазерной доплеровской анемометрии (л.д.а.) [5], двухлучевых гироскопах [6], двухлучевой интерферометрии [7] и т.д.

Наиболее часто в качестве материала управляющей а.о.-ячейки используется кристалл парателлуриата (TeO_2), обладающий аномально высоким значением а.о.-качества материала M_2 , который выше в ~1000 раз аналогичного параметра эталонного материала кварца [1, 8]. Это позволяет, в частности, достигать 100%-ной эффективности дифракции света, используя звуковую волну с мощностью, не превышающей 100–150 мВт [1, 2].

При разработке а.о.-устройств для управления двухцветным излучением выяснилось, что рабочая частота звука является строго фиксированной и зачастую существенно ниже предельных частот, которые мог бы обеспечить материал а.о.-ячейки. При этом существуют задачи, когда необходимо получать а.о.-дифракцию на максимально возможных частотах. Например, в системах л.д.а. максимальная частота звука определяет диапазон

измерения скорости движущихся потоков [9, 10], поэтому повышение акустических частот в л.д.а. имеет принципиальное значение.

В настоящей работе показан достаточно простой метод существенного повышения частоты звука для получения эффективной дифракции двухцветного излучения. Метод продемонстрирован на примере дифракции двухцветного излучения с длинами волн 0.488 и 0.514 мкм, генерируемого Ar-лазером. Проведено сравнение с результатами работы [11], где исследовалась дифракция такого же излучения на поперечной акустической волне, распространяющейся в TeO_2 , но без привлечения каких-либо дополнительных оптических элементов.

В [11] получена брэгговская дифракция двухцветного излучения на частоте звука ~90 МГц. При этом предельная частота поперечного звука в TeO_2 , ограниченная поглощением звуковой волны, равна ~200 МГц [12]. Понятно, что полученный в [11] режим находится далеко от предельных параметров кристалла. Метод, предлагаемый в настоящей работе и основанный на использовании простых дополнительных оптических элементов, позволяет существенно повысить частоту а.о.-дифракции, расширяя тем самым возможности акустооптики для управления параметрами двухцветного оптического излучения.

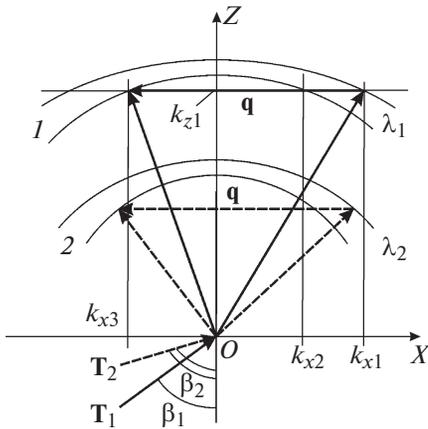


Рис. 1. Векторная диаграмма а.о.-дифракции двухцветного излучения.

ТЕОРИЯ

Предлагаемый метод основан на использовании а.о.-ячейки совместно со стеклянной призмой, посредством которой обеспечивается расщепление лучей двухцветного излучения на “нужный” угол, соответствующий предельной частоте звука. Для реализации метода проанализируем предварительно особенности а.о.-взаимодействия в одноосных гиротропных кристаллах и найдем частотно-угловые зависимости дифракции двухцветного оптического излучения, в частности зависимость угла расщепления между лучами от частоты акустической волны.

На рис. 1 приведена векторная диаграмма а.о.-дифракции двухцветного излучения на одной акустической волне, распространяющейся ортогонально оптической оси OZ одноосного гиротропного кристалла, в качестве которого может служить TeO_2 . Волновые векторы падающих на кристалл лучей с длинами волн λ_1 и λ_2 обозначены T_1 и T_2 .

Лучи T_1 и T_2 падают на грань OX кристалла под углами β_1 и β_2 . Внутри кристалла лучи преломляются и дифрагируют на одной и той же акустической волне с волновым вектором q . Выбор вектора q , по сути, и определяет углы падения β_1 и β_2 . В общем случае $\beta_1 \neq \beta_2$. Волновые поверхности кристалла для лучей λ_1 и λ_2 являются двуполостными, на рисунке они обозначены цифрами 1 и 2.

Полагаем, что кристалл – “положительный”, тогда внешние волновые поверхности описывают распространение “необыкновенных” лучей, а внутренние – “обыкновенных”. Найдем зависимость между углами падения β_1, β_2 и частотой звука f , которая в свою очередь связана с величиной волнового вектора q соотношением $f = qV/(2\pi)$, где V – скорость звука. Вначале найдем зависимость

$\beta_1(f)$, зависимость $\beta_2(f)$ определяется аналогичным образом.

Воспользуемся следующей моделью, описывающей поверхности волновых векторов одноосного гиротропного кристалла [13]:

$$\frac{k_x^4}{n_0^2 n_e^2} + k_z^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2 \right) + \frac{k_x^2 k_z^2}{n_0^2} \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left[k_x^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) + \frac{2k_z^2}{n_0^2} \right] + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 = 0, \quad (1)$$

где k_x, k_z – проекции волнового вектора света на оси OX и OZ соответственно; n_0, n_e – главные показатели преломления кристалла; G_{33} – компонента псевдотензора гирации; λ – длина волны света.

Пусть излучение с длиной волны λ_1 падает на грань кристалла, совпадающую с направлением OX , под углом β_1 . Тогда, согласно закону Снеллиуса, проекция волнового вектора света, преломленного в кристалле, на направление OX равна $k_{x1} = T_1 \sin \beta_1$, где $T_1 = 2\pi/\lambda_1$ – величина волнового вектора света T_1 в вакууме. Проекция волнового вектора света, преломленного в кристалле, на направление OZ равна k_{z1} , она связана с k_{x1} биквадратным уравнением, вытекающим из (1):

$$R_2 k_{z1}^4 + 2P_2 k_{z1}^2 + Q_2 = 0, \quad (2)$$

где

$$R_2 = \frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2; \\ P_2 = \frac{1}{2n_0^2} \left[k_{x1}^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) - 2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right]; \\ Q_2 = \frac{k_{x1}^4}{n_0^2 n_e^2} - k_{x1}^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2} \right) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4. \quad (3)$$

Откуда

$$k_{z1,2} = \sqrt{\frac{P_2}{R_2} \pm \sqrt{\left(\frac{P_2}{R_2} \right)^2 - \frac{Q_2}{R_2}}}. \quad (4)$$

Будем рассматривать анизотропную брэгговскую дифракцию, когда “необыкновенный” луч дифрагирует в “обыкновенный” (дифракция вида “e-o”). Значение k_{z1} находится из уравнения (4), в котором необходимо выбирать знак “+”. Проекция k_{z1} приведена на рис. 1.

Теперь необходимо найти проекции k_{x2} и k_{x3} , соответствующие проекциям дифрагировавших лучей. Они определяются из решения другого биквадратного уравнения, также вытекающего из (1) теперь уже при заданном k_{z1} :

$$R_1 k_x^4 + 2P_1 k_x^2 + Q_1 = 0, \quad (5)$$

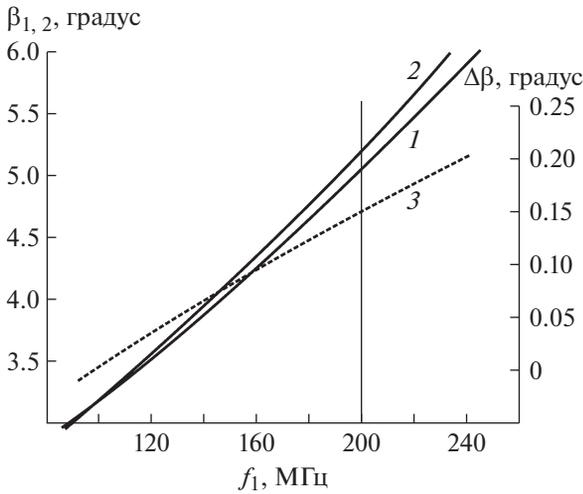


Рис. 2. Зависимости углов падения β_1 (1) и β_2 (2), а также разности между ними $\Delta\beta$ (3) от частоты звука f_1 .

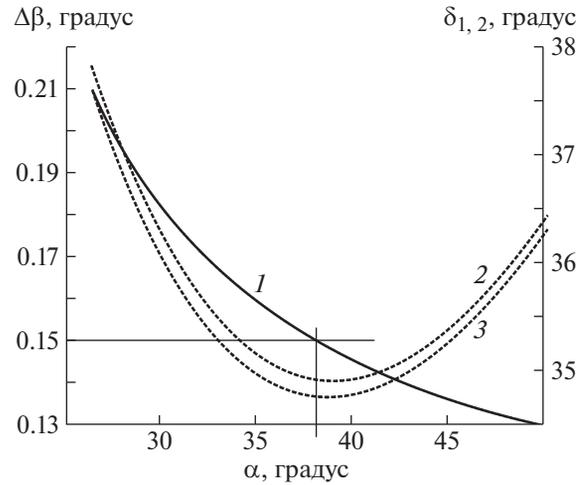


Рис. 3. Зависимости $\Delta\beta$ (1) и углов преломления света призмой $\delta_{1, 2}$ (2, 3) от угла падения α излучения на призму.

где

$$R_1 = \frac{1}{n_0^2 n_e^2};$$

$$P_1 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{n_e^2}\right) \left[\frac{k_{z1}^2}{n_0^2} - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2\right];$$

$$Q_1 = k_{z1}^4 \left(\frac{1}{n_0^4} - G_{33}^2\right) - 2\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \frac{k_{z1}^2}{n_0^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4,$$

откуда

$$k_x^2 = -\frac{P_1}{2R_1} \pm \sqrt{\left(\frac{P_1}{2R_1}\right)^2 - \frac{Q_1}{R_1}}.$$

Из четырех корней $k_{x1}-k_{x4}$ уравнения (7), расположенных в порядке убывания, анизотропной дифракции соответствуют корни k_{x2} и k_{x3} , причем $k_{x2} = -k_{x3}$. Корень k_{x4} соответствует изотропной дифракции, а корень k_{x1} совпадает с величиной k_{x1} , входящей в выражение (3).

Частоты звука, при которых происходит анизотропная а.о.-дифракция, определяются как:

$$f_1 = \frac{V}{2\pi} (k_{x1} + k_{x2}) - \text{максимальная частота,}$$

$$f_2 = \frac{V}{2\pi} (k_{x1} - k_{x2}) - \text{минимальная частота.}$$

В дальнейшем будем рассматривать только максимальную частоту f_1 .

Решая уравнения (1)–(8) при заданных параметрах $\lambda_1, n_0, n_e, G_{33}$ и V , находим зависимость $\beta_1(f_1)$. Аналогичные вычисления проделаем и для длины волны λ_2 .

На рис. 2 приведены зависимости углов β_1 и β_2 (кривые 1 и 2 соответственно, левая шкала орди-

нат), а также разности между ними $\Delta\beta$ (кривая 3, правая шкала) от частоты звука f_1 . При расчетах использованы следующие значения входящих в (2)–(8) параметров, полученных из [14–16]:

для $\lambda_1 = 0.488$ мкм: $n_0 = 2.3303, n_e = 2.494, G_{33} = 3.93 \cdot 10^{-5}, V = 617$ м/с;

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

Из рис. 2, в частности, видно, что существует ситуация, когда $\beta_1 = \beta_2$, которая реализуется при $f_1 = 90$ МГц. Эта ситуация исследовалась в [11]. Однако с повышением частоты звука углы β_1 и β_2 расходятся, величина $\Delta\beta$ возрастает, что приводит к необходимости использовать дополнительные элементы, обеспечивающие “нужную” величину разности углов $\Delta\beta$.

В частности, для частоты 200 МГц значение $\Delta\beta$ должно быть равным $\sim 0.15^\circ$.

Наиболее простым элементом, разделяющим лучи, на наш взгляд, является призма. Нами исследована стеклянная призма, изготовленная из распространенного оптического стекла, легкого крона марки БК-10. Все данные по этому материалу взяты из [17]. На рис. 3 приведены зависимости угла расщепления $\Delta\beta$ (кривая 1, левая шкала ординат) между лучами с длинами волн 0.488 и 0.514 мкм, прошедшими призму с углом при вершине, равным 50° , от угла падения α света на входную грань призмы. Видно, что значение $\Delta\beta = 0.15^\circ$ достигается при $\alpha = 38^\circ$.

На этом же рисунке приведены углы $\delta_{1,2}$ отклонения упомянутых лучей (кривые 2 и 3, правая шкала ординат) в зависимости от угла α . Видно, что зависимости имеют широкий минимум, т.е. призма используется в режиме минимального от-

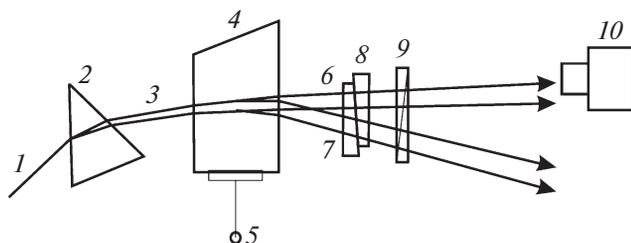


Рис. 4. Оптическая схема устройства. 1 – двухцветное излучение; 2 – призма; 3 – расщепленные призмой лучи; 4 – а.о.-ячейка; 5 – вход электрического сигнала; 6, 7 – прошедшие и дифрагировавшие лучи; 8 – компенсатор Бабинэ; 9 – поляризатор; 10 – фотоприемник.

клонения лучей. Этот режим удобен тем, что направления отклоненных лучей практически не меняются при изменении положения призмы, но при этом меняется угол между лучами. Кроме того, как известно из [18], этот режим обеспечивает минимальные искажения лучей.

ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для подтверждения полученных теоретических результатов был выполнен эксперимент. В качестве материала а.о.-ячейки выбран кристалл TeO_2 с размерами $8 \times 8 \times 10$ мм вдоль направлений $[110]$, $[1\bar{1}0]$ и $[001]$, где $[001]$ – оптическая ось кристалла. На рис. 1 направление OZ соответствует направлению $[001]$ кристалла TeO_2 , OX – направлению $[110]$. К грани кристалла (110) на индиевом контакте присоединялся пьезопреобразователь – пластинка X-среза из LiNbO_3 , которая затем ставилась до толщины ~ 50 мкм, что обеспечивало генерацию поперечной звуковой волны на резонансной частоте ~ 40 МГц. Эксперименты выполнялись на частоте ~ 196 МГц (5-я гармоника преобразователя). Полоса частот ~ 2 МГц.

В качестве источника двухцветного излучения использовался Аг-лазер, генерирующий две наиболее яркие линии в сине-зеленой области спектра. Для предварительного расщепления лучей была изготовлена стеклянная призма из стекла марки БК-10 с углом 50° при вершине.

Оптическая схема устройства приведена на рис. 4. Здесь излучение 1, генерируемое двухцветным лазером, падает на грань призмы 2, преломляется в ней и выходит из нее в виде двух расщепленных лучей 3. Эти лучи направляются в а.о.-ячейку 4, на которую подается электрический сигнал 5. Из ячейки выходит пара непродифрагировавших лучей 6 и пара продифрагировавших 7.

Лучи пропускаются через анализатор поляризации, состоящий из компенсатора Бабинэ 8 и

поляризатора 9. Используется анизотропная дифракция света на звуке, когда поляризации дифрагировавших лучей ортогональны поляризациям падающих. Для контроля этой ситуации и служит анализатор поляризации.

После анализатора поляризации лучи направляются на фотодетектор 10, который может перемещаться ортогонально лучам и измерять поочередно интенсивности каждого луча. Расстояние между а.о.-ячейкой 4 и фотоприемником 10 равно ~ 100 см, на таком расстоянии все лучи хорошо разделяются. При размере пятна каждого луча ~ 1 мм расстояние между пятнами каждой пары составит ~ 3 мм, минимальное расстояние между парами лучей 6 и 7 ~ 20 мм.

На ячейку 4 подавался сигнал с частотой 196 МГц. Юстировкой ячейки 4 и призмы 2 достигалась ситуация, когда интенсивности дифрагировавших лучей были максимальны и равны друг другу. Это удалось достичь при напряжении входного сигнала ~ 5 В. Эффективность дифракции составила 45%. Если учесть, что поляризации лучей Аг-лазера были линейными, а собственные волны кристалла TeO_2 являются эллиптически поляризованными, то можно сделать вывод, что полученная эффективность дифракции близка к максимально возможной.

Действительно, каждый луч расщепляется в кристалле на две собственные волны, и только одна из них участвует в дифракции. Другими словами, предлагаемое устройство позволяет обеспечить высокоэффективную дифракцию двухцветного излучения Аг-лазера на максимально возможной частоте поперечного звука, распространяющегося в кристалле парателлуриата.

ВЫВОДЫ

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. Предложен метод получения высокоэффективной брэгговской дифракции двухцветного излучения на максимально возможной частоте звуковой волны. Приведена методика расчета как частотно-угловых характеристик брэгговской дифракции двухцветного излучения, так и характеристик призмы, предназначенной для предварительного разведения лучей двухцветного излучения на “необходимый” угол.

2. На примере а.о.-дифракции двухцветного излучения Аг-лазера, происходящей в кристалле парателлуриата на поперечной звуковой волне, распространяющейся со скоростью 617 м/с, получены частотно-угловые характеристики. Для реализации а.о.-дифракции на максимально возможной частоте звука, равной ~ 200 МГц, использована призма из легкого крона марки БК-10 с углом при вершине призмы 50° .

3. Эксперименты, выполненные с использованием TeO_2 в качестве материала а.о.-ячейки и призмы из стекла БК-10, подтвердили основные теоретические выводы. Получена эффективность дифракции двухцветного излучения Аг-лазера, равная 45%, что с учетом несовпадения поляризации лазерного источника и собственных волн кристалла близко к максимально возможному значению эффективности.

Описанный метод может найти применение в системах л.д.а., а также во всех устройствах, где необходимо управлять двухцветным лазерным излучением на предельно высоких частотах звука.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме 0030-2019-0014, а также при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-07-00259 и грант № 19-07-00071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic Devices: Principles, Design and Applications. N.Y.: J. Wiley and Sons, Inc., 1992.
3. Gzalet M.G., Waxin G., Torquet R., Bridoux E. // Applied Optics. 1984. V. 23. № 5. P. 674.
4. Gzalet M.G., Bruneel C., Torquet R., Nongaillard B. // Applied Optics. 1984. V. 23. № 13. P. 2192.
5. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168.
<https://journals.ioffe.ru/articles/24469>
6. Kersey A.D., Dandridge A., Burns W.K. // Electronics Letters. 1986. V. 22. № 18. P. 935.
7. Ленкова Г.А. // Автометрия. 1981. № 2. С. 95.
8. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. М.: Изд. дом МИСиС, 2015.
9. Ринкевичус В.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.
10. Коронкевич В.Н., Соболев В.С., Дубнищев Ю.Н. Лазерная интерферометрия. Новосибирск: Наука, 1983.
11. Котов В.М. // Оптика и спектроскопия. 1995. Т. 79. № 2. С. 307.
12. Uchida N. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. № 6. P. 2915.
13. Котов В.М. Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения. М.: Янус-К, 2016.
14. Акустические кристаллы. Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.
15. Кизель В.А., Бурков В.И. Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980.
16. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
17. Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. Ильин Р.С., Федотов Г.И., Федин Л.А. Лабораторные оптические приборы. М.: Машиностроение, 1966.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНОВОГО ПАКЕТА В КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

© 2020 г. Ю. Г. Матвиенко^а, В. И. Иванов^б, И. Е. Васильев^а,
Д. В. Чернов^{а,*}, И. В. Мищенко^с

^а Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН
Россия, 101990, Москва, Малый Харитоньевский пер., 4

^б НИИИИ МНПО “Спектр”
Россия, Москва, 119048, ул. Усачева, 35, стр. 1

^с Национальный исследовательский университет “МЭИ”
Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14

*e-mail: chernovdv@inbox.ru

Поступила в редакцию 02.09.2019 г.

После доработки 17.09.2019 г.

Принята к публикации 25.09.2019 г.

Изучены причины колебаний скорости распространения акустического импульса в композитной пластине при изменении расстояния между источником излучения и приемным преобразователем от 30 до 300 мм. Разработаны способы минимизации этих колебаний путем уменьшения влияния высокочастотных мод волнового пакета на момент регистрации импульсов преобразователями акустической эмиссии. Применение последних при определении скорости распространения волнового пакета способствовало снижению флуктуаций и стабилизации замеров в зонах диагностики композитной пластины. Использованные способы позволили более чем на 30% снизить колебания скорости по сравнению со стандартной методикой расчета.

DOI: 10.31857/S0032816220010231

ВВЕДЕНИЕ

Своевременное и точное определение координат источников акустической эмиссии (а.э.), генерируемой динамической перестройкой структурных связей конструкционного материала в процессе его деформации в местах развивающихся дефектов и повреждений, находящихся в зонах концентраторов напряжений несущих элементов конструкций, является чрезвычайно важной задачей.

Расчет координат источника а.э.-событий осуществляется по двум параметрам: разности времен прихода (р.в.п.) акустического сигнала на преобразователи а.э. антенной решетки и скорости распространения V_g волнового пакета в стенке исследуемого изделия [1]. Согласно нормативному документу [2], значение V_g определяется из предварительных испытаний, а значение порога дискриминации импульсов а.э. (u_{th}) – из условия $u_{th} \geq u_n + 6$ дБ, где u_n – максимальный уровень механических и электромагнитных шумов.

Одной из основных проблем, возникающих при построении координатной локации, является высокая активность шумовых сигналов. Корректная настройка параметров а.э.-системы, в том

числе выбор частотных характеристик цифровых фильтров [3], исключает влияние большей части механических и электромагнитных помех на результаты а.э.-диагностики [4, 5], что повышает вероятность выявления развивающихся повреждений.

На результаты вычисления координат а.э.-событий существенное влияние оказывает корректность определения параметра V_g . Стандартный алгоритм расчета скорости распространения акустического сигнала не учитывает такие факторы, как уровень диссипации энергии а.э.-импульса в композитном материале, геометрию изделия, а также явления дисперсии, интерференции и реверберации.

В результате совместного воздействия указанных факторов импульс а.э. в процессе прохождения акустического канала от источника до приемного преобразователя “расплывается”, трансформируясь в волновой пакет различных мод, каждая из которых имеет свою частоту и скорость распространения в стенке объекта [1]. Изменение формы, времени нарастания и амплитуды осциллирующего импульса а.э., регистрация которого осуществляется пороговым методом, приводит к

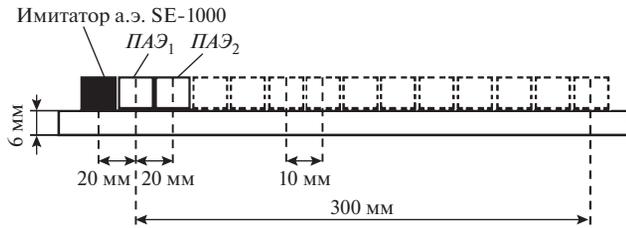


Рис. 1. Схема расположения источника генерации акустических сигналов (преобразователя SE-1000) и приемных преобразователей R15α ($ПАЭ_1$ и $ПАЭ_2$) при определении скорости распространения а.э.-импульса.

повышению погрешности при расчете параметра V_g , а следовательно, к снижению точности координатной локации источников а.э.-событий.

Одним из возможных способов повышения точности локации источников а.э.-событий является применение методики Δt -mapping [6–8]. Эта методика предусматривает предварительное тестирование исследуемого элемента изделия с применением имитатора Су-Нильсена. По результатам такого тестирования строится корреляционная зависимость, связывающая значения р.в.п. и координат источников а.э.-событий. При этом для корректной работы такого алгоритма и достижения требуемой точности локации на этапе предварительного тестирования необходимо накопить большой объем экспериментальных данных, что существенно повышает трудоемкость и увеличивает время а.э.-контроля.

Задача данной работы заключалась в изучении причин значительных колебаний скорости распространения волнового пакета в ближней зоне от источника излучения при пороговом методе регистрации импульсов преобразователями а.э., а также в разработке способов их минимизации при проведении а.э.-диагностики изделий из композитных материалов.

МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исследования проводились на панели размером $960 \times 600 \times 6$ мм из полимерного композитного материала (ПКМ), полученной по технологии вакуумной инфузии. На рис. 1 показана схема расположения источника а.э.-импульсов и двух приемных преобразователей ($ПАЭ_1$ и $ПАЭ_2$), используемая при измерении времени прихода импульсов на $ПАЭ$ и вычислении скорости распространения а.э.-импульса в композитной панели.

В качестве источника излучения а.э.-импульсов использовался электронный имитатор “Интерюнис” с широкополосным преобразователем SE-1000 фирмы “Dunegan”, имеющий усеченный конический излучатель диаметром 2 мм. Прием-

никами а.э.-импульсов служили резонансные преобразователи R15α фирмы “Mistras”. Сбор и обработка регистрируемых а.э.-импульсов осуществлялись с помощью восьмиканальной системы A-line 32D производства ООО “ИнтерюнисИТ”.

В ходе проводимых экспериментов источник излучения а.э.-импульсов и приемный преобразователь $ПАЭ_1$ неподвижно закрепляли на поверхности панели, а $ПАЭ_2$ смещали относительно последнего на 10 мм в каждом новом измерении р.в.п. При измерениях параметра Δt $ПАЭ_2$ прижимали к поверхности композитной пластины грузом весом 20 Н. Исследования проводили при изменении расстояния между $ПАЭ_1$ и $ПАЭ_2$ в интервале от 20 до 300 мм. Такой выбор верхней границы интервала проводимых измерений обусловлен тем, что наибольший размер локационной решетки в условиях проведения планарной локации а.э.-событий в изделиях из ПКМ не превышает 300 мм [3]. При дальнейшем увеличении базового размера (ΔX) локационной решетки амплитуда основного массива импульсов снижается до порогового уровня u_{th} , вследствие чего количество регистрируемых а.э.-событий резко сокращается (практически на порядок), а при размерах $\Delta X > 500$ мм источники а.э.-событий практически не регистрируются.

На рис. 2 представлены графики изменения параметров Δt (рис. 2а) и V_g (рис. 2б) при увеличении расстояния ΔX между преобразователями от 20 до 300 мм. Экспериментальные данные изменения параметра Δt в интервале $\Delta X = 20\text{--}300$ мм на рис. 2а могут быть аппроксимированы следующей линейной зависимостью:

$$\Delta t = 0.168\Delta X + 0.0899. \quad (1)$$

Из анализа этих данных следует, что область проводимых измерений $\Delta X = 20\text{--}300$ мм может быть разбита на две зоны: ближнюю к а.э.-источнику – $\Delta X \leq 110$ мм и дальнюю – $X \geq 120$ мм. Такое разделение связано с влиянием высокочастотных мод волнового пакета а.э.-импульса на момент пересечения фронтом нарастающего импульса порога дискриминации сигналов. При малом расстоянии между $ПАЭ$ ($\Delta X = 20\text{--}110$ мм) даже незначительные колебания приращения параметра Δt существенным образом сказываются на вычисляемых значениях V_g . Это хорошо прослеживается на графике 1 рис. 2б, где в интервале $\Delta X = 20\text{--}110$ мм наблюдаются флуктуации скорости распространения волнового пакета от $V_g = 7.5$ мм/мкс при 30 мм до $V_g = 5.45$ мм/мкс при 110 мм, возникающие вследствие колебаний приращения параметра Δt в пределах 1–2 мм/мкс (см. рис. 2а). Увеличение расстояния между приемными преобразователями, $\Delta X \geq 120$ мм, и быстрое затухание высокочастотных составляющих в дальней зоне приводят к снижению колебаний приращения

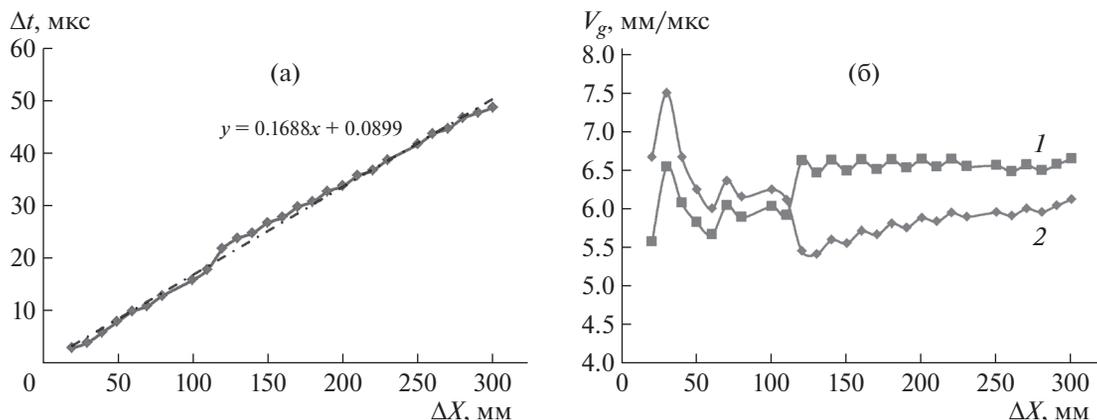


Рис. 2. Графики изменения разности времени прихода Δt (а) и скорости распространения волнового пакета V_g (б) при смещении положения $ПАЭ_2$ относительно $ПАЭ_1$ в интервале от 20 до 300 мм. 1 – по результатам разделения ближней и дальней зон; 2 – по исходным данным.

параметра Δt , а следовательно, и к уменьшению флуктуаций скорости в интервале $\Delta X = 120\text{--}300$ мм. Как следует из графика 1 на рис. 2б, в дальней зоне, по мере удаления $ПАЭ_2$ от источника излучения, значение скорости постепенно возрастает, достигая $V_g = 6$ мм/мкс и стабилизируясь в интервале 250–300 мм.

Для снижения флуктуаций скорости распространения волнового пакета в области проводимых исследований были применены такие зависимости для аппроксимации зарегистрированных значений р.в.п. в исследуемых зонах, согласно которым переменная составляющая Δt_k колебаний приращений параметра Δt , вызванных воздействием высокочастотных мод а.э.-импульса, при $\Delta X \rightarrow 0$ также стремилась к нулю. Линейная аппроксимация зарегистрированных значений р.в.п. в ближней и дальней зонах позволила получить следующие зависимости:

$$\Delta t = 0.1648X - 0.5882 \text{ (для } \Delta X = 20\text{--}110 \text{ мм)}, \quad (2)$$

$$\Delta t = 0.1523X + 3.8748 \text{ (для } \Delta X = 120\text{--}300 \text{ мм)}. \quad (3)$$

Согласно графику 2 на рис. 2б, разделение исследуемого интервала $\Delta X = 20\text{--}300$ мм на ближнюю и дальнюю зоны позволило заметно улучшить корреляцию замеров параметра Δt за счет снижения влияния переменной составляющей Δt_k колебаний приращения параметра Δt на шагах проводимых измерений и, следовательно, уменьшить флуктуации скорости в исследуемых зонах. При этом расхождение между максимальным и минимальным значениями скорости в ближней зоне не превышало $\Delta V_g = 6.62\text{--}5.57 = 1.05$ мм/мкс, т.е. 15% от максимального уровня.

В дальней зоне при $\Delta X = 120\text{--}300$ мм флуктуации скорости распространения волнового пакета не превышали 4.5% от среднего выборочного зна-

чения, составляющего $V_g = 6.57$ мм/мкс. Необходимо отметить, что применение такого способа повышения точности расчета скорости распространения волнового пакета возможно лишь в том случае, когда известны геометрические размеры ближней и дальней зон в стенке исследуемого изделия.

Для подтверждения сказанного на рис. 3 приведены формы волн и вейвлет-спектрограммы импульсов а.э., зарегистрированных $ПАЭ_1$ и $ПАЭ_2$ на различных расстояниях от источника излучения – преобразователя SE-1000.

Для сигнала, зарегистрированного на расстоянии 30 мм от источника а.э., характерно сильное влияние высокочастотных мод (рис. 3б), поэтому основная энергия спектра регистрируется в интервале 200–350 кГц. При удалении приемника $ПАЭ_2$ на расстояние 90 мм от источника а.э. (рис. 3г) доля высокочастотных составляющих спектра заметно снижается. При дальнейшем увеличении расстояния до 130 мм высокочастотные составляющие существенно затухают. Основная энергия импульса а.э., как следует из рис. 3е, регистрируется в диапазоне частот 100–200 кГц.

Следствием такого интенсивного затухания высокочастотных составляющих волнового пакета в композитной пластине является заметно меньшая флуктуация вычисляемых значений скорости, которая на расстоянии 250–300 мм стабилизируется и, как показали проведенные эксперименты, при дальнейшем увеличении расстояния до $\Delta X > 300$ мм практически не изменяется.

Как правило, при определении скорости в условиях проведения а.э.-диагностики натуральных конструкций из ПКМ геометрические размеры ближней и дальней зон затухания а.э.-импульса могут существенным образом изменяться в зависимости от толщины стенки изделия, наличия и расположения ребер жесткости и многих других

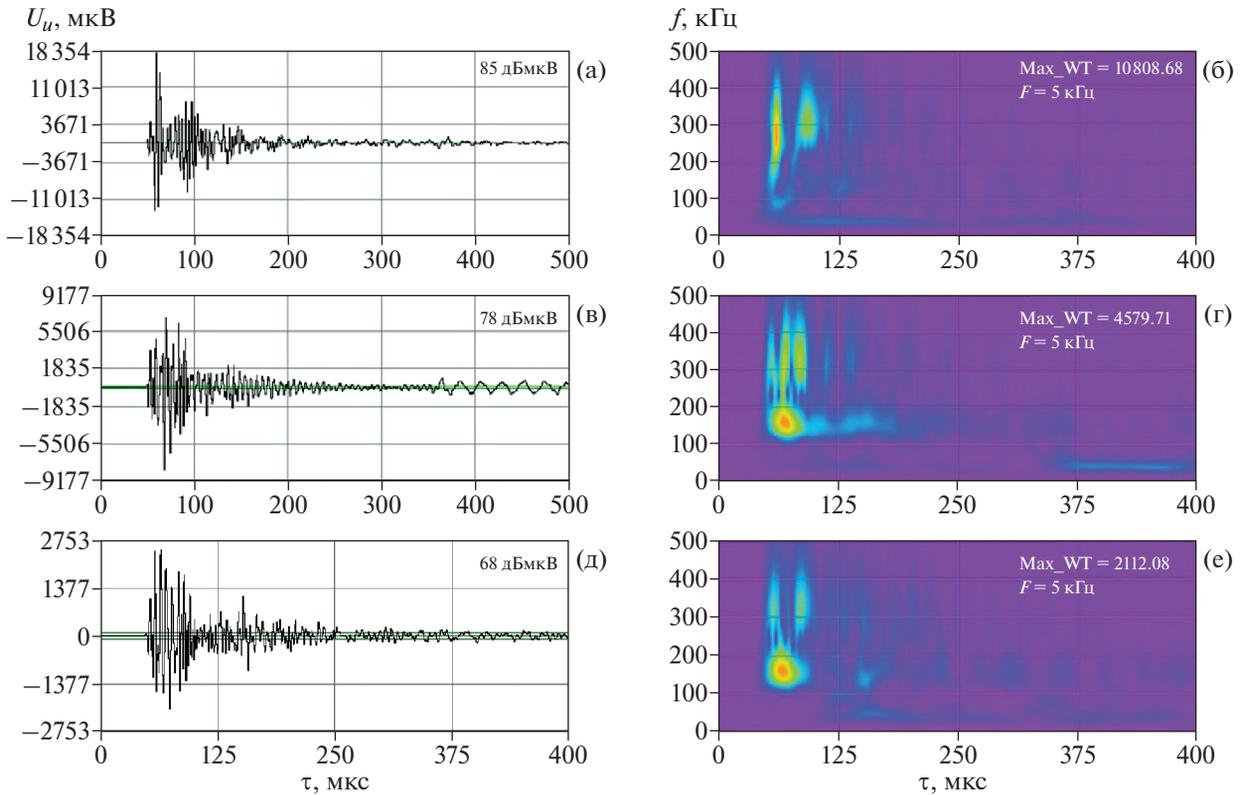


Рис. 3. Формы волн (а, в, д) и вейвлет-спектрограммы импульсов а.э. (б, г, е), зарегистрированных ПЛЭ₂ на расстояниях: 30 мм (а, б), 90 мм (в, г) и 130 мм (д, е) — от источника а.э.

факторов. Поэтому рассмотренный выше способ определения скорости распространения волнового пакета имеет достаточно ограниченное применение.

Для уточнения времени прихода импульса на преобразователи а.э. и вычисления скорости распространения волнового пакета применен спо-

соб, заключающийся в подборе уровня порога дискриминации сигналов, при котором временные колебания пересечения фронтом нарастающего импульса порога u_{th} минимальны. На рис. 4 показана схема действия алгоритма такого способа, реализуемого посредством вычисления оптимального уровня порога u_{th} дискриминации сигнала.

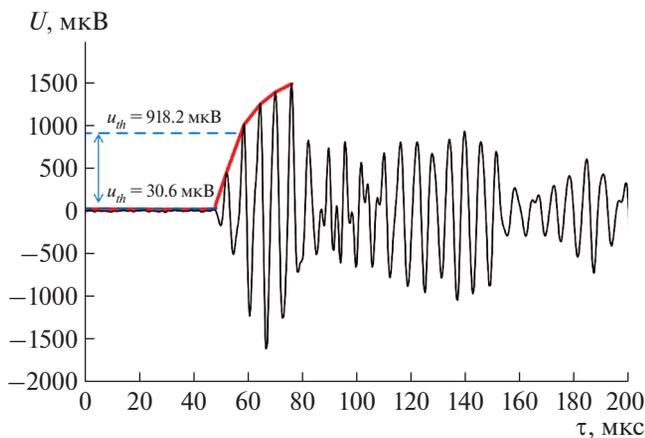


Рис. 4. Схема уменьшения погрешности измерения р.в.п. за счет выбора оптимального уровня порога дискриминации сигналов а.э.

На первом этапе разработанного алгоритма осуществляется построение огибающей при помощи кусочно-линейной аппроксимации локальных максимумов переднего фронта импульса а.э. Далее вычисляется уровень порога u_{th} , при котором колебания параметра Δt в ближней зоне от источника будут минимальными. Для этого определяются моменты τ' пересечения аппроксимирующей функции порога дискриминации при изменении уровня u_{th} от 30 дБ (30.6 мкВ) до 60 дБ (918.2 мкВ). На основании установленных значений τ' проводится пересчет параметра Δt и рассчитываются новые значения скорости в заданном интервале ΔX . Статистическая оценка уровня флуктуации вычисляемых значений скорости осуществляется по среднеквадратическому отклонению (с.к.о.) для полученной выборки значений V_g . На рис. 5 показано изменение с.к.о. скоро-

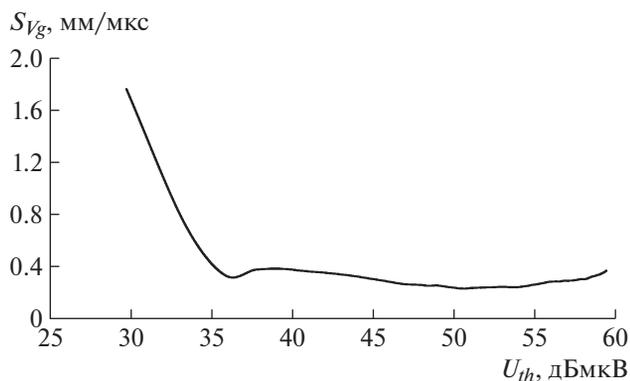


Рис. 5. Зависимость изменения с.к.о. скорости распространения S_{V_g} импульса а.э. от уровня порога u_{th} дискриминации сигналов.

сти распространения импульса а.э. (S_{V_g}) в зависимости от уровня порога дискриминации сигналов.

В ходе тестирования разработанного алгоритма значение u_{th} повышалось от 30 до 60 дБ с шагом 0.5 дБ. Наибольший разброс параметра V_g был зафиксирован при уровне порога $u_{th} = 30$ дБмкВ. Этот результат обусловлен тем, что при таком уровне порога регистрируемые импульсы содержат значительную долю высокочастотных составляющих, влияющих на величину приращения параметра Δt . Увеличение уровня порога u_{th} вызывает снижение переменной составляющей Δt_k , влияющей на приращение параметра Δt на шагах проводимых измерений, и соответственно уменьшает флуктуации значений скорости распространения а.э.-импульса. Минимальный уровень с.к.о., равный $S_{V_g} = 0.238$ мм/мкс, был получен при величине порога дискриминации $u_{th} = 50.5$ дБмкВ.

Рассматриваемая методика, предназначенная для корректного определения групповой скорости волнового пакета, используется на этапе тестовых испытаний при выборе оптимальных настроек акустико-эмиссионной системы перед проведением а.э.-диагностики композитных изделий. При этом следует отметить, что при испытаниях элементов конструкций композитных изделий на разрушение [9, 10] основной массив импульсов а.э.-событий, вызванных нарушением структурных связей в пакете ПКМ, имеет уровень максимальной амплитуды, значительно больший 50 дБмкВ.

На рис. 6 показан результат применения разработанного способа расчета параметра V_g , реализуемого за счет уменьшения колебаний приращения параметра Δt при повышении уровня порога дискриминации сигналов до 50.5 дБмкВ.

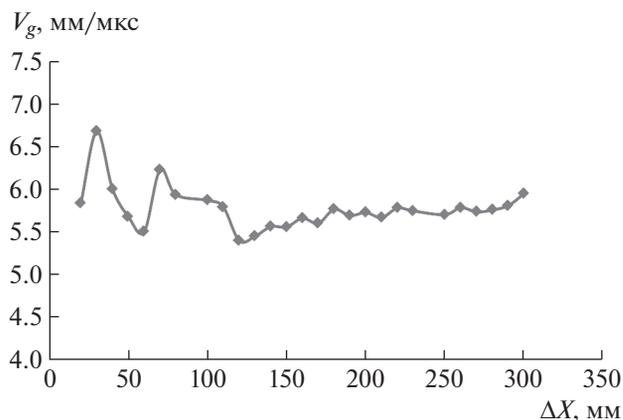


Рис. 6. Флуктуации скорости распространения волнового пакета в интервале $\Delta X = 30\text{--}300$ мм, определенные в ходе пошаговых замеров параметра Δt при уровне порога $u_{th} = 50.5$ дБмкВ.

Значение S_{V_g} , полученное с применением стандартного порогового алгоритма вычисления р.в.п., составило 0.373 мм/мкс. Повышение уровня порога позволило снизить S_{V_g} до 0.238, что соответствует снижению уровня разброса на 36% относительно среднего выборочного значения $V_g = 5.77$ мм/мкс.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ

В результате проведенных исследований изучены причины разброса значений при вычислении скорости распространения акустического импульса в ближней и дальней зонах относительно источника а.э. Рассмотрены два способа минимизации колебаний приращения параметра Δt , обеспечивающие значительное снижение флуктуаций при вычислении скорости распространения волнового пакета в интервале проводимых измерений на композитной пластине.

Первый способ, применяемый в частном случае, при известных геометрических размерах ближней и дальней зон относительно источника а.э., заключается в раздельном вычислении V_g с применением различных аналитических зависимостей для каждой из зон. Его апробация позволила снизить влияние переменной составляющей Δt_k , вызванной наличием высокочастотных мод а.э.-импульса, на приращение параметра Δt и практически в два раза уменьшить флуктуации V_g в ближней зоне от источника. При этом в дальней зоне флуктуации скорости распространения импульса а.э. не превышали 5% от среднего выборочного значения.

Второй способ заключается в определении уровня порога дискриминации сигналов, при котором регистрируются минимальные колебания

приращения параметра Δt , а следовательно, снижается уровень флуктуации при вычислении скорости распространения волнового пакета в интервале проводимых измерений. Его апробация при диагностике исследуемой композитной панели позволила на 36% снизить уровень флуктуаций параметра V_g по сравнению со стандартной методикой расчета [2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные способы снижения флуктуаций скорости регистрируемых акустических импульсов направлены на повышение точности вычисления координатной локации источников а.э.-событий. Дальнейшие исследования, проводимые в ИМАШ РАН в рамках выполнения научного проекта РНФ, связаны с совершенствованием методик, алгоритмов и программных продуктов, позволяющих минимизировать уровень погрешностей, вносимых в ходе локации а.э.-событий при диагностике образцов и изделий из различных конструкционных материалов, в том числе из ПКМ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 18-19-00351.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иванов В.И., Барат В.А.* Акустико-эмиссионная диагностика. М.: Спектр, 2017.
2. Правила организации и проведения акустико-эмиссионного контроля сосудов, аппаратов, котлов и технологических трубопроводов (ПБ 03-593-03). Нормативные документы межотраслевого применения по вопросам промышленной безопасности и охраны недр. Серия 03. Вып. 38. М.: НТЦ Промышленная безопасность, 2003.
3. *Махутов Н.А., Васильев И.Е., Чернов Д.В., Иванов В.И., Елизаров С.В.* // Дефектоскопия. 2019. № 3. С. 7. <https://doi.org/10.1134/S0130308219030023>
4. *Матвиенко Ю.Г., Васильев И.Е., Чернов Д.В., Елизаров С.В.* // Дефектоскопия. 2018. № 12. С. 3. <https://doi.org/10.1134/S0130308218120011>
5. *Матвиенко Ю.Г., Васильев И.Е., Чернов Д.В.* // Приводы и компоненты машин. 2018. № 5. С. 13.
6. *Eaton M.J., Pullin R., Holford K.M.* // Composites Part A: Applied Science and Manufacturing. 2012. V. 43. № 6. P. 856. <https://doi.org/10.1016/j.compositesa.2012.01.023>
7. *Baxter M.G., Pullin R., Holford K.M., Evans S.L.* // Mechanical Systems and Signal Processing. 2007. V. 21. № 3. P. 1512. <https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2006.05.003>
8. *Al-Jumaili S.K., Pearson M.R., Holford K.M., Eaton M.J., Pullin R.* // Mechanical Systems and Signal Processing. 2016. V. 72–73. P. 513. <https://doi.org/10.1016/j.ymsp.2015.11.026>
9. *Васильев И.Е., Матвиенко Ю.Г., Панков В.А., Калинин А.Г.* // Заводская лаборатория. 2019. Т. 85. № 6. С. 53. <https://doi.org/10.26896/1028-6861-2019-85-6-53-63>
10. *Матвиенко Ю.Г., Васильев И.Е., Чернов Д.В., Панков В.А.* // Дефектоскопия. 2019. № 8. С. 24. <https://doi.org/10.1134/S0130308219080037>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 535.016+535.217+535.247.1

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС
ДЛЯ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНОГО СКРИНИНГА
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХЕМОСЕНСОРНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

© 2020 г. Г. А. Юрасик^{а,*}, Д. С. Ионов^а

^а Центр фотохимии РАН, Федеральный научно-исследовательский центр “Кристаллография и фотоника” РАН
Россия, 119421, Москва, ул. Новаторов, 7а

*e-mail: yurasik.georgy@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.07.2019 г.

После доработки 13.08.2019 г.

Принята к публикации 15.08.2019 г.

Описан экспериментальный комплекс для проведения высокопроизводительного скрининга функциональных характеристик фотолюминесцентных хемосенсорных материалов (х.с.м.), предназначенных для определения летучих органических соединений в газовой фазе и оптимизации характеристик матричных сенсоров на основе х.с.м. в многокомпонентных парогазовых смесях. Комплекс сочетает систему непрерывной генерации многокомпонентных парогазовых смесей, позволяющую автоматизировано контролировать состав смеси и концентрацию ее компонентов в диапазоне от 0.01 мг/м³ до насыщенных паров, и систему возбуждения и регистрации спектров фотолюминесценции образцов. Приведены экспериментальные данные, полученные при изучении флуоресцентных откликов набора х.с.м. на основе дибензоилметаната дифторида бора DBMBF₂ в смесях ароматических веществ.

DOI: 10.31857/S0032816220010103

ВВЕДЕНИЕ

Возможность детектировать и измерять концентрации летучих органических соединений селективно, непрерывно и в реальном времени — необходимое свойство современных систем контроля промышленных зон предприятий нефтепереработки, нефтехимии, транспортировки и хранения продуктов переработки нефтехимии, мониторинга экологии. Это критически важно для успешного решения прикладных задач медицинской диагностики и контроля качества пищевых продуктов. Для большинства летучих органических веществ (например, таких как бензол [1]) в настоящее время отсутствуют датчики, обладающие необходимыми характеристиками, и их детектирование возможно только лабораторными или тест-методами.

Предложенный нами подход позволяет создавать датчики, способные селективно, непрерывно и в реальном времени детектировать ароматические соединения в многокомпонентных смесях [2, 3]. В основе методики детектирования лежат изменения спектров флуоресценции хемосенсорных материалов (х.с.м.) при их взаимодействии с ароматическими молекулами вследствие образования комплексов в возбужденном состоянии (эксиплексов) между молекулой-флуорофором

DBMBF₂ (дибензоилметаната дифторида бора) и метилбензолами. Селективность рассматриваемых материалов обусловлена двумя факторами. Во-первых, форма спектра флуоресценции рассматриваемых материалов изменяется только в присутствии ароматических соединений [4]. Во-вторых, спектральные изменения зависят от типа ароматических молекул [5], что делает возможным селективное измерение их концентраций в газовых смесях, содержащих структурно близкие ароматические молекулы. Возможность создания селективного сенсора для определения концентраций бензола, толуола и п-ксилола в их трехкомпонентных смесях с использованием одного сенсорного материала была продемонстрирована в [2]. Один из подходов, позволяющих увеличить число компонентов, которые могут быть селективно измерены в газовой смеси, — использование матричных сенсоров, включающих несколько материалов [6]. Комбинируя различные флуорофоры-производные DBMBF₂ (в обзоре [7] перечислено около 100 из них) и модифицируя поверхность и структуру твердой матрицы, на которой адсорбирован или ковалентно привязан флуорофор [8], можно управлять чувствительностью сенсорных материалов данного типа к различным ароматическим веществам, а комбини-

руя наборы материалов, можно получать сенсоры с требуемыми характеристиками.

Решение данной задачи требует исследования большого набора комбинаций флуорофор–матрица, что может быть наиболее эффективно реализовано с использованием высокопроизводительного скрининга [9] – подхода, который активно используют в материаловедении для поиска новых материалов и оптимизации их свойств [10–12]. Данный подход успешно применялся для решения задач в области разработки хемосенсоров [13], в частности, для оптимизации свойств резистивных [14–16] и механических газовых сенсоров [17]. Однако в области разработки фотOLUMИНЕСЦЕНТНЫХ сенсорных материалов для детектирования химических веществ в газовой фазе о применении данного подхода упоминают только в нескольких работах [18, 19], в которых, к сожалению, не рассматриваются вопросы измерения функциональных характеристик сенсорных материалов, таких как чувствительность, селективность, время реакции в многокомпонентных смесях, содержащих различные концентрации анализируемых веществ, а также вопросы оптимизации матричных сенсоров на основе материалов данного типа. Поэтому целью данной работы была разработка экспериментального комплекса, способного проводить высокопроизводительный скрининг фотOLUMИНЕСЦЕНТНЫХ сенсорных материалов по их функциональным характеристикам в многокомпонентных газовых смесях и оптимизацию параметров матричных сенсоров на основе набора фотOLUMИНЕСЦЕНТНЫХ хемосенсорных материалов. Данный комплекс является развитием системы, описанной ранее [20].

Отличительные характеристики комплекса:

- возможность исследования временных зависимостей спектров люминесценции и люминесцентных откликов на парогазовые смеси (п.г.с.) до 5 образцов х.с.м. одновременно в ближнем у.ф.- и видимом диапазонах;
- возможность генерировать многокомпонентные п.г.с., содержащие до 4 компонентов с концентрациями в диапазоне от 0.01 мг/м³ до насыщенных паров, и исследовать люминесцентные отклики х.с.м. на них; для получения малых концентраций компонентов используются источники микропотоков, для получения больших концентраций (вплоть до насыщенных паров) – испарительные диффузоры;
- автоматизированная подача в экспериментальную ячейку газовых смесей, содержащих до 4 компонентов, и управление их составом в процессе эксперимента;
- возможность использования любых поставляемых в баллонах газов и их смесей в качестве газа-носителя;

- термостатирование подаваемых в экспериментальную ячейку п.г.с. и самой ячейки: от –40 до 80°C;
- непрерывный контроль и управление влажностью подаваемых в экспериментальную ячейку п.г.с.;
- возможность использования различных длин волн возбуждения люминесценции х.с.м. за счет использования различных светодиодов;
- возбуждение люминесценции может производиться как в постоянном, так и в импульсном режиме для экономии ресурса х.с.м.;
- возможность независимого управления интенсивностями регистрируемых люминесцентных сигналов от различных образцов х.с.м. в экспериментальной ячейке для одновременного исследования х.с.м. с сильно отличающимися друг от друга квантовыми выходами люминесценции;
- автоматическое управление частотой регистрации спектров люминесценции в импульсном режиме (от 5 мс до нескольких часов) с возможностью отключения возбуждающего излучения между регистрациями;
- высокая степень химической устойчивости материалов, из которых изготовлены элементы газовой схемы, позволяющая работать с большим количеством летучих органических и неорганических соединений (метилбензолы, алифатические соединения, ацетон, аммиак и другие) и исключая выделение из них в п.г.с. посторонних примесей;
- высокая степень автоматизации комплекса, позволяющая в программном режиме задавать состав подаваемой в ячейку с образцами п.г.с. и другие параметры в ходе эксперимента, что предоставляет возможность выполнять большие объемы скрининговых исследований без вмешательства оператора; программно задаваемые параметры:
 - состав и соотношение концентраций компонентов п.г.с.,
 - температура п.г.с.,
 - величина потока п.г.с.,
 - частота регистрации спектров люминесценции х.с.м.,
 - включение/выключение источника возбуждения;
- высокая производительность исследований х.с.м.: оценка минимального времени, необходимого для скрининга люминесцентных откликов 5 образцов х.с.м. на 10 концентраций аналита, не превышает 15 мин; время скрининга определяется временем реакции материалов, оценка выполнена на основе величины мертвого времени системы, при условии времени реакции х.с.м. на парогазовую смесь (выхода люминесцентных откликов на стационарные значения) в 1 с.

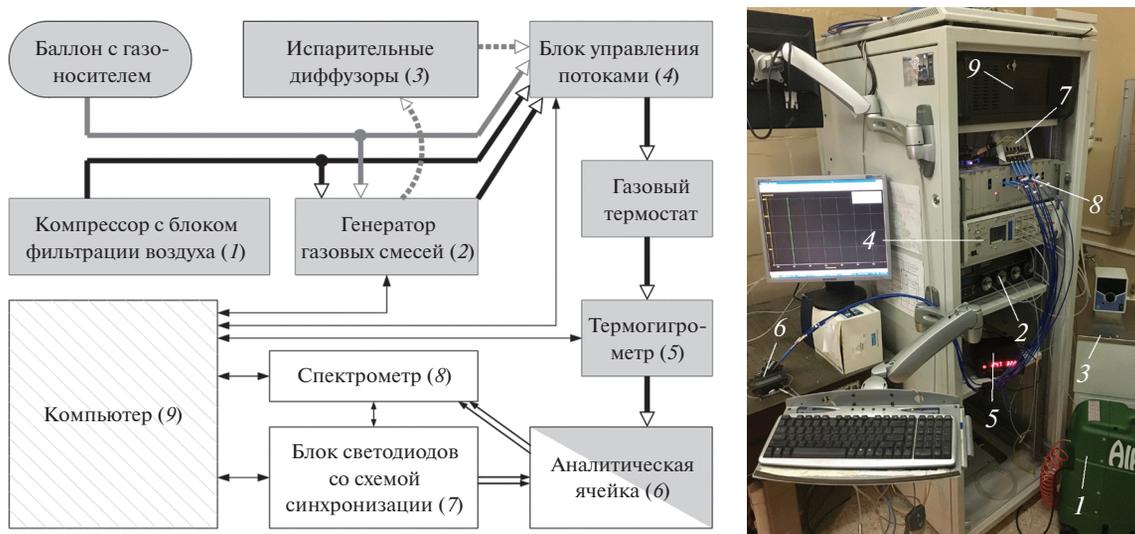


Рис. 1. Структурная схема комплекса (а): серым цветом выделены элементы газовой подсистемы, белым — оптической подсистемы, сплошными серой и черными стрелками обозначены капиллярные соединения газовой подсистемы и их альтернативный вариант для изменения источника газа-носителя, пунктирными линиями обозначен альтернативный вариант газовых соединений для изменения источника анализируемых веществ; б — внешний вид экспериментального комплекса.

Обработка данных осуществляется с помощью специальной программы, написанной с использованием программного пакета Matlab, позволяющей проводить анализ результатов и гибкую настройку процесса обработки.

АППАРАТУРА

На рис. 1а представлена структурная схема экспериментального комплекса. Комплекс состоит из двух основных подсистем: газовой подсистемы для приготовления и контроля п.г.с. и оптической подсистемы, предназначенной для возбуждения и регистрации оптических откликов х.с.м. Внешний вид экспериментального комплекса показан на рис. 1б.

Газовая подсистема

Газовая подсистема комплекса состоит из следующих элементов:

- в качестве системы генерации газа-носителя из комнатного воздуха используются поршневой безмасляный компрессор AIRBAG HP 1 (Fiac, www.fiac.ru) и блок фильтрации воздуха, состоящий из мембранного фильтра Microfilter Series X (Zander, www.zanderusa.com) и мембранного осушителя Sunsep-W (Zander);
- в качестве альтернативного источника газа-носителя могут быть использованы баллоны с различными газами или газовыми смесями;
- для введения в поток газа-носителя малых концентраций паров аналитов используется тер-

модиффузионный генератор газовых смесей (ГГС, рис. 2) “Микрогаз Ф-46” (ЗАО “Интера”, inte.ru);

- в качестве испарительных диффузоров для введения в поток газа-носителя насыщенных паров аналитов используются термостатируемые колбы, частично наполненные аналитами в жидком виде при атмосферном давлении, через которые продувается газ-носитель; для управления влажностью п.г.с. могут быть использованы дополнительные термостатируемые колбы с водой, для термостатирования — криостат FT-216-40 (LOIP, www.loip.ru);

• смешение исходных п.г.с. между собой и с газом-носителем для приготовления подаваемой в экспериментальную ячейку п.г.с. с заданными концентрациями аналитов производится специально разработанным блоком управления потоками (БУП);

• приготовленная п.г.с. и ячейка термостатируются с помощью термостата LT-108а (LOIP);

• термогигрометр ИВТМ-7/1-С-2А (АООТ “Практик-НЦ”, pnc.ru) с проточным преобразователем ИПВТ-03-03-2В-02-М8 используется для измерения температуры и влажности приготовленной п.г.с.;

• аналитическая ячейка, в которую подается п.г.с. для экспонирования в них образцов х.с.м., количество которых может достигать пяти;

• для соединения элементов газовой системы использованы капилляры с диаметрами 2 мм (внутренним) и 4 мм (внешним) из фторирован-

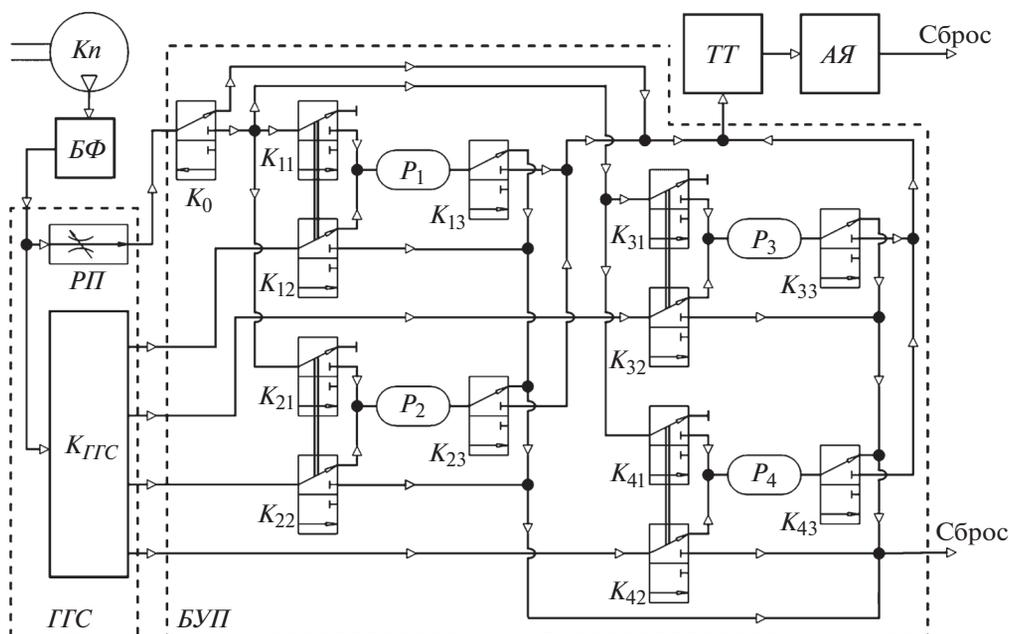


Рис. 2. Газовая схема комплекса. K_n – компрессор, $БФ$ – блок фильтрации воздуха (входной редуктор, фильтр, осушитель, выходной редуктор), $ГГС$ – генератор газовых смесей, $K_{ГГС}$ – каналы $ГГС$ для термодиффузионной генерации паров аналитов, $РП$ – регулятор потока, $БУП$ – блок управления потоком, K_0 – K_{43} – автоматические клапаны, P_1 – P_4 – накопительные резервуары, $ТТ$ – газовый термостат и термогигрометр, $АЯ$ – аналитическая ячейка. Компрессор и блок фильтрации могут быть заменены на баллоны с газом-носителем. Между $K_{ГГС}$ и $БУП$ могут быть подключены термостатируемые колбы с аналитами или водой. Клапаны в парах $K_{11}, K_{12}; K_{21}, K_{22}; K_{31}, K_{32}; K_{41}, K_{42}$ переключаются синхронно.

ного этилен-пропилена – ФЭП (Parker Hannifin Corp, www.parker.com).

На рис. 2 газовая схема экспериментального комплекса представлена более подробно. Для использования в качестве газа-носителя атмосферного воздуха применяется компрессор K_n и блок фильтрации $БФ$. Для удаления механических загрязнений и водяного конденсата из потока воздуха в блоке фильтрации используется мембранный фильтр, входное давление на который составляет 5 бар и определяется входным редуктором. Далее очищенный воздух поступает в мембранный осушитель, относительная влажность на выходе из которого при комнатной температуре составляет не более 10% и фиксируется за счет поддержания постоянного давления на входе и на выходе из него с помощью соответствующих редукторов. Вместо компрессора и блока фильтрации могут быть использованы баллоны с различными газами или газовыми смесями (на рис. 2 не показаны).

Для непрерывного введения в поток газа-носителя малых концентраций паров аналитов используется генератор газовых смесей $ГГС$, который позволяет создавать п.г.с. большинства летучих органических соединений с концентрациями в диапазоне 0.5 – 500 млн $^{-1}$. Аналит непрерывно выделяется в поток из нагретого до заданной тем-

пературы источника микропотока – заполненной жидким аналитом ампулы с проницаемыми стенками из фторопласта, выдерживающей нагрев до 150°C . Концентрация аналита в потоке определяется температурой, при которой термостатируется источник микропотока, и величиной потока, которая контролируется тепловым регулятором массового расхода. $ГГС$ имеет 4 канала, которые позволяют независимо друг от друга генерировать п.г.с. из различных источников микропотока при заданных температурах (на рис. 2 показаны как единый блок $K_{ГГС}$). $ГГС$ позволяет работать также с парофазными источниками газовых смесей. Погрешность концентраций генерируемых п.г.с. составляет $<7\%$ и определяется метрологическими характеристиками прошедших поверку источников микропотока, производительность которых определена с погрешностью 3%. При необходимости источники микропотока можно калибровать в лаборатории по стандартным методикам [21]. $ГГС$ “Микрогаз Ф-46” имеет также 2 дополнительных канала без термостатируемых ячеек для источников микропотока, с помощью которых можно создавать потоки исходного газа-носителя заданной величины (один из каналов изображен на рис. 2 в виде отдельного элемента $РП$ – регулятора потока).

Для генерации п.г.с. с близкими к насыщенным концентрациями аналитов к выходам каналов ГГС подключаются термостатируемые продуваемые колбы объемом 1 л, в которые подают потоки газа-носителя. Нагрев источников микропотока в каналах ГГС при этом выключен, и они выполняют только функцию управления величины потоков газа-носителя с помощью регуляторов массового расхода. Нижние части колб заполнены жидкими аналитами, верхние части выступают в роли диффузоров, в которых образуются пары аналитов с концентрациями, близкими к насыщенным. Криостат LOIP FT-216-40 может поддерживать температуру термостатирования колб в диапазоне от -40 до $+100^{\circ}\text{C}$. Вместо аналита для генерации потока газа-носителя с заданной влажностью также может быть использована дистиллированная вода.

Маршрутизация газовых потоков происходит автоматически с помощью блока управления потоками БУП, выполненного на основе автоматических трехходовых клапанов K_0-K_{43} (модель U-72, Samozzi, www.samozzi.ru) и накопительных резервуаров P_1-P_4 , соединенных с помощью капилляров из ФЭП и металлических фитингов (Samozzi). С помощью БУП потоки п.г.с. из различных каналов блока генерации смесей объединяются в зависимости от положения клапанов произвольные комбинации, формируя мультикомпонентные п.г.с. Максимальное количество аналитов в смеси, концентрации которых можно задавать независимо друг от друга, определяется количеством термостатируемых каналов в ГГС и составляет 4. С помощью накопителей P_1-P_4 можно получать газовые смеси с определенным потоком, не зависящим от потоков газа-носителя и температуры в каналах ГГС. В режиме “Анализ” сформированная п.г.с. подается через газовый термостат и термогигрометр ТТ в аналитическую ячейку АЯ с загруженными в нее образцами х.с.м. Потоки из каналов блока генерации с неиспользованными в текущей смеси аналитами направляются на сброс. В режиме БУП “Продувка” в АЯ подается исходный газ-носитель для удаления остатков предыдущей смеси. Температура подаваемой смеси в АЯ задается термостатом и контролируется вместе с влажностью термогигрометром. Прошедшая через ячейку п.г.с. подается на канал сброса, подключенный к вентиляции помещения.

Аналитическая ячейка комплекса показана на рис. 3. В аналитической ячейке можно исследовать до 5 образцов х.с.м. одновременно. Ячейка выполнена из двух планарно совмещенных и прижатых друг к другу предметных стекол размером $25 \times 76 \times 1$ мм, между которыми расположена фторопластовая прокладка толщиной 1 мм с вырезанным в ней продольным отверстием 3, служащим в качестве канала для п.г.с. В рабочем со-

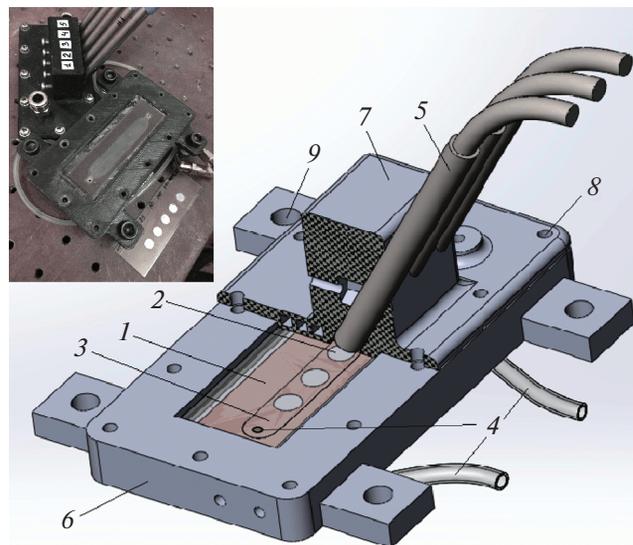


Рис. 3. Общий вид аналитической ячейки. 1 – предметное стекло с нанесенными образцами х.с.м. (вид со свободной от образцов стороны); 2 – образец х.с.м.; 3 – газовый канал; 4 – капилляры и отверстия для подачи в газовый канал и отвода парогазовой смеси; 5 – зонд с оптическими волокнами для возбуждения и регистрации флуоресценции (для наглядности изображено 3 зонда из возможных 5); 6 – основание кожуха; 7 – крышка кожуха (изображена в разрезе); 8 – отверстия для крепления крышки кожуха к основанию; 9 – отверстия для крепления ячейки к столу. На врезке – аналитическая ячейка в разобранном виде и образцы х.с.м.

стоянии стекла прижаты друг к другу с помощью изготовленного на 3D-принтере разборного пластикового кожуха 6, 7. Одно из стекол (1) легко извлекается из кожуха в разобранном состоянии, и на него со стороны канала наносят от одного до пяти образцов х.с.м. 2. Позиции образцов и их размеры (диаметр 5 мм, толщина до 0.5 мм) определяются трафаретом при их нанесении. Подача и отвод п.г.с. из канала осуществляются с помощью отверстий в противоположном жестко зафиксированном в кожухе стекле с подключенными к ним капиллярами 4. Данная конструкция ячейки отличается высокой химической устойчивостью и низкой сорбционной емкостью материалов элементов, прямо контактирующих с п.г.с., а также возможностью быстрой замены стекла с нанесенными образцами. Мертвое время системы определяется интервалом, который требуется п.г.с. для того, чтобы дойти по капилляру от БУП до ячейки, и составляет около 10 с. Скорость потока газа-носителя в самой ячейке лежит в диапазоне 10–250 см/с.

Оптическая подсистема

Оптическая подсистема предназначена для возбуждения и регистрации спектров флуорес-

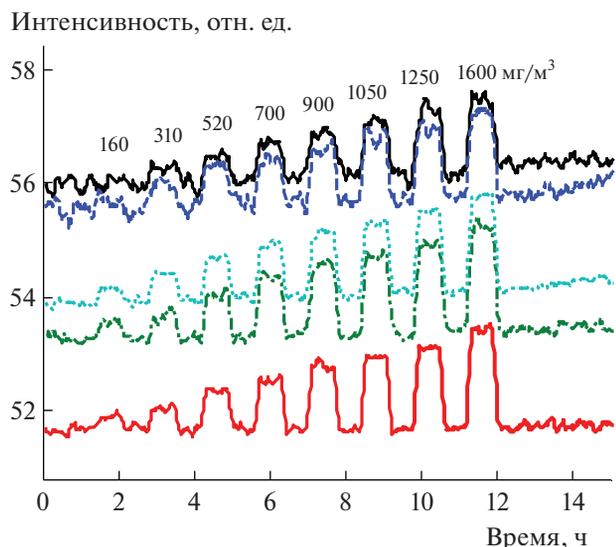


Рис. 4. Результаты эксперимента № 1 – зависимости интенсивности I спектров флуоресценции ($\lambda = 420$ нм) пяти одинаковых образцов из х.с.м. (А380) в чистом атмосферном воздухе и с добавлением паров бензола различных концентраций (160–1600 мг/м³).

ценции образцов х.с.м. и состоит из оптоволоконного спектрометра S2000 OEM [22] (Ocean Optics, www.oceanoptics.com), снабженного основным (master) и 7 дополнительными (slave) измерительными каналами, платы оцифровки данных спектрометра ADC-2000PCI (Ocean Optics), 5 зондов R400-7-UVVIS (Ocean Optics), блока из 5 светодиодов NSHU591A (Nichia Corp., www.nichia.co.jp), совмещенных с коллиматорами 74-UV (Ocean Optics) для эффективного сбора и ввода в оптические волокна зондов излучения светодиодов, а также управляющей светодиодными схемы питания и синхронизации, которая позволяет проводить измерения в импульсном режиме. Для возбуждения флуоресценции и ее регистрации для каждого из 5 загруженных в ячейку образцов х.с.м. используется индивидуальный оптический канал, который состоит из светодиода, канала спектрометра и подключенного к ним через оптические волокна зонда, направленного на образец (5 на рис. 3).

Спектр возбуждающего излучения в каналах зависит от типа используемых в них светодиодов (положение максимума излучения может варьироваться от 365 до 635 нм). Эти источники возбуждения позволяют работать с большинством доступных молекул-индикаторов. Для лучшего разделения возбуждающего света и света фотолюминесценции, а также для подавления “паразитной” части спектра возбуждающего излучения в области фотолюминесценции х.с.м. используются оптические фильтры. Характеристики фильтров подбирают, исходя из спектральных харак-

теристик источников возбуждения и спектров люминесценции х.с.м.

Спектры флуоресценции регистрируются спектрометром с рабочим диапазоном 300–900 нм и спектральной разрешающей способностью 3 нм. Минимальное время накопления сигнала для регистрации одного спектра (время интегрирования) в спектрометре составляет 5 мс, максимальное – 3600 мс.

Для возбуждения и регистрации люминесценции каждого из образцов х.с.м. используется зонд с 6 волокнами для возбуждающего света и одним волокном для регистрации люминесценции. Волокна подключаются к блоку светодиодов и спектрометру разъемами SMA 905. Зонд примыкает к стеклу с нанесенными образцами х.с.м. с противоположной стороны под углом 30° к нормали и фиксируется в отверстии верхнего элемента 7 (рис. 3) пластикового кожуха аналитической ячейки. Наклон необходим для устранения отраженного от поверхностей стекла возбуждающего излучения.

Настройка величины регистрируемого сигнала производится за счет изменения времени интегрирования п.з.с.-линейки спектрометров (п.з.с. – приборы с зарядовой связью), управление интенсивностью возбуждающего света и интенсивностью излучения на входной щели спектрометра происходит за счет использования оптических фильтров и изменения расстояния от оптических зондов до образцов х.с.м. в экспериментальной ячейке. Изменяя расстояния от каждого из 5 зондов до стекла с образцами, можно независимо управлять интенсивностью регистрируемых сигналов. Это может быть использовано для их подстройки под динамические диапазоны каналов спектрометра. Размер участка образца, который возбуждается и с которого регистрируется сигнал, составляет от 1 до 5 мм в зависимости от расстояния от зонда до образца.

Регистрация спектров может осуществляться в двух режимах. В первом режиме облучение образца происходит непрерывно, а регистрация спектров спектрометром осуществляется каждый цикл интегрирования п.з.с.-линейки. Во втором, импульсном, режиме запись спектров проходит с заданной скважностью (пропускается заданное количество циклов интегрирования п.з.с.-линейки), а облучение образца осуществляется импульсно только в момент регистрации спектра. Синхронизация световых импульсов возбуждения и интервалов интегрирования проводится с помощью электронной схемы, выполненной на основе универсального контроллера Arduino Leonardo (Arduino Software, arduino.ru). В контроллер поступают синхроимпульсы спектрометра, и он генерирует управляющие импульсы для системы питания светодиодов и триггерный им-

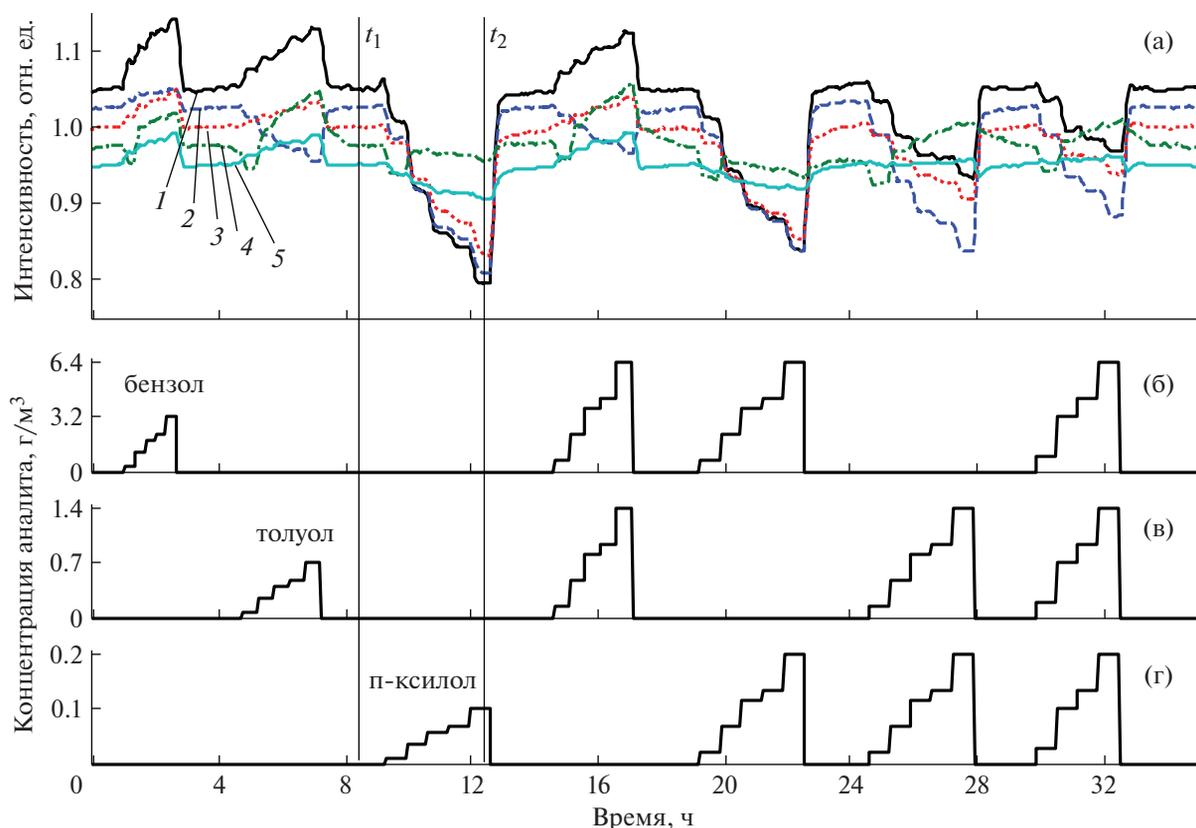


Рис. 5. Результаты эксперимента № 2: **а** – временные зависимости интенсивности I спектров флуоресценции ($\lambda = 420$ нм) пяти образцов из х.с.м. А380 (1), А380ТМС (2), КРОМ (3), КОН (4), НР (5) в чистом атмосферном воздухе и с добавлением паров бензола, толуола и п-ксилола различных концентраций и их смесей; **б, в, г** – концентрации бензола, толуола и п-ксилола соответственно, поданных в экспериментальную ячейку; t_1 и t_2 – моменты времени, для которых на рис. 6 (см. ниже) приведены спектры флуоресценции.

пульс для активизации регистрации данных спектрометром.

Для учета искажений формы регистрируемых в процессе исследований спектров, которые возникают из-за использования оптических фильтров и наличия зависимости чувствительности п.з.с.-линейки от длины волны, перед исследованием образцов оптическую схему калибруют с использованием стандартного источника света LS-1-CAL (Ocean Optics) с известным спектром излучения.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Управление аппаратурой и накопление данных на жестком диске осуществляется с помощью фирменного программного обеспечения соответствующих приборов. Для автоматизированного управления подачей газовых смесей и оптической схемой разработан набор скриптов на основе пакета AutoIt v3. Использование скриптов позволяет автоматизировать наиболее длительную и трудоемкую часть экспериментов, продолжительность которых может достигать нескольких сотен часов при необходимости внесения изменений в

конфигурацию газовой схемы и в режим ГГС каждые 20 мин.

Для обработки и анализа экспериментальных данных используются программы, написанные на платформе Matlab. Реализован метод многокомпонентной нелинейной регрессии данных [23], с помощью которого по исходным спектрам можно вычислять концентрации аналитов в мультикомпонентных п.г.с. при заданной модели отклика и ее калибровке по однокомпонентным п.г.с.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ниже приведены результаты двух исследований характеристик х.с.м., проведенных в данном комплексе. В эксперименте № 1 исследовались отклики пяти одинаковых образцов х.с.м. на пары бензола различных концентраций, в № 2 – отклики пяти образцов из различных х.с.м. при воздействии на них паров бензола, толуола и п-ксилола различных концентраций. В качестве молекулы-индикатора во всех х.с.м. использовали дибензоилметанат дифторида бора DBMBF₂.

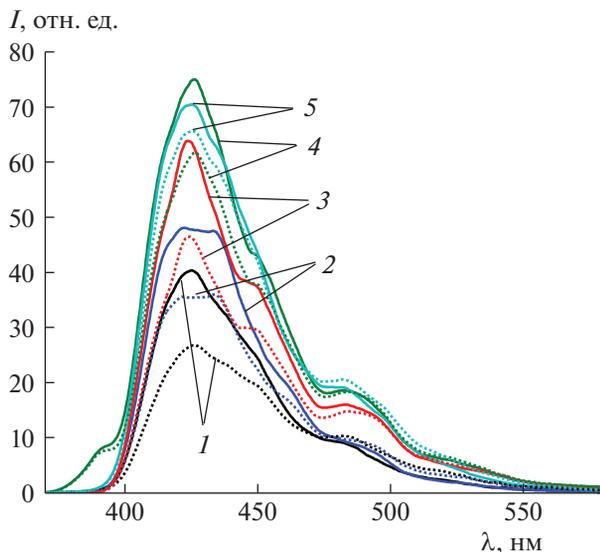


Рис. 6. Спектры флуоресценции исследованных в эксперименте № 2 образцов из х.с.м. А380 (1), А380ТМС (2), КРОМ (3), КОН (4), НР (5) в атмосферном воздухе (сплошные линии) и под воздействием паров п-ксилола концентрацией 100 мг/м^3 (пунктирные линии) в моменты времени t_1 и t_2 (рис. 5).

Матрицами служили микрочастицы пирогенного кремнезема Aerosil-380 — исходные (А380) и модифицированные триметилсиланольными группами (А380ТМС), микрочастицы силикагеля Kromasil $\varnothing 5 \text{ мкм}$ (КРОМ), пирогенный кремнезем Konasil (КОН) и синтезированные наночастицы $\text{SiO}_2 \varnothing 15 \text{ нм}$ (НР). DBMBF_2 химически прививали к поверхности частиц [24]. Толщина образцов составляла около 0.35 мм . Для возбуждения флуоресценции использовали излучение от светодиодов с максимумом на длине волны 380 нм . Оптический фильтр УФС-2 использовался для подавления длинноволновой части спектра возбуждающего излучения. В процессе эксперимента регистрировалась временная зависимость спектров флуоресценции материалов.

На рис. 4 приведены зависимости интенсивности спектров флуоресценции пяти одинаковых образцов из х.с.м. А380 на длине волны $\lambda = 420 \text{ нм}$ от времени. Аналитическая ячейка с образцами продувалась поочередно парами бензола различных концентраций ($160, 310, 520, 700, 900, 1050, 1250$ и 1600 мг/м^3) и чистым газом-носителем (атмосферным воздухом). Отклики образцов происходили одновременно и с одинаковыми амплитудами, что демонстрирует эквивалентность условий для всех образцов.

На рис. 5а и 5б представлены аналогичные зависимости для эксперимента с образцами из пяти различных х.с.м. (А380, А380ТМС, КРОМ, КОН, НР). В ячейку подавались пары 8 различных концентраций бензола ($320\text{--}3200 \text{ мг/м}^3$), толуола

($70\text{--}700 \text{ мг/м}^3$), п-ксилола ($10\text{--}100 \text{ мг/м}^3$), а также их смеси. Между подачами паров различных веществ ячейка продувалась чистым воздухом. Общая длительность эксперимента составила более 50 ч .

На рис. 6 представлены полученные в эксперименте № 2 спектры флуоресценции образцов х.с.м. в чистом воздухе и под воздействием паров п-ксилола в отмеченные на рис. 5 моменты времени t_1 и t_2 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан экспериментальный комплекс для автоматизированных высокопроизводительных скрининговых исследований фотолуминесцентных хемосенсорных материалов в многокомпонентных парогазовых смесях летучих органических соединений. Комплекс позволяет проводить систематические исследования функциональных характеристик х.с.м. и оптимизировать характеристики матричных сенсоров на их основе. Основные технические характеристики комплекса: количество одновременно анализируемых образцов х.с.м. — до 5; минимальное среднее время скрининга образцов х.с.м. по 10 концентрациям парогазовой смеси $< 15 \text{ мин}$, количество компонентов парогазовой смеси — до 4; диапазон относительных концентраций аналитов в смесях — от 0.5 млн^{-1} .

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по государственному заданию Федерального научно-исследовательского центра «Кристаллография и фотоника» РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Spinelle L., Gerboles M., Kok G., Persijn S., Sauerwald T. // *Sensors*. 2017. V. 17. № 7. P. 1520. doi 390/s17071520
2. Ionov D.S., Yurasik G.A., Kononevich Y.N., Sazhnikov V.A., Muzafarov A., Alfimov M.V. // *Procedia Eng.* 2016. V. 168. P. 341. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2016.11.115>
3. Arias Espinoza J.D., Sazhnikov V.A., Smits E., Ionov D.S., Kononevich Y., Yakimets I., Alfimov M., Schoo H.F.M. // *J. Fluoresc.* 2014. V. 24. № 6. P. 1735. <https://doi.org/10.1007/s10895-014-1462-4>
4. Johansson C.I. Doctoral dissertation. Simon Fraser University. 1994. December. <http://summit.sfu.ca/system/files/iritems1/6530/b16962734.pdf>
5. Ionov D.S., Sazhnikov V.A., Yurasik G.A., Antonov A.V., Kononevich Y.N., Alfimov M.V. // *High Energy Chem.* 2015. V. 49. № 3. P. 210. <https://doi.org/10.1134/S0018143915030091>

6. *Askim J.R., Mahmoudi M., Suslick K.S.* // Chem. Soc. Rev. 2013. V. 42. № 22. P. 8649.
<https://doi.org/10.1039/C3CS60179J>
7. *Chen P.-Z., Niu L.-Y., Chen Y.-Z., Yang Q.-Z.* // Coord. Chem. Rev. 2017. V. 350. P. 196.
<https://doi.org/10.1016/j.ccr.2017.06.026>
8. *Ионов Д.С., Сажников В.А., Юрасик Г.А., Сафонов А.А., Кононевич Ю.Н., Алфимов М.В.* // Химия высоких энергий. 2018. Т. 52. № 6. С. 473.
9. High-Throughput Analysis / Eds. R.A. Potyrailo, E.J. Amis. Boston, MA: Springer US, 2003.
<https://doi.org/10.1007/978-1-4419-8989-5>
10. Combinatorial and High-Throughput Discovery and Optimization of Catalysts and Materials / Eds. R.A. Potyrailo, W.F. Maier. Boca Raton: CRC Press, 2006.
<https://doi.org/10.1201/9781420005387>
11. *Maier W.F., Stöwe K., Sieg S.* // Angew. Chemie Int. Ed. 2007. V. 46. № 32. P. 6016.
<https://doi.org/10.1002/anie.200603675>
12. *Potyrailo R., Rajan K., Stoewe K., Takeuchi I., Chisholm B.* // ACS Comb. Sci. 2011. V. 13. № 6. P. 579.
<https://doi.org/10.1021/co200007w>
13. *Potyrailo R.A., Mirsky V.M.* Combinatorial Methods for Chemical and Biological Sensors. NY: Springer, 2009.
https://doi.org/10.1007/978-0-387-73713-3_21
14. *Hubble L.J., Cooper J.S., Sosa-Pintos A., Kiiveri H., Chow E., Webster M.S., Wiczorek L., Raguse B.* // ACS Comb. Sci. 2015. V. 17. № 2. P. 120.
<https://doi.org/10.1021/co500129v>
15. *Mao Z., Wang J., Gong Y., Yang H., Zhang S.* // Micro-machines. 2018. V. 9. № 11. P. 606.
<https://doi.org/10.3390/mi9110606>
16. *Siemons M., Koplin T.J., Simon U.* // Appl. Surf. Sci. 2007. V. 254. № 3. P. 669.
<https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2007.06.073>
17. *Potyrailo R.A., May R.J.* // Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. № 3. P. 1277.
<https://doi.org/10.1063/1.1448905>
18. *Potyrailo R.A., Leach A.M., Surman C.M.* // ACS Comb. Sci. 2012. V. 14. № 3. P. 170.
<https://doi.org/10.1021/co200112s>
19. *Samain F., Dai N., Kool E.T.* // Chem. – A Eur. J. 2011. V. 17. № 1. P. 174.
<https://doi.org/10.1002/chem.201002836>
20. *Хлебунов А.А., Ионов Д.С., Комаров П.В., Аристархов В.М., Сажников В.А., Петров А.Н., Алфимов М.В.* // ПТЭ. 2009. № 1. С. 145.
21. МИ 3097-2008 “Методика приготовления аттестованных газовых и парогазовых смесей с использованием динамических установок “Микрогаз-Ф”.
22. S2000 Spectrometer Data Sheet. Ocean Optics, Inc. 2019.
<https://oceanoptics.com/wp-content/uploads/OEM-Data-Sheet-S2000.pdf>
23. Data handling in science and technology (Book Series). Practical data analysis in chemistry (V. 26) / Eds. M. Maeder, Y.-M. Neuhold. Amsterdam: Elsevier, 2007. V. 26. P. 326.
24. *Ионов Д.С., Юрасик Г.А., Кононевич Ю.Н., Сурин Н.М., Свидченко Е.А., Сажников В.А., Музафаров А.М., Алфимов М.В.* // Российские нанотехнологии. 2017. Т. 12. № 7–8. С. 13.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 550.34.038.8

**ШИРОКОПОЛОСНЫЙ АКСЕЛЕРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СОБСТВЕННЫХ ШУМОВ ЗЕМЛИ**

© 2020 г. А. С. Черепанцев^{а,*}, В. А. Салтыков^б

^а *Институт компьютерных технологий и информационной безопасности Южного федерального университета
Россия, 347928, Таганрог Ростовской обл., пер. Некрасовский, 44*

^б *Камчатский филиал ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН”
Россия, 683006, Петропавловск-Камчатский, бульвар Пийпа, 9*

**e-mail: acherepantsev@sfedu.ru*

Поступила в редакцию 01.08.2019 г.

После доработки 23.08.2019 г.

Принята к публикации 25.08.2019 г.

Рассмотрена физико-математическая модель акселерометра для регистрации сверхмалых колебаний поверхности (10^{-10} – 10^{-11} м) в диапазоне частот десятки герц, работающего на основе S-моды изгибных колебаний. Результаты моделирования позволили не только сравнить основные расчетные характеристики с экспериментальными параметрами имеющегося макета акселерометра, но и исследовать изменение свойств акселерометра при изменении механических и электрических параметров конструкции. Возможность включения последовательной серии биморфных элементов позволяет повысить чувствительность на выходе преобразователя до $10 \text{ В} \cdot \text{с}^2/\text{м}$ в рабочей полосе частот 10–100 Гц, что более чем на порядок превышает чувствительность имеющихся в настоящее время широкополосных систем, выполненных на основе пьезокерамических преобразователей. Резонансная частота акселерометра 520 Гц, поперечная чувствительность $\leq 1\%$. Описаны методика и особенности опытной регистрации сейсмических шумов акселерометром на сейсмостанции “Начики” на Камчатке. Показана эффективность использования системы регистрации для наблюдения приливных эффектов в сейсмических шумах.

DOI: 10.31857/S0032816220010115

ВВЕДЕНИЕ

Частотный диапазон 10–100 Гц фоновых колебаний поверхности Земли, обусловленных внутренними тектоническими процессами, является верхней границей рабочего диапазона стандартной аппаратуры сейсмических наблюдений и нижней границей технических вибраций. Однако чувствительность высокочастотных сейсмометров и низкочастотных датчиков вибраций является недостаточной для надежной регистрации эндогенных шумов Земли [2].

Для решения этой задачи предложен акселерометр, использующий сложную моду изгиба упругой биморфной пьезокерамической пластины [1–3]. Вместо традиционно используемой модели заделанной биморфной пластины с инерционной массой на свободном конце [4] нами рассмотрена S-мода изгиба пластины. Такая форма изгиба позволяет увеличить “рабочую” область деформации пьезокерамического преобразователя (рис. 1). Преимуществами предложенной конструкции являются использование не одиночного, а набора изгибных преобразователей, а также возможность

уменьшения коэффициента поперечной чувствительности и чувствительности к вращательным колебаниям.

Механическая конструкция акселерометра [3] содержит большое число конструктивных элементов, определяющих характеристики системы. Так, исходя из конкретной задачи регистрации выбранного выходного электрического параметра (напряжения или заряда), параметры конструкции могут существенно меняться.

Для выбора и оптимизации параметров конструкции, обеспечивающих выполнение поставленной задачи наблюдений, имеет смысл использовать современные возможности моделирования. В данной работе использован программный пакет Comsol Multiphysics 5.4 для комплексного решения физических задач на основе метода конечных элементов. Физические разделы механической теории упругости и электростатики позволяют полностью промоделировать как работу упругой механической системы акселерометра, так прямой и обратный пьезоэлектрические эффекты преобразователя. Программная среда включает основные этапы моделирования: опре-

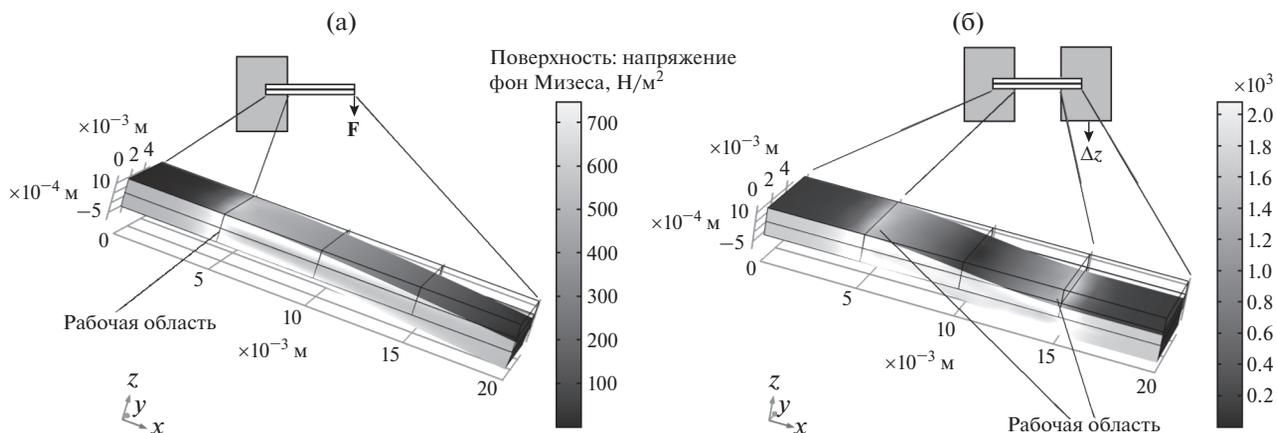


Рис. 1. Распределение эквивалентного напряжения по Мизесу (характеристика потенциальной энергии формоизменения) на поверхности биморфной пластины при различной форме ее изгиба: **а** – модель заделанного биморфа с одной стороны и приложенной вертикальной силы **F** к свободной границе с другой стороны; **б** – модель двухсторонне заделанного биморфа со смещением на величину Δz , формирующая S-моду изгиба. На рисунке схематически представлены области заделки пластин и участки рабочей поверхности пластин с максимальной деформацией и концентрацией поверхностного заряда.

деление геометрических параметров, физических параметров используемых материалов, визуализацию и исследование результатов.

КОНСТРУКЦИЯ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ АКСЕЛЕРОМЕТРА

Исходным шагом при моделировании физического процесса в пакете Comsol Multiphysics является задание геометрии объектов. На рис. 2 представлена расчетная конструкция акселерометра. Она представляет собой колебательную механическую систему, где в качестве пружин используются пьезокерамические пластины. Концы пластин заделаны в соединительные муфты так, чтобы при растяжении и сжатии пружин достигался S-образный изгиб пластин. Конструкция пружины содержит две биморфные пластины. Это минимальное количество пластин для достижения искомой формы изгиба. При необходимости по-

нижения жесткости пружины количество пластин может быть увеличено. Для компенсации синфазных компонент механических колебаний рассмотрено дифференциальное включение упругих элементов: пружины, расположенные над инерционной массой, испытывают сжатие, а пружины, расположенные под инерционной массой, растягиваются (см. рис. 2). Результаты моделирования сопоставлялись с характеристиками реального макета (рис. 3), в каждом дифференциальном плече которого установлено по три упругих элемента, включающих в себя пару пьезокерамических биморфных пластин.

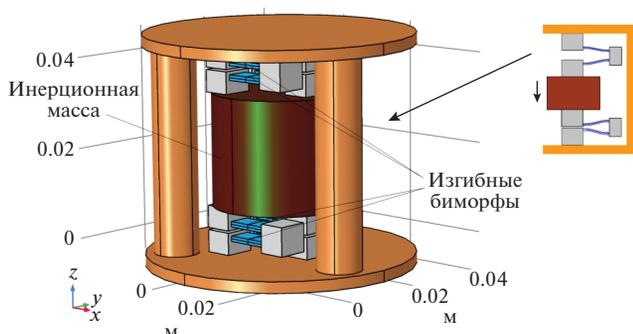


Рис. 2. Модельная геометрия конструкции акселерометра, построенная в Comsol Multiphysics.



Рис. 3. Макетный образец акселерометра с S-образным изгибом биморфных пьезокерамических пластин: **а** – внешний вид; **б** – расположение элементов конструкции акселерометра.

Конструкция акселерометра содержит верхний и нижний упругие подвесы, инерционную массу, электронную плату предварительного усилителя. Предварительный усилитель представляет собой дифференциальный усилитель заряда с коэффициентом усиления 10, который предпочтителен при работе на высокоомную нагрузку. Как отмечено выше, для достижения нужной формы изгиба пластин использовано дифференциальное крепление упругих элементов. Для снятия выходного напряжения или заряда с электрода, напыленного на поверхность пластины, электрод разделен на два электрода, соответствующих областям сжатия и растяжения на отдельной пластине. Таким образом обеспечивается снятие разнополярных сигналов с отдельной пластины и соответственно дифференциальный характер выходного сигнала.

Биморфные пластины выполнены из пьезокерамики марки ЦТС-19, имеют размер $12 \times 5 \times 1.4$ мм и жестко заделаны в муфты. Муфты изготовлены из полиэфирной смолы, армированной стекловолокном. Инерционная масса колебательной системы акселерометра равна 350 г. Инерционная масса, стойки подвеса и основание прибора выполнены из латуни ЛС59-1.

Для сопоставления характеристик модели с действующим макетом рассмотрены параметры преобразователя ускорения основания $\Delta \ddot{z}$ при гармоническом воздействии в разность потенциалов ΔU на обкладках пластин. При этом использована последовательная коммутация снимаемых напряжений с отдельных пружин-преобразователей. Для модели выбрана пьезокерамика марки PZT-5, близкая по характеристикам к использованной в макете пьезокерамике ЦТС-19.

Одной из особенностей рассматриваемого акселерометра является режим движения инерционной массы в строго вертикальном направлении (расположение соответствует рис. 2). Такая конструкция предполагает минимизацию вклада в регистрируемый сигнал компонент колебаний по горизонтальным направлениям. Как правило, чувствительность имеющихся на рынке датчиков к ортогональным направлениям движения составляет 3–5%. Еще одной особенностью акселерометра является наличие в конструкции колебательной системы дополнительных механических контуров, которые могут влиять на линейность характеристик прибора в рабочей полосе частот.

С целью анализа указанных особенностей проведены модельные расчеты амплитудно-частотной характеристики акселерометра в широкой полосе частот, 1–2500 Гц, при трех ортогональных направлениях колебаний основания с постоянной величиной ускорения $a = 0.1$ м/с² (рис. 4).

Расчетное значение чувствительности акселерометра $H_Z = 29$ В · с²/м в рабочей полосе частот

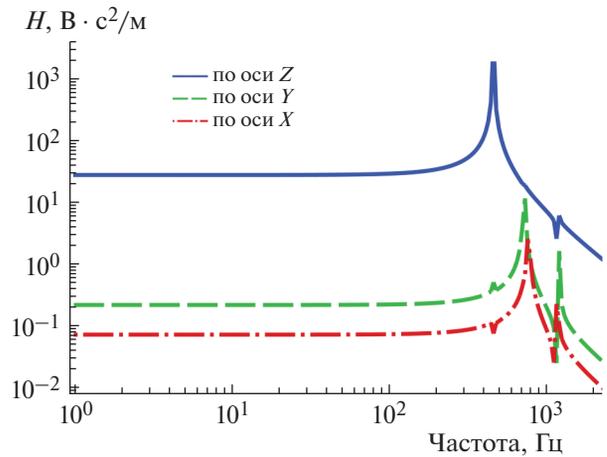


Рис. 4. Амплитудно-частотная характеристика модели акселерометра, ориентированного вертикально (по оси Z) по ускорению, в трех взаимно перпендикулярных направлениях X, Y, Z.

10–100 Гц более чем на порядок превышает чувствительность имеющихся в настоящее время широкополосных систем, выполненных на основе пьезокерамических преобразователей [4, 5]. С учетом использования прецизионных малошумящих усилителей, имеющихся в настоящее время на рынке, такая чувствительность достаточна для регистрации ускорений $a_{\min} = 1 \cdot 10^{-7}$ м/с², что соответствует смещениям $4 \cdot 10^{-12}$ м на частоте 30 Гц, т.е. минимальным наблюдаемым уровням высокочастотного сейсмического шума.

Экспериментальное значение чувствительности для макета акселерометра (рис. 3) составило $H_Z = 10$ В · с²/м, что близко к расчетной оценке. Повышенное расчетное значение может быть связано как с использованием в макете иной марки пьезокерамики, так и с более высокой резонансной частотой макетного акселерометра ($f_{\text{модель}} = 455$ Гц, $f_{\text{макет}} = 520$ Гц).

Чувствительность акселерометра к ускорениям в ортогональных X-, Y-направлениях: $H_Y = 0.2$ В · с²/м, $H_X = 0.75$ В · с²/м – не превышает 0.1%, что существенно при проведении прецизионных измерений. Направления X, Y соответствуют расположению модели, указанному на рис. 2. Столь малая величина обусловлена эффектом дифференциального включения преобразовательных элементов как в механической, так и в электрической части. На рис. 5 представлены распределения по поверхности пьезопластины плотности зарядов при различных направлениях воздействующего ускорения. Как следует из распределений, при направлении ускорений вдоль оси Z плотность заряда в областях максимальных деформаций (см. рис. 1б) имеет противоположные знаки и при дифференциальном включении суммируется. При ускорениях в

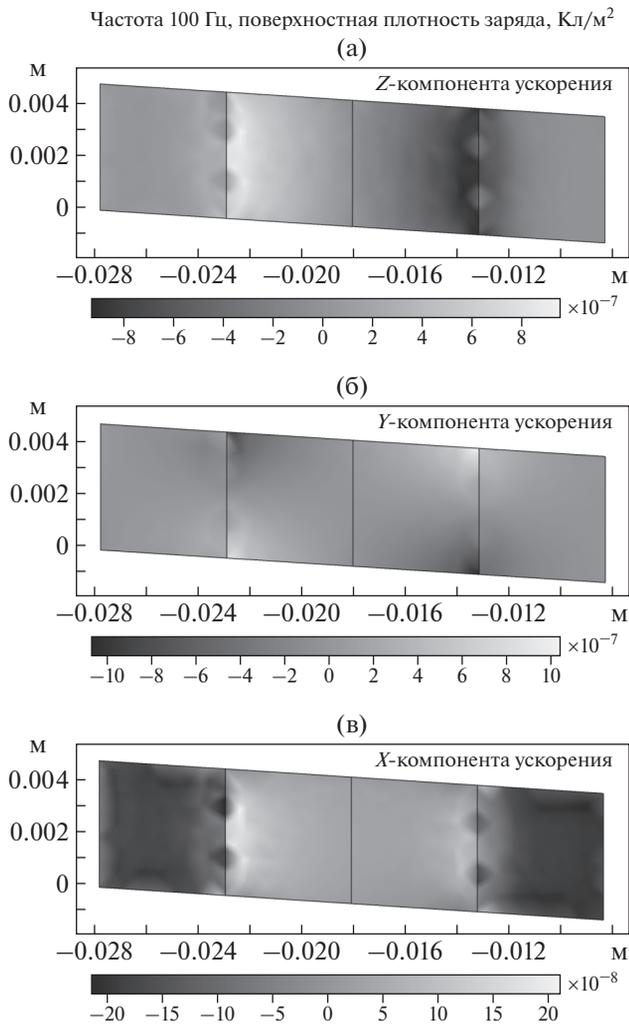


Рис. 5. Поверхностная плотность распределения заряда на поверхности биморфной пластины для акселерометра, ориентированного по оси Z , при различных направлениях действующего ускорения его основания: **а** – по оси Z ; **б** – по оси Y ; **в** – по оси X .

направлениях X , Y плотность заряда однополярная и соответственно компенсируется. Дополнительным фактором снижения чувствительности по X -, Y -направлениям является повышение жесткости упругой системы и соответственно увеличение резонансной частоты: $f_Z = 455$ Гц, $f_Y = 740$ Гц, $f_X = 800$ Гц.

Использованный программный пакет физического моделирования позволяет получить не только численный набор собственных частот колебаний сложной конструкции, но и визуализировать моды колебаний отдельных элементов, определяющих данный колебательный контур. Основной паразитный резонанс по Z -направлению определяется колебаниями пластин, нагруженных массой соединительной муфты, $f_{Z1} = 1050$ Гц. Он оказывается существенно выше рабочей полосы,

и его эффект может быть снижен при использовании антиалайзинговой низкочастотной фильтрации (фильтрации для устранения эффекта наложения спектров).

Анализ полученного поверхностного распределения заряда на биморфной пьезокерамической пластине (рис. 5) указывает на высокую неоднородность распределения. Основная часть заряда концентрируется в области, прилегающей к границам крепления пластин. При этом в центральной области пластин поверхностная плотность близка к нулю. Это позволяет дополнительно повысить коэффициент электромеханической связи путем ограничения поверхности электрода частью поверхности с максимальной плотностью заряда. Модельный расчет показывает, что при уменьшении поверхности электродов в три раза снимаемый заряд составит 0.9 от исходного. При этом коэффициент электромеханической связи возрастет в $0.9 \cdot 3 = 2.7$ раза.

В заключение следует отметить, что возможности моделирования характеристик акселерометра в пакете COMSOL Multiphysics намного больше рассмотренных в данной работе. Пакет позволяет исследовать различные температурные режимы, предельные прочностные нагрузки, влияние воздействия электромагнитных помех и т.д. Это дает возможность решить основную задачу построения акселерометра с учетом поставленных требований и особенностей эксплуатации. В данном случае анализ модели ограничивался вопросом регистрации сверхмалых колебаний поверхности в полосе частот, составляющей десятки герц.

Коммутация шести пружин, входящих в упругий подвес, может быть обеспечена различными способами и определяется решаемой задачей. При коммутации пружин с дифференциальным выходом появляется возможность проведения калибровки и оценки чувствительности системы. Для этого используется обратный пьезоэффект, когда одна из групп (верхняя или нижняя) пружин работает в режиме двигателя, а другая – в режиме генератора напряжения. Используя метод электромеханических аналогий, можно получить оценочные соотношения [6].

Будем предполагать, что биморфные пружины имеют одинаковые электрические и механические параметры. Исходными данными являются значения напряжения на стороне генератора при подаче напряжения заданной величины и частоты на стороне двигателя $U_r = \Phi(U_d)$. Оценка амплитудно-частотной характеристики включает в себя два этапа: расчет коэффициента электромеханической трансформации N и последующий расчет зависимости выходного напряжения от ускорения основания.

В расчетах используются параметры акселерометра, которые можно экспериментально изме-

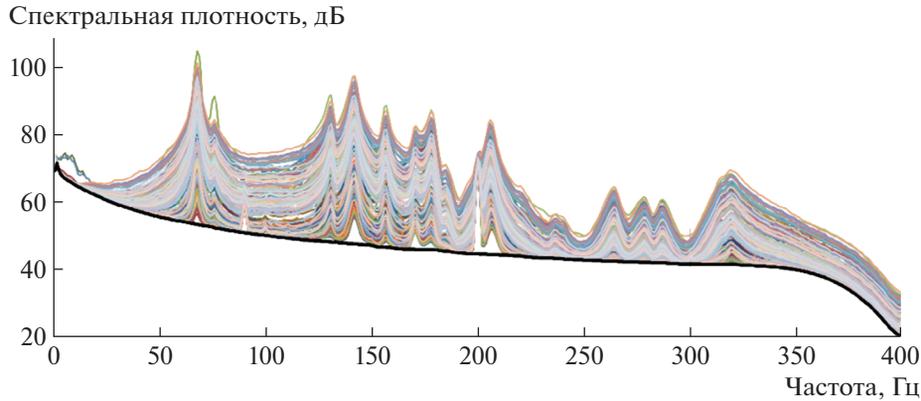


Рис. 6. Пример спектров часовых отрезков сейсмического шума, полученных на сейсмостанции “Начики” (Камчатка) (200 шт., 31.01.2014 8:00 – 08.02.2014 15:00). Минимальные значения соответствуют спектру собственных шумов аппаратуры (жирная линия).

речь: инерционная масса колебательной системы M , электрическая емкость биморфной пластины C , собственная частота колебаний ω_0 , механическая добротность Q , отношение амплитуд напряжений на стороне генератора и двигателя $\delta = U_r(\omega_0)/U_d(\omega_0)$. Тогда, исходя из электрической схемы работы в режиме электромеханоэлектрического преобразователя:

$$N = \sqrt{\frac{\delta}{1-\delta} \frac{M\omega_0 C}{Q}}. \quad (1)$$

Зная величину N , для оценки амплитудно-частотной характеристики справедливо выражение:

$$H(\omega) = \frac{2MN}{4N^2 + MC\omega_0^2 - MC\omega^2 + j\omega \frac{MC\omega_0}{Q}}. \quad (2)$$

В соотношении (2) учтено, что в рабочем режиме работы акселерометра верхняя и нижняя группы пружин находятся в режиме генератора.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПРИЛИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В СЕЙСМИЧЕСКОМ ШУМЕ

Подходы к построению широкополосного акселерометра с повышенной чувствительностью открывают новые перспективы в исследовании сейсмических шумов и, в частности, их использования в целях прогноза землетрясений и исследования предвестников. Это было продемонстрировано при опытной эксплуатации акселерометра.

Широкополосный акселерометр был установлен на постаменте сейсмостанции “Начики” (Камчатка). Регистрация широкополосного сейсмического сигнала акселерометром проводилась одновременно с использованием узкополосной аппаратуры [7]. Задачей такого эксперимента ста-

вилась не только опытная эксплуатация прибора, но и сопоставление получаемых при его использовании результатов с материалами режимных наблюдений сейсмического шума узкополосной аппаратурой, организованных в Камчатском филиале ФИЦ “Единая геофизическая служба РАН” и ориентированных на мониторинг напряженно-деформированного состояния среды.

Первичный анализ включал в себя построение ежечасовых спектров сейсмического шума. На рис. 6 представлены 200 спектров. Спектр сигнала представляет собой набор компонент со стабильным соотношением их спектральных плотностей. Преимуществом регистрации сигнала с использованием предлагаемого прибора по сравнению с узкополосной регистрацией стала возможность выделения частот с наибольшим соот-

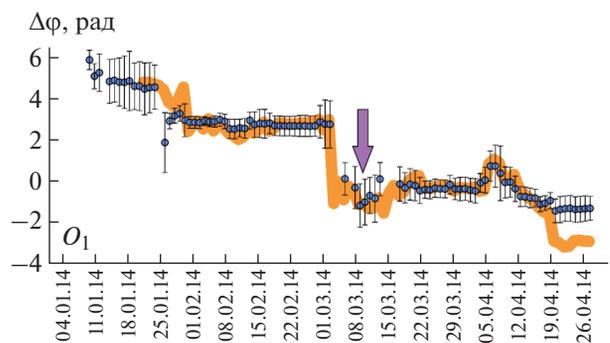


Рис. 7. Сопоставление временного хода фазового сдвига $\Delta\varphi$ приливной компоненты сейсмического шума при узкополосной ($f = 30$ Гц) (точки) и широкополосной (сплошная линия) регистрации относительно приливной волны O_1 . Стрелка указывает на время землетрясения 10 марта 2014 г. Магнитуда землетрясения $M_L = 5.0$, широта $\varphi = 52.06^\circ$ с.ш., долгота $\lambda = 157.83^\circ$ в.д., глубина $H = 136$ км, эпицентральное расстояние $\Delta = 115$ км.

ношением сигнал/шум, а также частот, на которых сигнал имеет заведомо техногенное происхождение (как пример, частоты 90 и 200 Гц на рис. 6). Выявленная устойчивость во времени частот, соответствующих спектральным максимумам, стала важным методическим результатом. Это позволило использовать разработанную для узкополосной регистрации процедуру мониторинга приливной компоненты сейсмического шума [8], включающую в себя расчет в скользящем временном окне амплитуды и фазы приливных вариаций спектра сейсмического шума. Приливное воздействие проявляется как периодическое (в соответствии с периодом волн, формирующих земные приливы) изменение амплитудного спектра сейсмического шума. Ранее [9] отмечалось, что в период подготовки сильного близкого землетрясения наблюдается стабилизация фазового сдвига между приливными вариациями амплитуды сейсмического шума и непосредственно приливным воздействием и последующее резкое изменение этого сдвига на 180° . Подобный эффект был получен и по данным опытной эксплуатации широкополосного акселерометра (рис. 7). Причем большим преимуществом по сравнению с узкополосной регистрацией стала возможность использования набора частот, а не единственной резонансной частоты и последующее усреднение получаемого временного хода, что позволило существенно уменьшить погрешность получаемых оценок.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе эксперимента подтверждена возможность использования акселерометра для регистрации сверхмалых колебаний поверхности Земли в широком частотном диапазоне.

Высокочастотный широкополосный акселерометр повышенной чувствительности позволил

провести уникальный эксперимент по выделению перед сильным землетрясением фазовых изменений модуляции сверхслабых высокочастотных собственных шумов Земли, вызванных приливными деформационными процессами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 17-05-00185-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Черепанцев А.С.* // В сб. Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России: труды Третьей научно-технической конференции. (9–15 октября 2011 г. Петропавловск-Камчатский) Петропавловск-Камчатский: ГС РАН, 2011. С. 410.
2. *Черепанцев А.С.* // Вестник Камчатской региональной организации Учебно-научный центр. Серия: Науки о Земле. 2014. № 1. С. 50.
3. *Черепанцев А.С., Салтыков В.А., Кугаенко Ю.А., Воропаев П.В.* // Сейсмические приборы. 2017. Т. 53. № 1. С. 29.
4. *Manfred Weber* Metra Mess- und Frequenztechnik in Radebeul e.K. <https://www.mmf.de/theorie.htm>
5. Seismic Accelerometer, Model 393B31, Specification Sheet, PCB Piezotronics. 2009. <http://www.pcb.com/>
6. *Аронов Б.С.* Электромеханические преобразователи из пьезоэлектрической керамики. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990.
7. *Салтыков В.А., Сеницын В.И., Чебров В.Н., Кугаенко Ю.А.* // Сейсмические приборы. 2009. Т. 45. № 2. С. 24.
8. *Салтыков В.А., Кугаенко Ю.А., Сеницын В.И., Чебров В.Н.* // Вулканология и сейсмология. 2008. № 2. С. 110.
9. *Салтыков В.А.* // Физика Земли. 2017. № 2. С. 84.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 535.417+681.787

**ПРИМЕНЕНИЕ ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИИ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ
АРТЕФАКТОВ ДВИЖЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ
КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ**

© 2020 г. С. Ю. Ксенофонов^{а,*}, П. А. Шилягин^а, Д. А. Терпелов^а,
А. А. Новожилов^а, В. М. Геликонов^а, Г. В. Геликонов^а

^а Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”
Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

*e-mail: xen@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 02.08.2019 г.

После доработки 02.08.2019 г.

Принята к публикации 08.08.2019 г.

Описано применение вычислительных методов, предназначенных для коррекции искажений в спектральной оптической когерентной томографии, обусловленных быстрыми перемещениями зонда относительно исследуемого объекта. Описанная методика предназначена для использования в эндоскопии или при исследовании наружных биотканей при помощи зонда, удерживаемого в руке. Эффективность методики подтверждена экспериментально.

DOI: 10.31857/S003281622001005X

ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена задачам практической реализации биомедицинских диагностических приборов, использующих методы спектральной оптической когерентной томографии (о.к.т.). Спектральная о.к.т. [1] известна как метод неинвазивного исследования приповерхностных внутренних структур биологических тканей (in vivo). Этот метод основан на зондировании исследуемого объекта маломощным низкокогерентным инфракрасным излучением. В данном методе осуществляется прием интерферометрическим способом инфракрасного излучения, рассеянного в обратном направлении внутренними неоднородностями исследуемой ткани. Последующая математическая обработка оптического спектра интерферометрического сигнала позволяет получить представление о пространственном распределении рассеивающих неоднородностей внутри исследуемого образца. Метод спектральной о.к.т. позволяет обеспечить сравнительно высокую скорость исследования (в данном случае >20000 А-сканов/с) и высокое пространственное разрешение (~10 мкм).

В этой статье рассматриваются о.к.т.-системы, разработанные в ИПФ РАН. Они предназначены для эндоскопических исследований и для исследований приповерхностных тканей живого организма. В частности, в качестве иллюстраций в данной статье используются результаты о.к.т.-исследования барабанной полости уха человека.

Важной особенностью применения рассматриваемых о.к.т.-систем является то, что пользователь оценивает расположение зонда относительно исследуемой ткани, а также осуществляет поиск интересующего его участка ткани непосредственно по о.к.т.-изображениям, предоставляемым ему в реальном времени. Если в результате интенсивных (быстрых) смещений зонда относительно исследуемого объекта происходят те или иные искажения, то такие артефакты сильно затрудняют практическое использование о.к.т.-системы. Данная статья посвящена методам обработки сигналов, предназначенным для компенсации влияния на качество о.к.т.-изображений перемещений зонда в процессе поиска необходимого участка исследования.

**СТРУКТУРА СПЕКТРАЛЬНОЙ
О.К.Т.-СИСТЕМЫ**

Данные о.к.т.-системы основаны на использовании одномодовой волоконной оптики и соответствующих оптических элементов. В основе схемы, представленной на рис. 1, лежит тандемное сочетание измерительного интерферометра Физо и компенсирующего интерферометра Майкельсона. Такая схема известна в литературе как common path ОСТ [2]. Излучение инфракрасного диапазона при распространении в исследуемой среде испытывает обратное рассеяние и возвра-

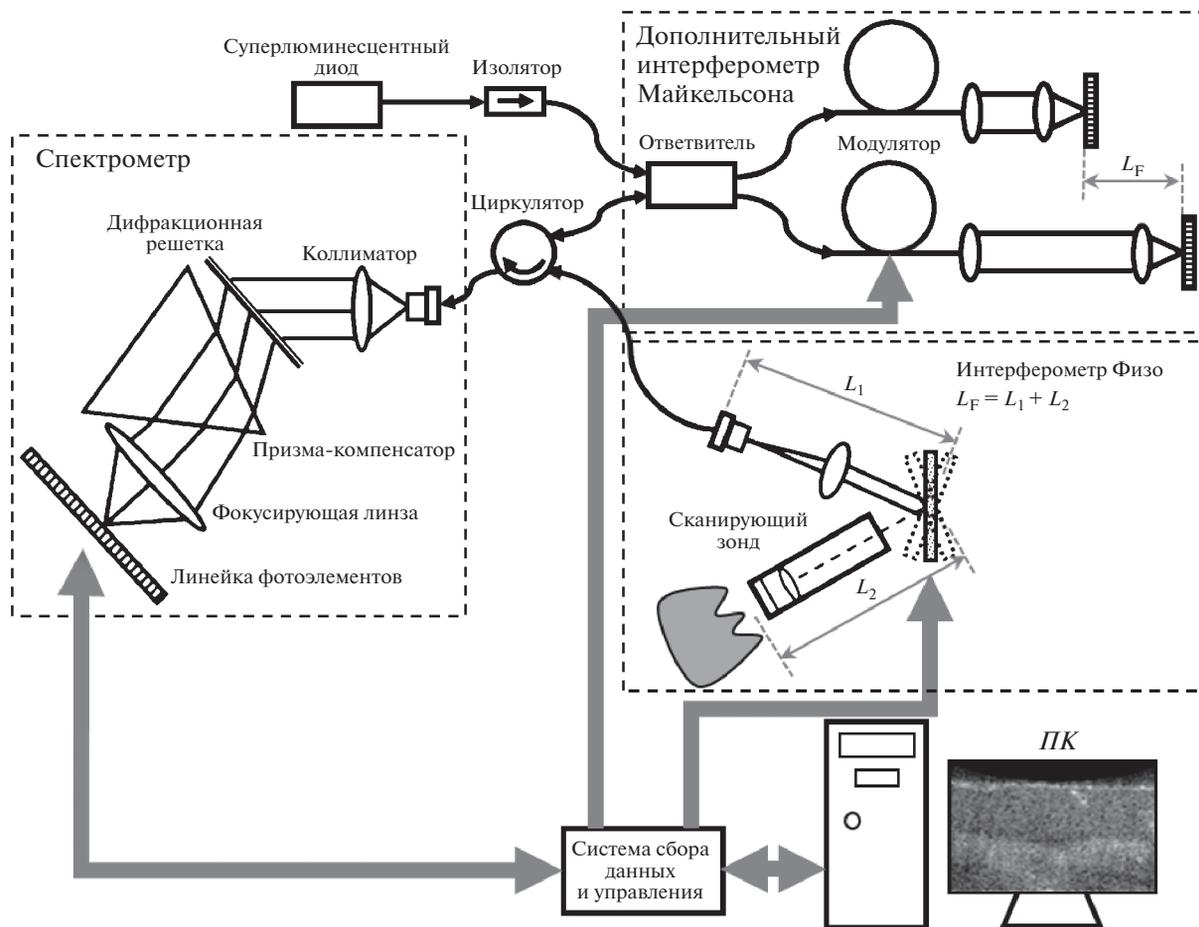


Рис. 1. Структурная схема спектральной о.к.т.-системы на основе интерферометра Физо.

щается в волоконный тракт устройства, где смешивается с опорным излучением, отраженным от торца оптического волокна в сканирующем зонде.

Образуемый оптическими неоднородностями исследуемой среды и торцом волокна интерферометр Физо имеет длину базы, многократно превышающую длину когерентности излучения, детектируемого одним фотоприемным элементом. Возможность регистрации интерференции обеспечивается предварительной пространственной модуляцией спектра зондирующего излучения с использованием дополнительного интерферометра Майкельсона с разностью длин плеч, соответствующей минимальной длине базы интерферометра Физо L_F .

В данной схеме оптическое излучение на выходе оптоволоконной системы раскладывается на спектральные компоненты. Для этого в схеме на рис. 1 реализован спектрометр на базе дифракционной решетки.

С целью исключения необходимости процедуры передискретизации регистрируемых отсчетов (для ликвидации их неэквидистантности по оп-

тической частоте) в схеме рис. 1 применяются специальные призмы [3, 4]. Данный метод позволяет использовать быстрое преобразование Фурье (б.п.Ф.) при дальнейшей математической обработке.

Для регистрации спектральных компонент используется сенсор на основе линейки InGaAs-фотоэлементов.

Функции обработки и управления в схеме рис. 1 выполняет стандартный персональный компьютер (ПК). Для связи с ПК через стандартный интерфейс USB используется специальная схема сбора данных и управления [5, 6]. Для получения двумерного томографического среза процедура сбора данных синхронизирована с движением зеркала сканирующей системы.

МОДУЛЯЦИЯ ДЛИНЫ ПРОБЕГА ОПОРНОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ АРТЕФАКТОВ

Основным недостатком спектральной о.к.т. принято считать большое количество факторов, влияющих на возникновение разнообразных ар-

тефактов в искомом изображении внутренней структуры исследуемого объекта.

В основе формирования изображения в спектральном методе о.к.т. лежит следующее. Спектральное распределение, регистрируемое описанной выше о.к.т.-системой, можно представить в виде

$$\tilde{I}(\omega) = S_{AC}(\omega) + S_{CC}(\omega) \cos\left(\frac{2\omega Z}{c}\right), \quad (1)$$

где Z — оптическая разность хода опорной и рассеянной волны, c — скорость света, ω — круговая частота оптического излучения. В выражении (1) выделены автокорреляционная ($S_{AC}(\omega)$) и кросс-корреляционная ($S_{CC}(\omega) \cos(2\omega Z/c)$) составляющие [7].

Если в качестве исследуемого объекта представить только одну границу раздела двух сред с разными показателями преломления (идеализированный случай), то зарегистрированный в этом случае сигнал $\tilde{I}(\omega)$, будет иметь форму, представленную на рис. 2а. Для получения А-скана (элемента о.к.т.-изображения), соответствующего данному случаю (рис. 2б), из сигнала $\tilde{I}(\omega)$ следует исключить автокорреляционную составляющую $S_{AC}(\omega)$ и применить преобразование Фурье [7]. Следует отметить, что на рис. 2б в качестве значений $F(Z)$ представлены значения модуля фурье-преобразования только для положительных значений Z .

Исключить автокорреляционную компоненту $S_{AC}(\omega)$ из $\tilde{I}(\omega)$ можно несколькими способами [7–11]. В основном автокорреляционная составляющая (показана стрелкой на рис. 2а) повторяет форму спектра источника. Но кроме этого она содержит когерентные помехи и результаты нежелательных переотражений в оптическом тракте о.к.т.-системы [7, 8]. Эти факторы являются причиной возникновения автокорреляционных артефактов, присущих спектральным о.к.т.-системам. Поэтому эффективное исключение автокорреляционной составляющей должно максимально подавлять автокорреляционные артефакты и минимально влиять на “полезный” сигнал.

Для решения этой и некоторых других задач в интерферометрической схеме используемой о.к.т.-системы (рис. 1) присутствует модулятор. С его помощью дополнительная оптическая длина пробега опорной волны для каждого следующего А-скана изменяется так, чтобы разность фаз между кросс-корреляционными составляющими соседних А-сканов была $\pi/2$. Другими словами, регистрируемый сигнал в такой о.к.т.-системе имеет вид

$$\tilde{I}_n(\omega) = S_{AC}(\omega) + S_{CC}(\omega) \cos\left(\frac{2\omega Z}{c} + \frac{\pi}{2}n\right), \quad (2)$$

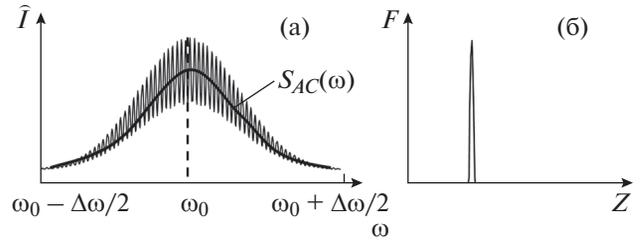


Рис. 2. Результат интерференции (отклик от одной границы раздела двух сред), получаемый на выходе линейки фотоэлементов спектральной о.к.т.-системы (а), и соответствующий восстановленный профиль сигнала в А-скане (б).

где n — текущий номер А-скана. Результат применения данной аппаратной процедуры при регистрации изображения биологического объекта (барабанной перепонки) продемонстрирован на двумерной диаграмме рис. 3.

На рис. 3а представлен регистрируемый сигнал рассматриваемой о.к.т.-системы в виде двумерной диаграммы. Здесь номер пикселя по вертикали (сверху-вниз) соответствует номеру элемента линейки спектрометра (другими словами, номеру спектрального отсчета). Номер пикселя по горизонтали можно интерпретировать как очередное положение зеркала поперечной сканирующей системы или как очередное положение сканирования по оси x (т.е. вдоль поверхности исследуемого образца). С другой стороны, данная координата соответствует времени.

Яркость пикселя на диаграмме соответствует значению $\tilde{I}(\omega)$ в данной точке. Вертикальные столбцы данной диаграммы — это исходные данные А-сканов изображения. Их совокупность составляет В-скан, в представленном на рис. 3а случае число А-сканов — 512. Частота следования А-сканов составляет ~ 20000 Гц. Число элементов в линейке (число спектральных отсчетов) — 512.

Рис. 3б — это результат двумерного б.п.Ф. данных, представленных на рис. 3а. Здесь яркость пикселей соответствует логарифму модуля комплексного результата двумерного б.п.Ф. Область “полезного сигнала” на рис. 3б сосредоточена в левой верхней и правой нижней четверти диаграммы. В данном случае правая и нижняя области диаграммы — это области “отрицательных частот”. Симметрия областей полезного сигнала — это следствие эрмитовости фурье-образа. Таким образом, данные в правой нижней четверти диаграммы не содержат дополнительной информации и являются комплексно-сопряженными данным из левой верхней части. Область “полезного сигнала” смещена по горизонтали на четверть всего диапазона, так как каждый соседний А-скан регистрировался с возрастающим значением фазы ин-

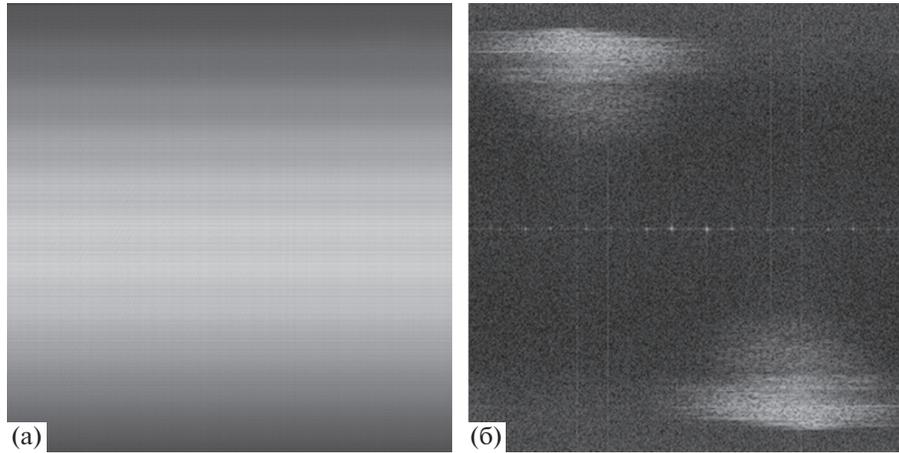


Рис. 3. Двумерная диаграмма исходных данных одного В-скана спектральной о.к.т.-системы (а) и результат их двумерного б.п.Ф. (б).

терференционного сигнала (за счет модуляции) на величину $\pi/2$, что соответствует $\lambda/4$. Такая модуляция производит эквивалентное смещение частоты сигнала из нулевого положения.

Для получения о.к.т.-изображения в данном случае можно совершить следующие преобразования. Исходные данные (рис. 3а) представим как $\hat{I}_{w,x}$, где w – соответствует номеру спектрального отсчета, x – соответствует номеру А-скана в В-скане. Для каждой строки двумерного массива $\hat{I}_{w,x}$ реализуем преобразование Гильберта следующим способом:

$$F'_{w,X} = FFT_x(\hat{I}_{w,x}), \quad (3)$$

$$F'_{w,0} = 0, \quad w \in 0...511, \quad (4)$$

$$F'_{w,X} = 0, \quad w \in 0...511, \quad X \in 256...511, \quad (5)$$

$$I_{w,x} = 2IFFT_X(F'_{w,X}). \quad (6)$$

Результат преобразований (3)–(6) $I_{w,x}$ – это комплексный аналитический сигнал, в котором подавлена автокорреляционная составляющая.

Для синтеза о.к.т.-изображения достаточно получить фурье-образ столбцов двумерного массива $I_{w,x}$ т.е.

$$\hat{F}_{Z,x} = 20 \log_{10}(|FFT_w(I_{w,x})| + 1). \quad (7)$$

Таким образом, $\hat{F}_{Z,x}$ – это двумерное о.к.т.-изображение (массив значений, представленный в децибелах).

Результат визуализации $\hat{F}_{Z,x}$ представлен на рис. 4а. Для сравнения на рис. 4в представлен результат простой совокупности фурье-образов ис-

ходных А-сканов (при подстановке в (7) данных столбцов $\hat{I}_{w,x}$ вместо $I_{w,x}$). Для иллюстрации улучшения соотношения сигнал/шум на рис. 4б представлен результат преобразований (3), (4), (6), т.е. проведено только подавление автокорреляционной составляющей, преобразование (5) не применяется. Гистограмма, представленная на рис. 4г, свидетельствует об уменьшении фонового шума (зона I) примерно на 3 дБ при сохранении уровня “полезного сигнала” (зона II, обе зоны помечены на рис. 4а и 4б). Таким образом, применяемые преобразования (3)–(6) улучшают соотношение сигнал/шум и устраняют автокорреляционные артефакты. Необходимо отметить, что на рис. 4 визуализируются только “положительные” значения координаты Z (в терминах б.п.Ф.). Отображение “отрицательного” диапазона Z , соответствующего большим глубинам, для применяемой о.к.т. системы не целесообразно, так как глубже теряется фокусировка сканирующего пучка.

Следует отметить значение модуляции длины пробега опорной волны (2) для применяемых преобразований. Данный прием (в терминах двумерной диаграммы рис. 3б) позволяет переместить спектральную область “полезного сигнала” из зоны “постоянной составляющей”. В этом случае автокорреляционная и кросскорреляционная компоненты разнесены в фурье-пространстве, что дает возможность отфильтровать “полезный сигнал” с минимальными потерями. Кроме того, в результате такой модуляции длины пробега опорной волны диаграмма рис. 3б становится антисимметричной. За счет этого применяемое преобразование Гильберта компенсирует эрмитовость фурье-образа.

На рис. 5 представлен случай, когда зонд находится дальше от барабанной перепонки, чем в случае рис. 4, при этом разность хода между опорной и

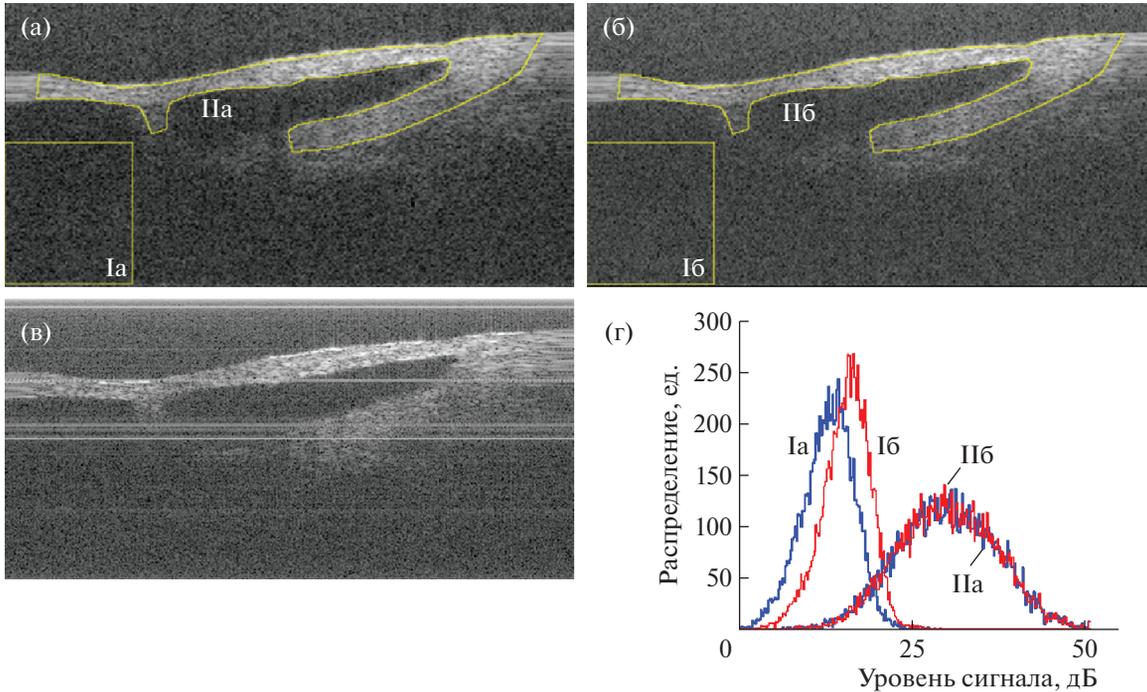


Рис. 4. О.к.т.-изображение: **а** – с применением преобразований (3)–(6), **б** – с применением преобразований (3), (4), (6), **в** – без этих преобразований; **г** – гистограмма значений в зоне фонового шума (I) и в зоне “полезного сигнала” (II) для случаев **а** и **б**. Размер визуализируемой области $\sim 6 \times 3$ мм.

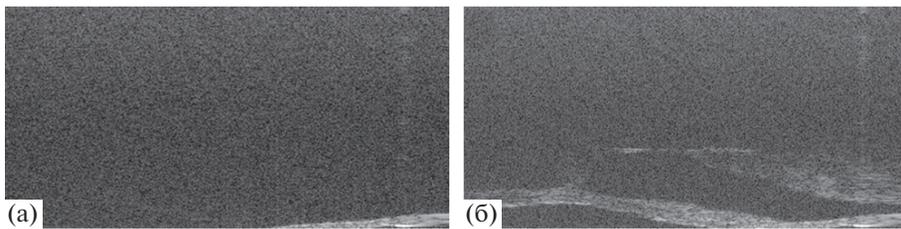


Рис. 5. О.к.т.-изображение во время перемещения зонда: **а** – с применением преобразований (3)–(6), **б** – с применением преобразований (3), (4), (6). Размер визуализируемой области $\sim 6 \times 3$ мм.

рассеянными волнами для части изображения оказывается больше, чем максимальная разрешаемая разность хода, определяемая из условия

$$Z_{\max} = \frac{\pi c N}{2\Delta\omega},$$

где $N = 512$ – число элементов в линейке (число спектральных отсчетов), $\Delta\omega$ – ширина полосы регистрации спектрометра. В случае, когда применяются только преобразования (3), (4), (6) – рис. 5б, на изображении наблюдается перевернутое (“зеркальное” [7]) изображение объекта. При плавном приближении или удалении зонда относительно объекта основное и “зеркальное” изображения [7] (в случае рис. 5б) движутся в противоположных направлениях, что сбивает с толку

неопытного пользователя. Применение преобразований (3)–(6) позволяет подавить “зеркальную” компоненту (рис. 5а), в результате чего на изображении виден только край барабанной перепонки в нижней части изображения, для которого условие дискретизации по разности хода не нарушено.

КОМПЕНСАЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ БЫСТРОМ ПЕРЕМЕЩЕНИИ ЗОНДА

Стоит отметить, что использование модуляции длины пробега опорной волны имеет побочный эффект, который проявляется при быстрых

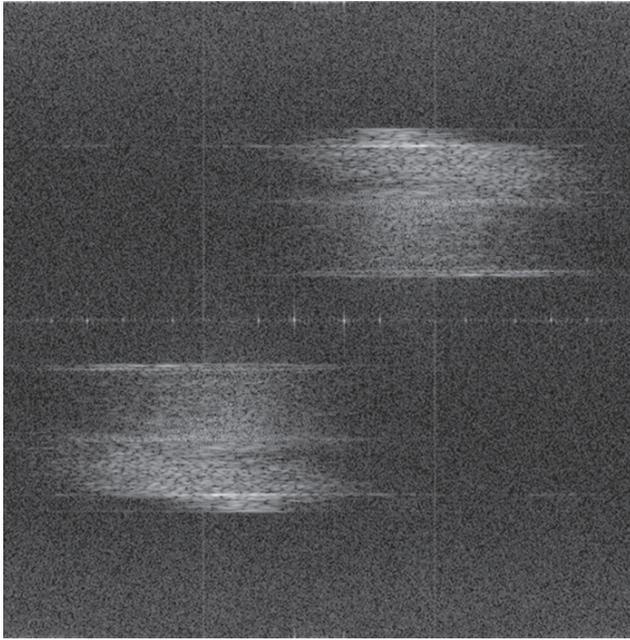


Рис. 6. Результат двумерного б.п.Ф. исходных данных В-скана во время быстрого перемещения зонда относительно исследуемого объекта.

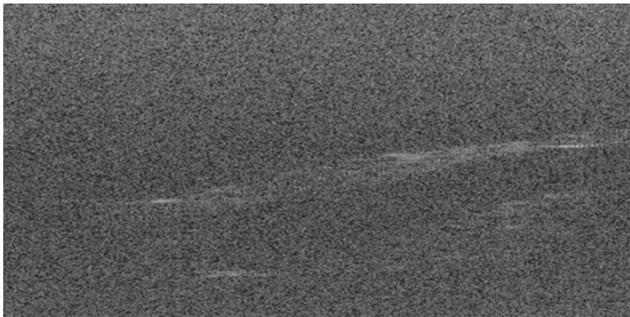


Рис. 7. О.к.т.-изображение В-скана во время быстрого перемещения зонда относительно исследуемого объекта в случае применения преобразования (3)–(6). Размер визуализируемой области ~6 × 3 мм.

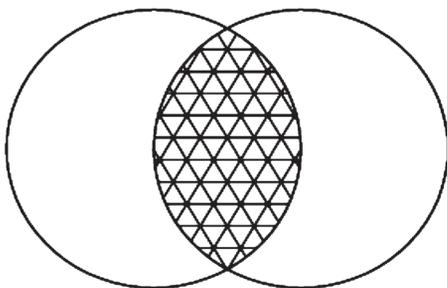


Рис. 8. Перекрывание соседних А-сканов в поперечном направлении.

перемещения зонда относительно исследуемого объекта.

На рис. 6 представлена диаграмма двумерного б.п.Ф. исходных данных В-скана, зарегистрированного во время быстрого удаления зонда от барабанной перепонки. В данном случае области полезного сигнала переместились по горизонтали диаграммы за счет эффекта Доплера, обусловившего возникновение дополнительного составляющей сигнала (2). При этом в верхней половине диаграммы “полезный сигнал” оказался в области “отрицательных” пространственных частот. За счет этого в случае применения преобразования (3)–(6) о.к.т.-изображение будет выглядеть, как показано на рис. 7.

В данном случае видно, что изображение барабанной перепонки теряет яркость или почти исчезает. В некотором смысле данный эффект можно трактовать как следствие нарушения критерия Котельникова для пространственной частоты.

Для разрешения данной проблемы предлагается компенсировать влияние скорости перемещения зонда на смещение фазы спектральных компонент пространственных частот.

Для получения информации о текущей скорости перемещения зонда относительно исследуемого объекта можно воспользоваться частичной коррелированностью соседних А-сканов. Для используемой о.к.т.-системы характерно наличие частичного перекрытия соседних А-сканов, проиллюстрированное на рис. 8.

Это позволяет провести следующие манипуляции. Пусть $F_{Z,x}$ – это двумерный массив фурье-образов исходных А-сканов, т.е.

$$F_{Z,x} = FFT_w(\hat{I}_{w,x}).$$

Тогда совокупную разность фаз между всеми соседними элементами двух соседних А-сканов

$$\Delta\varphi_x = \arg\left(\sum_{Z=0}^{254} F_{Z,x} F_{Z,x+1}^*\right) \quad (8)$$

можно использовать для компенсации текущей скорости перемещения зонда ($F_{Z,x+1}^*$ – комплексно-сопряженное с $F_{Z,x+1}$). Для этого следует вычислить массив кумулятивных фазовых множителей:

$$\varphi_x = \varphi_{x-1} + \Delta\varphi_x, \quad x \in 1...511, \quad \varphi_0 = 0.$$

Коррекция исходных данных текущего В-скана будет выглядеть как

$$F'_{Z,x} = F_{Z,x} e^{-i\varphi_x},$$

$$I'_{w,x} = IFFT_Z(F'_{Z,x}).$$

Эффективность данной процедуры определяется тем, что преобразование (8) является достаточно

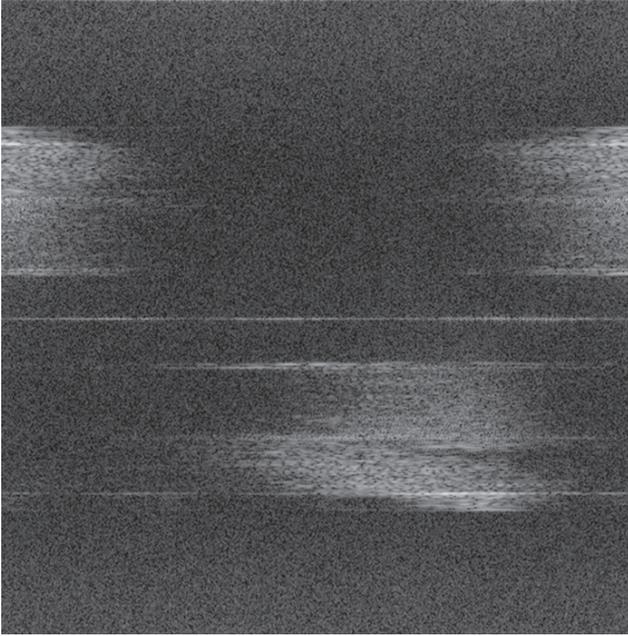


Рис. 9. Результат двумерного б.п.Ф. скорректированных исходных данных В-скана во время быстрого перемещения зонда относительно исследуемого объекта.

устойчивым к влиянию шумов и некоррелированных компонент соседних А-сканов. В качестве иллюстрации этого можно продемонстрировать результат двумерного б.п.Ф. от $I'_{w,x}$ для случая, приведенного на рис. 6 и 7 (см. рис. 9).

В данном случае зона “полезного сигнала” всегда находится в одном месте диаграммы (рис. 9) – в зоне координаты $X = 0$, вне зависимости от скорости перемещения зонда.

Для получения о.к.т.-изображения в этом случае можно применить следующие манипуляции. Пусть $F''_{z,x}$ – результат двумерного б.п.Ф. комплексных скорректированных данных $I'_{w,x}$ (рис. 9), тогда

$$F''_{z,x} = 0, \quad Z \in 0...255, \quad X \in 128...383, \quad (9)$$

$$I''_{z,x} = 2IFFT_x(F''_{z,x}). \quad (10)$$

Результат преобразований (9), (10) представлен на рис. 10.

Следует отметить, что преобразования (9), (10) в данном случае аналогичны преобразованию Гильберта, так как вследствие применения модуля длины пробега опорной волны исходный зарегистрированный сигнал состоял из последовательности квадратурных спектральных компонент, которые были смещены по фазе процедурой коррекции.



Рис. 10. О.к.т.-изображение В-скана во время быстрого перемещения зонда относительно исследуемого объекта в случае применения фазовой коррекции. Размер визуализируемой области $\sim 6 \times 3$ мм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные в данной статье процедуры эффективно подавляют автокорреляционные артефакты и компенсируют искажения, вызванные быстрыми перемещениями зонда относительно исследуемого объекта. Данные задачи являются весьма актуальными для спектральных о.к.т.-систем, предназначенных для эндоскопического применения или для исследования наружных биотканей при помощи зонда, удерживаемого в руке.

Структура описанных выше математических манипуляций позволяет использовать их в рамках метода асинхронных параллельных вычислений, описанных в [12], что обеспечивает высококачественную визуализацию исследуемых объектов в реальном времени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного задания Института прикладной физики РАН (проект № 0035-2019-0013) в части разработки метода и Российского научного фонда (проект № 17-15-01507) в части обеспечения и проведения экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fercher A.F., Hitzinger C.K., Kamp G., El-Zaiat S.Y. // Opt. Commun. 1995. V. 117. № 1–2. P. 43. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(95\)00119-S](https://doi.org/10.1016/0030-4018(95)00119-S)
2. Feldchtein F., Bush J., Gelikonov G., Gelikonov V., Pilyevsky S. // Proc. SPIE. 2005. V. 5690. P. 349. <https://doi.org/10.1117/12.589502>
3. Шлягин П.А., Ксенофонов С.Ю., Моисеев А.А., Терпелов Д.А., Маткиевский В.А., Касаткина И.В., Мамаев Ю.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 10. С. 859.
4. Hu Z., Rollins A.M. // Opt. Lett. 2007. V. 32. № 24. P. 3525. <https://doi.org/10.1364/OL.32.003525>

5. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Терпелов Д.А., Шилиягин П.А. // ПТЭ. 2012. № 3. С. 100.
6. Терпелов Д.А., Ксенофонтов С.Ю., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шилиягин П.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 94. <https://doi.org/10.7868/S0032816217060143>
7. Leitgeb R.A., Wojtkowski M. // Optical coherence tomography: Technology and applications / Ed. W. Drexler, J.G. Fujimoto. Sec. Ed. Berlin: Springer, 2015. P. 195–224. https://doi.org/10.1007/978-3-319-06419-2_7
8. Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Касаткина И.В., Терпелов Д.А., Шилиягин П.А. // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 106. № 6. С. 983.
9. Ai J., Wang L.V. // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 21. P. 2939. <https://doi.org/10.1364/OL.30.002939>
10. Leitgeb R.A., Hitzinger C.K., Fercher A.F., Bajraszewski T. // Opt. Lett. 2003. V. 28. № 22. P. 2201. <https://doi.org/10.1364/OL.28.002201>
11. Zhang J., Nelson J.S., Chen Z. // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 2. P. 147. <https://doi.org/10.1364/OL.30.000147>
12. Ксенофонтов С.Ю. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 17. <https://doi.org/10.1134/S0032816219030078>

ПРЕДУСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ CdHgTe-ФОТОДЕТЕКТОРА

© 2020 г. Д. В. Казанцев^{a,b,*}, Е. А. Казанцева^c

^a *Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова
Россия, 117219, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25*

^b *Российский государственный геологоразведочный университет им. Серго Орджоникидзе
Россия, 117997, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 23*

^c *Московский технологический университет МИРЭА
Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78*

**e-mail: kaza@itep.ru*

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.

После доработки 26.09.2019 г.

Принята к публикации 27.09.2019 г.

Описана схема предусилителя для работы с азотоохлаждаемым фотодетектором инфракрасного излучения (600 нм–15 мкм) на основе HgCdTe, работающим в режиме фотопроводимости. Применение современных микросхем позволило довести ширину полосы отклика до 2 МГц при уровне шумов 0.5 нВ/Гц^{1/2}, что близко к фундаментальному пределу, задаваемому сопротивлением фоточувствительного элемента. Предусилитель использовался в безапертурном сканирующем ближнеполевом оптическом микроскопе.

DOI: 10.31857/S0032816220010218

ВВЕДЕНИЕ

В оптических приборах среднего инфракрасного (и.к.) диапазона (длина волны 5–15 мкм) широко применяются [1, 2] фотоприемники на основе узкозонного твердого раствора кадмий–ртуть–теллур (КРТ) [3–5]. Для снижения уровня электрических шумов, определяющих оптическую чувствительность фотодетектора, чувствительный элемент охлаждают до температуры жидкого азота [6]. Следует отметить, что технология изготовления и.к.-детекторов, основанных на измерении фотопроводимости, относительно давно [7] приблизилась к фундаментальным ограничениям в отношении спектральной чувствительности и уровня шумов. За прошедшее время список основных фирм-производителей не претерпел существенных изменений: Teledyne Judson Technologies (модели J15Dxx), Infrared Associates (модели MCT-13-xx, FTIR-16-xx) и Hamamatsu (модель P7752-10).

В фотопроводящую ячейку от внешнего источника (например, через высокоомный резистор) подается ток смещения, и падение напряжения на ней, изменяющееся под действием падающего на ячейку света, измеряется усилителем напряжения с относительно высокоомным входом.

Ширина частотного диапазона отклика фотопроводящих и.к.-детекторов на основе КРТ составляет несколько мегагерц [5]. В справочных

данных фирм-изготовителей приводятся следующие постоянные времени: Infrared Associates: FTIR-16 – 0.2 мкс, FTIR-22 – 0.2 мкс; Teledyne Judson Technologies: J15D12-M204-S01M – 0.5 мкс, J15D22-M204-S01M-60 – 0.1 мкс. Разумно требовать, чтобы предусилитель оптического сигнала не ограничивал полосу частот фотоприемника в целом. В фурье-спектромерах недостаточная скорость отклика фотоприемника снизит скорость получения одиночной интерферограммы. В безапертурном сканирующем ближнеполевом оптическом микроскопе (б.с.б.о.м.) недостаточная скорость отклика фотодетектора приведет к неточному воспроизведению оптического отклика сканирующей иглы, который резко изменяется в момент касания иглой образца. Система поддержания иглы в состоянии “почти касания” исследуемой поверхности в б.с.б.о.м., как правило, подобна динамическому режиму атомно-силового микроскопа [8], известному под названием TappingMode [9], в котором степень контакта иглы с поверхностью определяется по изменению режима вынужденных колебаний кремниевого кантилевера на частоте его механического резонанса. При типичной частоте нормальных колебаний иглы 30–300 кГц время “оптического касания”, когда кончик иглы вступает в оптическое ближнеполевое взаимодействие с образцом, составляет 5–10% периода, и соответствующее этому времени оптического импульса, излучаемого иглой,

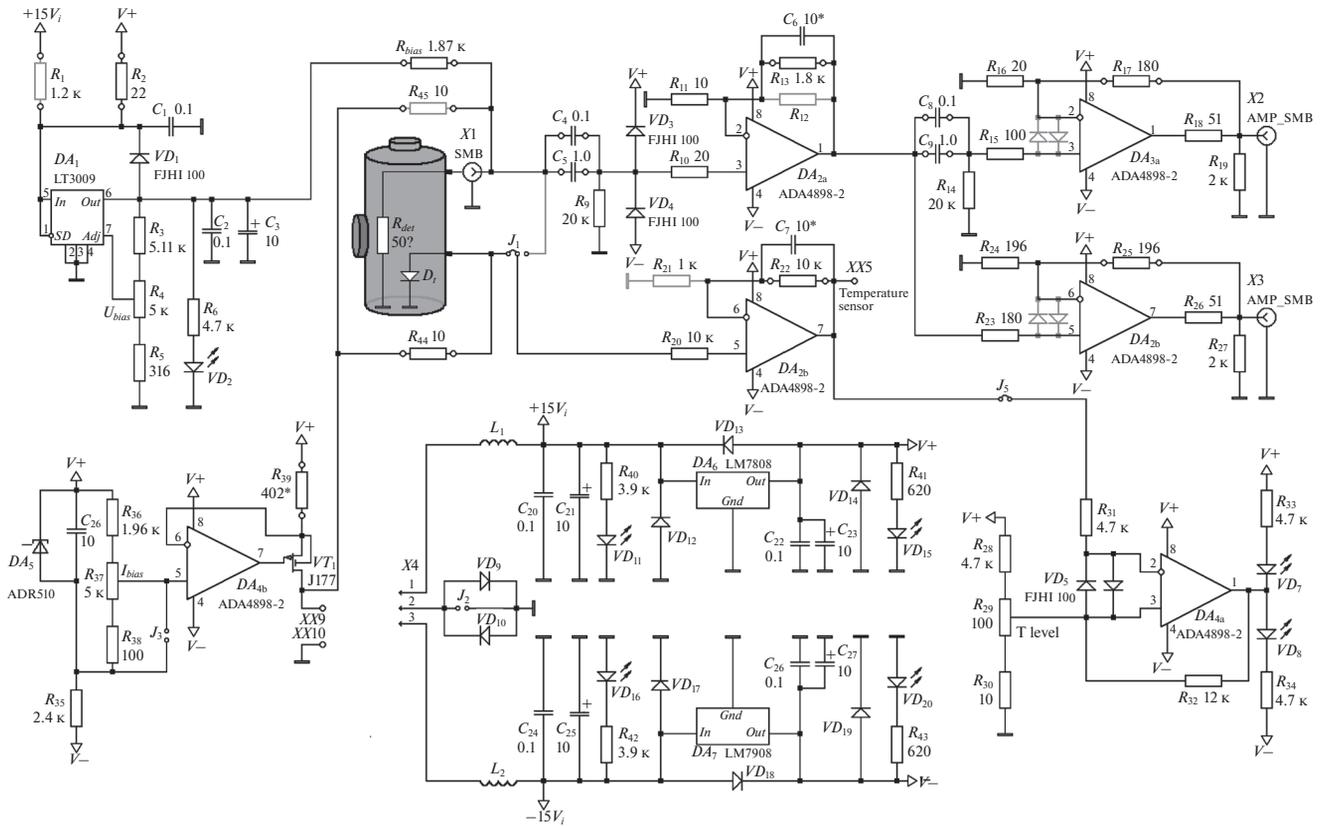


Рис. 1. Общая схема предусилителя для работы с фоторезистивным инфракрасным HgCdTe-фотоприемником, охлаждаемым жидким азотом.

оказывается порядка микросекунды и меньше. С учетом соотношений Крамерса–Кронига недостаточная ширина амплитудной частотной характеристики фотодетектора приведет в этом случае к фазовым искажениям собираемого сигнала, в результате чего оптический сигнал перестанет быть однозначной функцией зазора игла–образец, каким он должен быть.

ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА ПРЕДУСИЛИТЕЛЯ

Принципиальная схема платы предусилителя для совместной работы с КРТ-фотоприемником, работающим в фоторезистивном режиме, приведена на рис. 1. Ток смещения на фоточувствительный элемент подается через резистор R_{bias} . Фоточувствительный элемент находится в охлаждаемом жидким азотом дюаре с оптическим окном. Вариации напряжения, возникающие на фоточувствительном элементе, попадают на вход первого каскада усилителя (микросхема DA_{2a}). Коэффициент усиления K_1 каскада определяется [10] соотношением номиналов резисторов обратной связи: $K_1 = \frac{R_{i3} + R_{i1}}{R_{i1}}$ и равен в нашем случае

10. Поскольку нас не интересует постоянная составляющая напряжения оптического сигнала, и напряжение смещения, возникающее на фоточувствительном элементе, довольно велико (100–200 мВ), мы установили на входе каскада переходную емкость $C_4 || C_5$. Один из конденсаторов (C_5) обеспечивает достаточную для передачи низких частот емкость, а второй (C_4), выполненный из высококачественной керамики, предназначен для оптимизации передачи верхних частот спектра сигнала. Входной каскад микросхемы DA_{2a} защищен парой диодов VD_3, VD_4 , не допускающих выхода напряжения на входе каскада за пределы напряжений питания. Для снижения влияния шумов обратного тока диодов на входной сигнал мы использовали диоды FJH1100 с малым (10 пА) обратным током [11]. Характерные номиналы резисторов мы установили согласно рекомендациям производителя [12], имея в виду, что микросхема ADA4898-2 сравнительно низкоомная и высокочастотная [13]. Номинал резистора R_{10} , подключенного к неинвертирующему входу, выбран равным номиналу резистора R_{11} , заземляющего инвертирующий вход.

Для дальнейшего усиления сигнал попадает на вход второго каскада. Достаточная площадь пе-

чатной платы (мы используем размер 50×75 мм, соответствующий размеру экранирующего кожуха Hammond MFC 1550) позволила нам расположить на ней параллельно два каскада с разным коэффициентом усиления. Благодаря этому возможность изменения чувствительности фотоприемной системы в целом сообразно размаху вариаций принимаемой световой мощности (например, при смене используемой линии генерации возбуждающего лазера в системе б.с.б.о.м.) позволяет нам более полно использовать динамический диапазон АЦП на входе аппаратуры для дальнейшей обработки собранного оптического сигнала или подключить осциллограф для контроля формы собираемого сигнала.

Коэффициенты усиления каскадов на DA_{3a} и DA_{3b} установлены равными $\times 10$ и $\times 2$ соответственно, обеспечивая усиление $\times 1000$ и $\times 200$ по отношению к сигналу фоточувствительного элемента. Резисторы R_{18} и R_{26} предназначены для ограничения выходного тока операционного усилителя ОУ при работе на нагрузку 50 Ом. Для подачи тока смещения на фоточувствительный элемент (использованный нами фотодетектор J15D12-M204-S100U-60 площадью 100×100 мкм² производства Judson требует, согласно паспорту, ток смещения 2.6 мА для достижения максимального отношения сигнал/шум) в схеме используется резистор R_{bias} , подключенный противоположным концом к регулируемому источнику стабильного напряжения на микросхеме DA_1 (LT3009). Грубо ток смещения задается путем подбора резистора R_{bias} , а его точная регулировка возможна с помощью потенциометра R_4 . Напряжение на своем управляющем входе микросхема-стабилизатор DA_1 поддерживает равным 600 мВ путем регулировки напряжения на своем выходе.

Стабилизированный источник тока на транзисторе VT_1 , управляемом ОУ DA_5 , предназначен для измерения температуры фоточувствительного элемента. В некоторых моделях фотоприемников (например, Judson) внутри дюара устанавливается диод D_7 , через который извне пропускается калиброванный ток (1 мкА), и измеряемое напряжение на нем зависит от температуры диода. Малость утечек тока МОП-транзистора с изолированным затвором гарантирует, что практически весь выходной ток вызывает падение напряжения на токоизмерительном резисторе R_{39} , и ОУ DA_{4b} стабилизирует ток транзистора путем сравнения напряжения на R_{39} с напряжением на “стабилизаторе” DA_5 AD510. Для общих применений (миллиамперные токи) достаточно транзистора J177, для генерации микроамперных токов лучше использовать 3N363 с пикоамперным током утечки канала.

Повторенный (усиленный) каскадом DA_{2b} сигнал постоянного тока может быть выведен наружу для контроля, а также использован прямо на плате для индикации выкипания охлаждающего фотоприемник жидкого азота. В большинстве случаев дюар фотоприемника не комплектуется термоизмерительным диодом. С учетом этого при разводке печатной платы предусмотрен вариант, когда напряжение для контроля теплого/холодного состояния фоточувствительного элемента подается на вход повторителя DA_{2b} не с термочувствительного диода, а с КРТ-элемента. Для этого следует переставить перемычку на трехпиновом разъеме J_1 . При повышении температуры фотодетектора его сопротивление уменьшается, и напряжение на фоточувствительном элементе падает. Компараторный каскад DA_{4a} , порог срабатывания которого настроен цепочкой $R_{28}R_{29}R_{30}$ (в качестве опорного уровня выбрано напряжение питания), вместо зеленого светодиода включает красный.

Для снижения потребляемой мощности операционные усилители переведены производителями со стандарта питания ± 15 В на стандарт питания ± 5 В. В системе с низким рабочим напряжением питания величина тока смещения, который подается на светочувствительный элемент через резистор от источника опорного напряжения, может оказаться недостаточной. Для сохранения приемлемой чувствительности фотоприемника и линейности его отклика внутреннее сопротивление источника тока смещения должно быть достаточно большим (заметно больше, чем собственное сопротивление светочувствительного элемента). Опорное напряжение, создающее совместно с балластным сопротивлением R_{bias} необходимый ток, может превышать имеющееся в системе напряжение ± 5 В. В такой ситуации возможно использование прецизионного генератора тока на транзисторе VT_1 под управлением ОУ DA_{4b} в качестве источника тока смещения, подаваемого не на диод D_7 – датчик температуры (который редко устанавливается в дюар фотоприемника фирмами-изготовителями), а на фоточувствительный элемент. В этом случае следует использовать токоизмерительный резистор R_{45} , который на принципиальной схеме обозначен светло-серым цветом.

В такой схеме включения измерение температуры фоточувствительного элемента по падению напряжения на нем оказывается также возможным. Сопротивление фоточувствительного элемента зависит от температуры, напряжение на нем может быть измерено усилителем-повторителем DA_{2b} и затем выведено в качестве дополнительного сигнала для контроля или использовано в “компараторе” индикации выкипания жидкого азота на ОУ DA_{4a} , который зажигает один из светодиодов – VD_7 или VD_8 . На печатной плате предусмотрена возможность легкого отключения входа

DA_{2b} путем снятия перемычки J_1 в случае, если воздействие входа $OYDA_{2b}$ на собираемый сигнал окажется заметным. По нашим наблюдениям, дополнительное подключение на входе схемы к элементу детектора входа микросхемы DA_{2b} не приводит к заметному увеличению уровня шумов на сигнальном выходе (DA_{3a} и DA_{3b}).

Между тем использование микросхемы DA_{4b} с транзистором VT_1 в качестве малошумящего источника микроамперного тока является, скорее, экзотическим шагом, поскольку рекордно низкий уровень шумов при измерении температуры лишен смысла, а требуемый ток смещения фоточувствительных элементов обычно велик (малость характерных для схемы токов затрудняет создание скоростных фотоприемников с приемлемой полосой частот отклика).

Для исключения воздействия на собранный сигнал помех, приходящих по цепям питания, на плате установлен электронный фильтр из двух стабилизаторов напряжения DA_6 и DA_7 (LM7808 и LM7908 соответственно). Перемычка J_2 , допускающая разрыв цепи “земли”, приходящей по разъему питания, позволит использовать в качестве провода “земли” экранирующую оплетку сигнального кабеля, соединяющего с системой дальнейшей обработки сигнала, в случае, если это будет целесообразным для нейтрализации “петель земли”, возникающих в измерительной системе при работе. Чтобы исключить недопустимое напряжение питания в схеме (в случае, когда цепь “земли” по ошибке окажется не подсоединенной к плате), параллельно с перемычкой J_2 впаяна встречная пара диодов VD_9 и VD_{10} . Диоды VD_{12} и VD_{17} предохраняют электронику от ошибки в полярности подсоединения проводов питания. Диоды VD_{13} и VD_{18} предохраняют регулирующие каскады стабилизаторов от импульса обратной полярности при выключении аппаратуры (напряжение питания внешнего источника может исчезнуть раньше, чем разрядятся фильтрующие емкости C_{23} и C_{27} в положительной и отрицательной цепях питания платы под действием потребляемых элементами платы токов). Диоды VD_{14} и VD_{19} защищают операционные усилители в случае отказа одной из микросхем питания.

Большинство элементов, использованных на печатной плате, – миниатюрные и предназначенны для SMD (surface mounted device) монтажа. Однако для сменных компонентов (для точных резисторов, задающих рабочие токи и коэффициенты усиления каскадов, для разделительных емкостей, а также для подстроечных конденсаторов, предотвращающих самовозбуждение каскадов) предусмотрены контактные гнезда, позволяющие легко вставить/извлечь элемент. Размер таких элементов на печатной плате соответствует

резистору МЛТ-05. Согласно [10], в качестве резисторов, определяющих коэффициенты усиления каскадов и задаваемые электронными узлами напряжения или токи, мы использовали резисторы с точностью номиналов 0.1%. Это позволило не только получить гарантированную точность задаваемых этими резисторами параметров, но и добиться независимости параметров схемы от температуры описываемой электроники. С учетом заметного тепловыделения использованных микросхем (10–12 Вт в алюминиевом корпусе размером 80 × 55 × 25 мм) температура устройства может превышать комнатную на 10–20°C.

УРОВНИ ШУМОВ

Тепловой шум сопротивления фотоприемника в идеале описывается формулой Найквиста. Сопротивление фоточувствительного элемента площадью 100 × 100 мкм² в экземпляре фотоприемника Judson J15D12-M204-S100U-60, оказавшегося в нашем распоряжении, составляет при рабочей температуре 51 Ом. Таким образом, при $T = 77$ К (оптимальная температура фотодетектора составляет около 80 К [5], и для ее оценки разумно принять температуру кипения жидкого азота) спектральная плотность шума, соответствующего фундаментальному минимуму, составляет $4kTR_{det} = 0.48$ нВ/√Гц. Уровень входного шума использованных операционных усилителей ADA4898-2 составляет, согласно спецификации производителя, 0.9 нВ/√Гц, что весьма близко к ожидаемому фундаментальному пределу, задаваемому сопротивлением чувствительного элемента.

Спектры выходных шумов усилителя приведены на рис. 2. Для сравнения здесь же приведены спектры сигнала в “теплом” состоянии детектора (фотоприемник находится при комнатной температуре) и в “холодном” (рабочем), когда дьюар залит для охлаждения жидким азотом. Некоторое увеличение уровня шума при охлаждении чувствительного элемента от комнатной до рабочей температуры объясняется малым сопротивлением полупроводникового КРТ-элемента при комнатной температуре. Это сопротивление, помимо того что само генерирует меньшую амплитуду шума Найквиста (термодинамического), еще и шунтирует шум соседних элементов. Шумовые спектры системы в теплом состоянии могут быть использованы как оценка уровня шумов, вносимых собственно электроникой.

Из рис. 2 следует, что до частоты ~50–70 кГц заметную часть шума составляют компоненты со спектром $1/f^\alpha$. Выше 50 кГц спектр шума становится белым. Этот факт следует иметь в виду при выборе режима работы измерительного прибора в

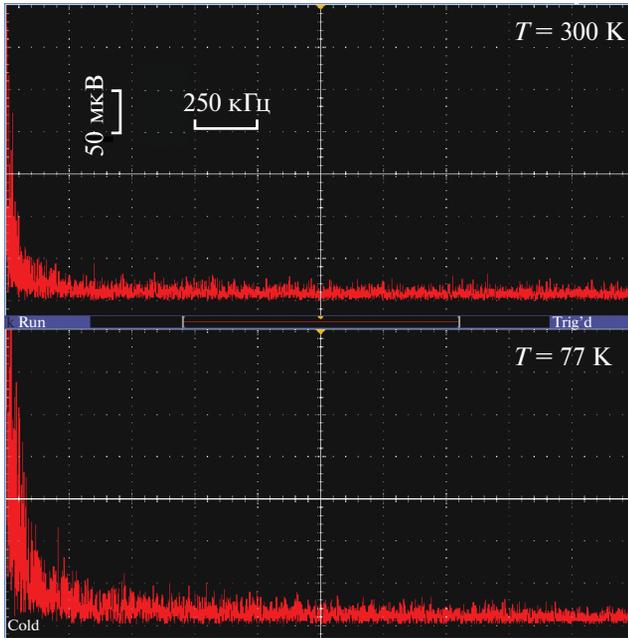


Рис. 2. Спектр шума на выходе усилителя DA_{3a} (усиление $\times 1000$ по отношению к входу) для теплого (вверху) и холодного (внизу) состояния фотоприемника.

целом (фурье-спектрометра, ближнепольного оптического микроскопа и т.п.): скорость изменения оптического потока необходимо установить таким образом, чтобы интересующие исследователя компоненты сигнала оказались в “малозумной” области спектра. Следует отметить, что часть вида $1/f^\alpha$ в шумовом спектре входного каскада описываемого предусилителя (наблюдаемом при теплом фоточувствительном элементе) приблизительно соответствует по мощности и частоте среза шуму самого фоточувствительного элемента. Шумовые свойства КРТ-фотоприемников рассмотрены подробно в [14].

ЧАСТОТНЫЙ ДИАПАЗОН ПРЕДУСИЛИТЕЛЯ

Сигнал фотоотклика, собираемого в б.с.б.о.м. на выходе детектирующей схемы Майкельсона [15], приведен на рис. 3. В этой системе часть когерентного лазерного луча проходит через светоделитель и фокусируется на зондирующую иглу. Для работы обратной связи в режиме “Tapping-Mode” [9] игла совершает вынужденные колебания с амплитудой 50–100 нм по нормали к поверхности образца. Металлизованный игла с точки зрения классической радиофизики представляет собой штыревую дипольную антенну. Падающий на нее луч возбуждает в ней продольные дипольные колебания на частоте лазерного света. В момент “прикосновения” острия иглы к

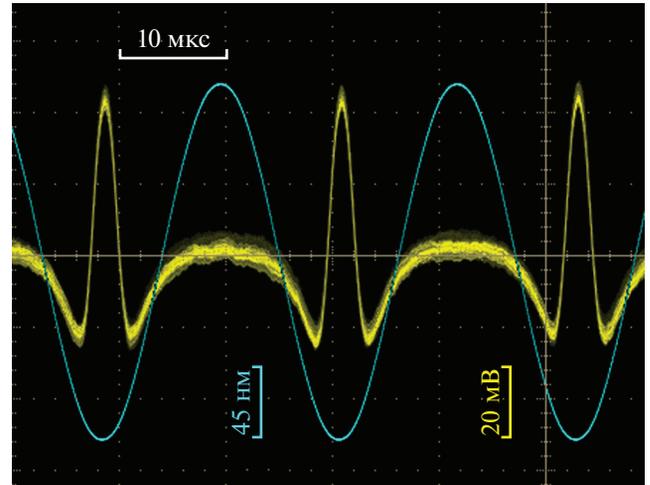


Рис. 3. Сигнал фотоотклика детектора в системе б.с.б.о.м. при использовании в качестве образца кристаллического SiC. Синусоидальная кривая – высота острия иглы над поверхностью образца ($f_{tap} = 42.3$ кГц). В момент “касания” иглой поверхности поляризуемость иглы резко изменяется за счет ближнепольного взаимодействия острия с материалом образца, что приводит к появлению резкого импульса, искажающего синусоидальную форму сигнала.

поверхности конец иглы “заземляется” соответственно диэлектрическим свойствам поверхности в “пятне контакта” под острием, оптическая поляризуемость иглы изменяется, и соответственно этому изменяется амплитуда и фаза рассеянного иглой света. Свет, рассеянный иглой, возвращается на светоделитель и отражается от него на фотоприемник. Другая часть лазерного луча, направленная светоделителем в опорное плечо интерферометра Майкельсона, отражается в нем от глухого зеркала и тоже попадает на фотоприемник. Когерентность сигнального и опорного лучей позволяет обеспечить оптическое гомодинирование.

В качестве образца нами был использован кристаллический карбид кремния, частота решеточных колебаний в котором близка к оптической частоте излучения CO_2 -лазера. Благодаря резонансной поляризуемости полярной решетки SiC оптический отклик такого образца в системе б.с.б.о.м. исключительно велик. На рис. 3 видно, что в момент “касания” острием иглы поверхности (нижняя часть синусоидальной кривой, соответствующей колебаниям высоты иглы над поверхностью) в регистрируемом сигнале фототока наблюдается резкий импульс, искажающий синусоидальную форму сигнала фотоотклика. Согласно рис. 3, оптический сигнал практически не отстает по времени от механического (не более чем на 0.7 мкс). Эта задержка соответствует заявлен-

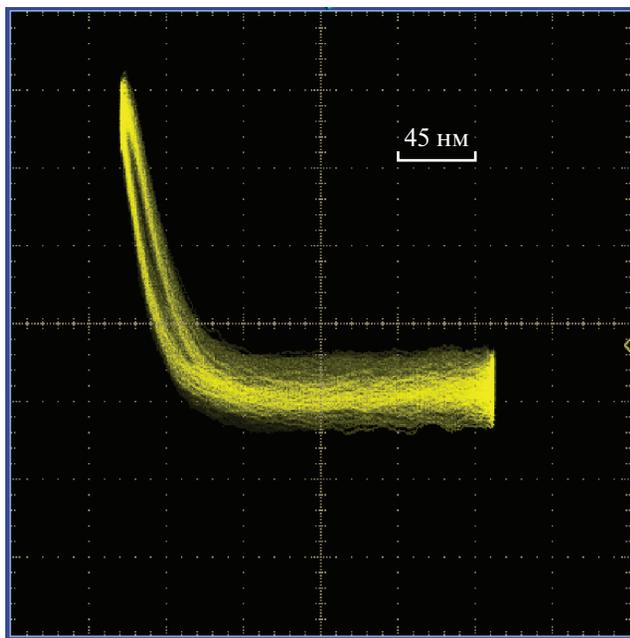


Рис. 4. Сигнал фотоотклика детектора в системе б.с.б.о.м. (вертикальная ось), записанный в зависимости от удаления иглы-зонда от поверхности (горизонтальная ось) при использовании в качестве образца кристаллического SiC. Совпадение линий подвода и отвода зонда указывает на малость фазовых искажений в усилителях оптического сигнала и сигнала датчика положения (высоты) иглы.

ной в спецификации детектора постоянной времени фоточувствительного элемента 1 мкс.

Сигналы отклонения кантилевера (синусоидальная линия на рис. 3), на котором расположена зондирующая игла, и сигнал фотоотклика детектора, собираемый с помощью описываемого предусилителя (линия с заметным импульсом искажения в момент касания поверхности), могут быть поданы одновременно на входы горизонтального и вертикального отклонения осциллографа в режиме наблюдения фигур Лиссажу (см. рис. 4). Как видно из рис. 4, на частоте колебаний 42 кГц фазовые искажения удовлетворительно малы, ветви подвода и отвода практически совпадают, и фототок является однозначной функцией расстояния игла–поверхность.

Непосредственное электрическое измерение фазочастотной характеристики описываемого предусилителя (на вход через П-образный делитель подавался синусоидальный сигнал с генератора, а выходной сигнал наблюдали на экране осциллографа) показало, что поворот фазы на 45° и уменьшение амплитуды до 70% выходного сигнала происходят на частоте 2.2 МГц.

Таким образом, конструкция предусилителя практически не ограничивает частотный отклик детектирующей системы, и основную роль в огра-

ничении частотной полосы играет сам светочувствительный элемент (время отклика для разных моделей 0.1–1 мкс).

ВЫВОДЫ

Применение современных микросхем позволило создать предусилитель для обработки сигнала оптического датчика в среднем и.к.-диапазоне с уровнем входного шума, близким к фундаментальному пределу ($\sqrt{i^2} \approx 0.5 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$), с полосой частот 2.2 МГц, соответствующей полосе частот современных детекторов на основе КРТ (1–10 МГц). Это позволило получить удовлетворительную верность сигнала в системе безапертурного б.с.б.о.м. Фазовые искажения практически отсутствуют при частоте колебаний зондирующей иглы 30–100 кГц, в результате чего оптический сигнал можно считать однозначно соответствующим механическому удалению острия иглы от поверхности.

БЛАГОДАРНОСТИ

Разработка и изготовление малошумящего скоростного предусилителя сигнала для КРТ-фотоприемника проводились благодаря финансовой поддержке гранта 18–29–20122 РФФИ в рамках проекта б.с.б.о.м.-исследования поверхности полупроводников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hudson R.D.* Infrared system engineering. N.Y.: Wiley, 1969, ISBN 0471418501.
2. *Moore J.H., Davis C.C., Coplan M.A., Greer S.C.* Building Scientific Apparatus. Cambridge: Cambridge University Press, 2009. ISBN 978-0-521-87858-6.
3. *Пономаренко В.П.* // Успехи физических наук. 2003. Т. 173. С. 649. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0173.200306c.0649>
4. *Rogalski A.* // Reports on Progress in Physics. 2005. V. 68. P. 2267. <https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/10/R01>
5. *Leong T.C., Hootan M.* // Nanophotonics. 2018. V. 7. Issue 1. P. 169. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2017-0061>
6. *Frederick J.R., Kimchi J., Wong T.T.S.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2812. P. 528 <https://doi.org/10.1117/12.254097>
7. *Józwikowska A., Józwikowski K., Rogalski A.* // Infrared Physics. 1991. V. 31. P. 543. [https://doi.org/10.1016/0020-0891\(91\)90141-2](https://doi.org/10.1016/0020-0891(91)90141-2)
8. *Martin Y., Williams C.C., Wickramasinghe H.K.* // Journal of Applied Physics. 1987. V. 61. P. 4723. <https://doi.org/10.1063/1.338807>
9. *Zhong Q., Inniss D., Kjoller K., Elings V.* // Surface Science Letters. 1993. V. 290. P. L688. [https://doi.org/10.1016/0167-2584\(93\)90906-Y](https://doi.org/10.1016/0167-2584(93)90906-Y)

10. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. В 2-х т. / Пер. с англ. / Под ред. М.В. Гальперина. М.: Мир, 1983.
11. Fairchild Semiconductor FJH1100 Datasheet. <http://pdf.datasheetcatalog.com/datasheet/fairchild/FJH1100.pdf>
12. Analog Devices AN-581 Application Note, <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/application-notes/AN-581.pdf>
13. Analog Devices ADA4898 Datasheet: https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/datasheets/ADA4898-1_4898-2.pdf
14. *Kimchi J., Frederick J.R., Wong T.T.S.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2812. P. 540. <https://doi.org/10.1117/12.254098>
15. *Keilmann F., Hillenbrand R.* // Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2004. V. 362. P. 787. <https://doi.org/10.1098/rsta.2003.1347>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 535.8 + 621.382

СУБ- И НАНОСЕКУНДНЫЕ ДИОДНЫЕ ИСТОЧНИКИ СВЕТА

© 2020 г. Е. С. Воропай, Ф. А. Ермалицкий,
А. Е. Радько, М. П. Самцов

Поступила в редакцию 13.08.2019 г.

После доработки 13.08.2019 г.

Принята к публикации 14.08.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816220010097

Разработанные суб- и наносекундные полупроводниковые источники излучения предназначены для различных оптоэлектронных устройств, где необходимы повторяющиеся короткие световые импульсы. Они могут быть использованы в импульсной спектрометрии, флуорометрии (для измерения кинетики различных видов люминесценции), дальнометрии (в качестве зондирующих излучателей) и т.д.

Источники света состоят из блока оптического излучателя и внешнего блока питания. Оптические излучатели могут работать в режиме как внутреннего, так и внешнего запуска. Достоинствами приборов являются компактность, а также низкие уровни питания (12 В) и потребляемой мощности (3 Вт).

Блок оптического излучателя включает в себя задающий генератор, цепь синхронизации, низковольтный формирователь суб- и наносекундных электрических импульсов, цепь накачки излучателя на основе подстраиваемого источника постоянного тока, а также светоизлучатель – лазерный диод (или светодиода).

Задающий генератор обеспечивает необходимую частоту следования импульсов тока, частота может регулироваться ступенчато или плавно. Специальная цепь формирует импульсы синхронизации для внешних устройств регистрации, она позволяет иметь при необходимости дополнительную задержку относительно импульса синхронизации. Низковольтный формирователь выдает наносекундный перепад напряжения ~12 В, который цепью дифференцирования преобразуется в импульс напряжения длительностью порядка 1 нс. После инвертирования данный импульс через эмиттерный повторитель поступает непосредственно на светоизлучатель. Для оптимизации режима работы светоизлучателя – лазерного диода или светодиода – имеется регулируемый источник постоянного тока. Для оптимизации пара-

метров излучаемых световых импульсов (длительности и световой мощности) для каждого типа диодов обеспечивается подбор тока накачки. В качестве светоизлучательных элементов использовались лазерные диоды и светодиоды фирм SONY и SONYO.

Наружный сетевой блок-адаптер 220 В/12 В × 0,25 А (обычно промышленного производства) обеспечивает излучатель необходимым напряжением питания 12 В.

Технические характеристики диодных источников света. Излучатель может функционировать в двух вариантах: лазерном и светодиодном (в зависимости от типа полупроводникового светоизлучателя):

– лазерный вариант (на основе лазерных диодов): длина волны излучения от 405 до 808 нм; длительность импульсов на полувысоте от 0,8 нс; световая мощность до 10 мВт;



Рис. 1. Внешний вид диодных источников.

– светодиодный вариант (на основе светодиодов): длина волны излучения от 245 до 575 нм; длительность импульсов на полувывсоте от 1.6 нс; световая мощность до 1 мВт.

Частота следования световых импульсов до 5 МГц. Размеры блока излучателя $190 \times 150 \times 30$ мм. Питание от серийного блока питания 220 В/12 В \times 0.25 А, потребляемая мощность 3 Вт. Масса 0.2 кг.

Общий вид диодных источников приведен на рис. 1.

Адрес для справок: Республика Беларусь, 220045, Минск, ул. Курчатова, 7, Институт прикладных физических проблем имени А.Н. Севченко (НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ), тел. +375-29-1113183, факс: +375-17-398-03-31, e-mail: f.ermalitski@gmail.com

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 602.537.312.52 544.537

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО
ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ

© 2020 г. В. С. Жигарьков, Н. В. Минаев, В. И. Юсупов

Поступила в редакцию 12.07.2019 г.
После доработки 12.07.2019 г.
Принята к публикации 14.07.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816219060326

Принципиальная схема и общий вид установки для диагностики процессов при лазерном воздействии представлены на рис. 1. Источник излучения – лазер YLRM-1-4x200-20-20 (ООО НТО “ИРЭ-Полус”, Россия) с длиной волны 1064 нм, $M^2 < 1.5$, длительностью импульса, перестраиваемой в диапазоне 4–200 нс, и энергией в импульсе от 2 мкДж до 1 мДж. Лазер оснащен двухзеркальной гальваносканирующей головкой (1) LscanH-10-1064 (“АтекоТМ”, Россия) с F-theta объективом SL-1064-110-160 (“Ronar-Smith”, Сингапур) с фокусным расстоянием 160 мм. Моторизированный вертикальный транслятор 11 позволяет точно настраивать положение фокуса. Высокоскоростная камера Fastcam SA-3 (2) (“Photron”, Япония), обеспечивающая съемку со скоростью до 10^5 кадров/с, используется для визуальной регистрации процесса переноса вещества и формирования облака плазмы. Для диагностики оптического излучения из облака плазмы применяется

волоконный спектрофотометр USB4000 (6) (Ocean Optics, США).

Установка отличается от описанной в [1] тем, что добавлена оптическая система на основе гелий-неонового лазера и скоростных фотодиодов (рис. 1б), позволяющая регистрировать процессы с наносекундным разрешением. Излучение He-Ne-лазера 4 с помощью цифровой камеры 3 фокусируется на поверхности исследуемого образца в области воздействия импульсного лазерного излучения.

На рис. 2 приведен пример зарегистрированных фотодиодами сигналов при воздействии лазерного импульса длительностью 8 нс на тонкую титановую пленку. Видно, что в результате лазерного импульсного воздействия произошло частичное разрушение пленки, при котором уровень отражения пробного луча (Φ_{D1}) уменьшился с 32 до 10%. Такая система позволяет исследовать фазовые процессы, а также отследить момент

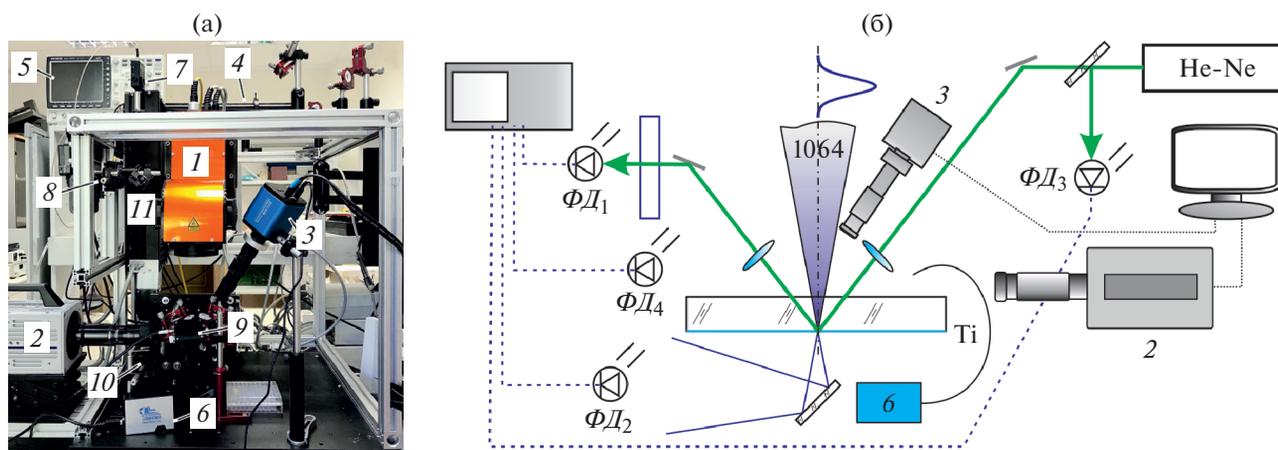


Рис. 1. Внешний вид (а) и принципиальная схема (б) установки. 1 – лазер с гальваносканирующей головкой с объективом и моторизированным вертикальным транслятором; 2 – скоростная камера; 3 – цифровая камера; 4 – He-Ne-лазер; 5 – осциллограф (быстрый цифровой запоминающий осциллограф); 6 – оптоволоконный спектрометр; 7 – быстрый фотодиод Φ_{D3} ; 8 – быстрый фотодиод Φ_{D1} и светофильтр видимого светового диапазона; 9 – быстрый фотодиод Φ_{D2} ; 10 – быстрый фотодиод Φ_{D4} ; 11 – моторизированный вертикальный транслятор.

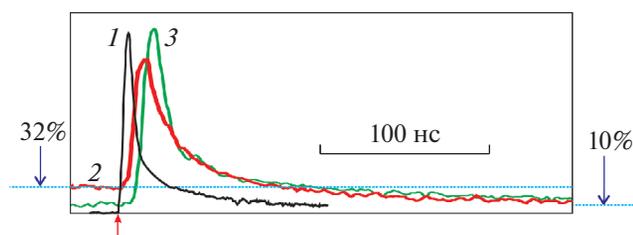


Рис. 2. Пример зарегистрированных сигналов: 1 – с $\Phi Д_2$ (лазерный импульс); 2 – с $\Phi Д_1$ (пробный луч); 3 – с $\Phi Д_4$ (вспышка плазмы).

плавления и затвердевания поверхности материала [2].

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 совершенствования лазерных технологий, а также грантов РФФИ 18-29-06056 в части развития сверхкритических технологий и 18-32-00607 в части исследования процесса лазерно-индуцированного переноса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Минаев Н.В., Юсупов В.И., Чурбанова Е.С., Чурбанов С.Н., Жигарьков В.И., Антошин А.А. // ПТЭ. 2019. № 1. С. 153. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010191>
2. Hatano M., Moon S., Lee M., Suzuki K., Grigoropoulos C.P. // Journal of Applied Physics. 2000. V. 87 (1). P. 36. <https://doi.org/10.1063/1.371823>

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2, Институт фотонных технологий ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН. Тел.: +7-915-053-21-03. E-mail: vzhigarkov@gmail.com (Жигарьков Вячеслав Сергеевич).

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 621

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭФФЕКТИВНОГО
МИКРОСТРУКТУРИРОВАНИЯ
ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2020 г. Н. В. Минаев, Е. О. Епифанов,
А. Г. Шубный, В. И. Юсупов

Поступила в редакцию 11.07.2019 г.
После доработки 11.07.2019 г.
Принята к публикации 14.07.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816219060272

Одной из перспективных технологий обработки оптически прозрачных материалов является технология лазерно-индуцированного импульсного жидкостного травления (laser-induced backside wet etching – LIBWE) [1]. Технология предполагает фокусировку импульсного лазерного излучения на границе раздела образец–поглощающая жидкость с формированием микроскопической области с экстремально высокой температурой. Это приводит к травлению, частичному испарению и термокавитационному разрушению материала с возможностью формирования микроструктур в различных твердых прозрачных материалах [2, 3].

Принципиальная схема и общий вид установки для лазерно-индуцированного микроstructuring прозрачных материалов представлены на рис. 1. Источником излучения служит импульсный лазер 1 с активной модуляцией добротности ТЕСН-527 с длиной волны 527 нм, максимальной энергией в импульсе ~200 мкДж, длительностью импульса ~5 нс и частотой 1–10 кГц. Включение и выключение излучения, регулировка мощности происходят синхронизированно с перемещением трехкоординатного стола, посредством G-code. Излучение подводится к образцу 3 с помощью системы диэлектрических зеркал 5. При этом оно последовательно проходит через регулятор мощности 4, диафрагму 6 и объектив 7.

Главным отличием установки от всех используемых ранее [1–3] является наличие реактора

высокого давления 2 объемом 2 мл, на котором устанавливается структурируемый образец 3. Контроль параметров давления в реакторе осуществляется с помощью датчика давления и системы нагнетания давления 10 с запорными вентилями для предотвращения утечек. Максимальное давление составляет 250 атм. Реактор высокого давления крепится на высокоточном трехмерном моторизованном столе 9, управляемом также посредством G-code с помощью персонального компьютера. Камера 8 позволяет визуализировать процесс микроstructuring прозрачного образца.

По сравнению с установкой для микроstructuring, использующей гальваносканирующую головку [3], данная система может осуществлять непрерывное перемещение вдоль оси лазерного излучения (оси Z), смещая фокус на нужное расстояние в глубину образца. Использование реактора позволяет проводить микроstructuring при повышенном давлении, что существенно (в 1.5–2 раза) повышает эффективность травления [4].

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 совершенствования лазерных технологий, а

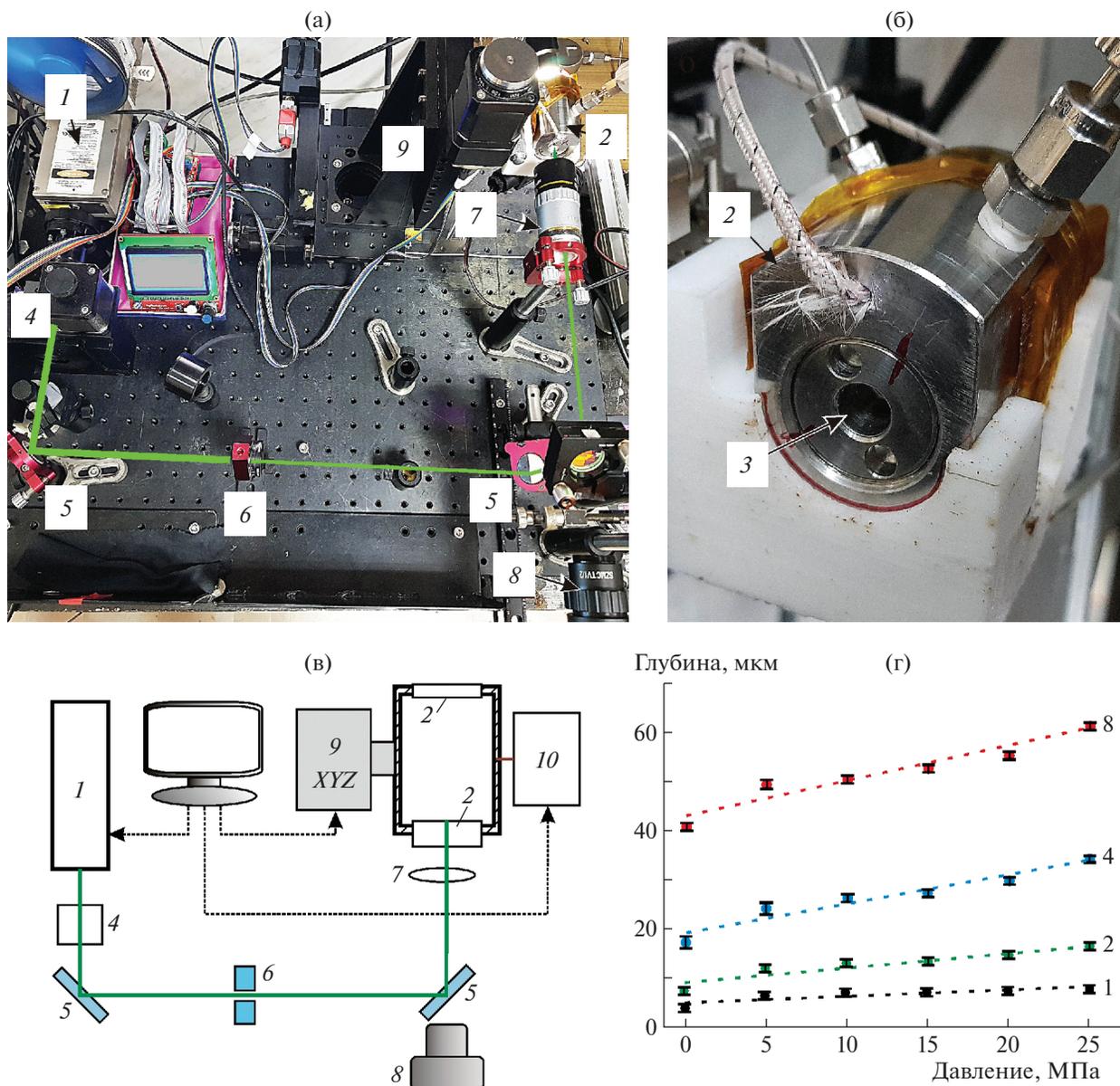


Рис. 1. Внешний вид установки (а) и реактора высокого давления (б), принципиальная схема установки (в) и пример зависимости глубины канала в сапфире от числа проходов (цифры у кривых) и давления в реакторе (г). 1 – лазер, 2 – реактор высокого давления, 3 – структурируемый образец, 4 – регулятор мощности, 5 – система зеркал, 6 – диафрагма, 7 – объектив, 8 – камера, 9 – трехмерный моторизированный стол, 10 – система напуска давления.

также гранта РФФИ 18-29-06056 в части развития сверхкритических технологий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang J., Niino H., Yabe A. // Applied physics A. 1999. V. 69 (1). P. S271.
2. Tsvetkov M.Yu., Yusupov V.I., Minaev N.V., Akovantseva A.A., Timashev P.S., Bagratashvili V.N., Golant K.M., Chichkov B.N. // Optics and Laser Technology. 2017. V. 88. P. 17. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2016.05.020>

3. Минаев Н.В., Шубный А.Г., Юсупов В.И., Цветков М.Ю., Баграташвили В.Н. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 127. <https://doi.org/10.1134/S0032816218060101>

4. Shubny A.G., Epifanov E.O., Minaev N.V., Tsvetkov M.Yu., Sviridov A.P., Minaeva S.A., Yusupov V.I. // Laser Physics Letters. 2019. V. 16. P. 086001. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/ab2642>

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2, Институт фотонных технологий ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Тел.: +7(915)053-21-03. E-mail: minaevn@gmail.com (Минаев Никита Владимирович)

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.082.74

ГЕНЕРАТОР ДЛЯ МАГНИТОМОДУЛЯЦИОННОГО
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

© 2020 г. О. Л. Сокол-Кутыловский

Поступила в редакцию 01.07.2019 г.
После доработки 01.07.2019 г.
Принята к публикации 06.07.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816219060235

При работе магнитомодуляционного преобразователя (м.м.п.) слабого магнитного поля в режиме автопараметрического усиления [1] необходимо с высокой точностью автоматически поддерживать выбранную рабочую точку на его характеристике. Кроме того, одним из необходимых условий получения низкого порога чувствительности м.м.п. является минимизация электронных шумов генератора возбуждения, поскольку амплитуда этих шумов, попадающих в полосу частот пропускания измеряемого сигнала, входит в спектр выходного сигнала м.м.п. Поэтому генератор модуляции должен иметь стабильную частоту, максимально стабильную амплитуду и минимальный уровень шума выходного сигнала в полосе рабочих частот м.м.п. Одна из возможных электрических схем такого генератора показана на рис. 1.

Необходимая стабильность частоты обеспечивается применением высокочастотного кварцевого резонатора, расположенного в стеклянном вакуумном баллоне. Стабильность амплитуды выходного сигнала генератора достигается применением системы автоматической регулировки амплитуды, постоянная времени которой меньше периода максимальной частоты измеряемой магнитной индукции. Амплитуда генератора поддерживается с точностью, обеспечиваемой стабильностью источника опорного напряжения (ИОН), температурный дрейф которого менее 2 мкВ/градус. Собственный низкочастотный шум ИОН частично подавляется фильтром нижних частот, образованным емкостью 200 мкФ и частью сопротивления R_a . Однако наибольшая часть низкочастотных шумов срезается, по всей вероятности, за счет большой постоянной времени установления амплитуды выходного сигнала генератора, что достигается высокой добротностью кварцевого резонатора и близким к критическому режимом работы генератора. Время выхода генератора на

вого резонатора, расположенного в стеклянном вакуумном баллоне. Стабильность амплитуды выходного сигнала генератора достигается применением системы автоматической регулировки амплитуды, постоянная времени которой меньше периода максимальной частоты измеряемой магнитной индукции. Амплитуда генератора поддерживается с точностью, обеспечиваемой стабильностью источника опорного напряжения (ИОН), температурный дрейф которого менее 2 мкВ/градус. Собственный низкочастотный шум ИОН частично подавляется фильтром нижних частот, образованным емкостью 200 мкФ и частью сопротивления R_a . Однако наибольшая часть низкочастотных шумов срезается, по всей вероятности, за счет большой постоянной времени установления амплитуды выходного сигнала генератора, что достигается высокой добротностью кварцевого резонатора и близким к критическому режимом работы генератора. Время выхода генератора на

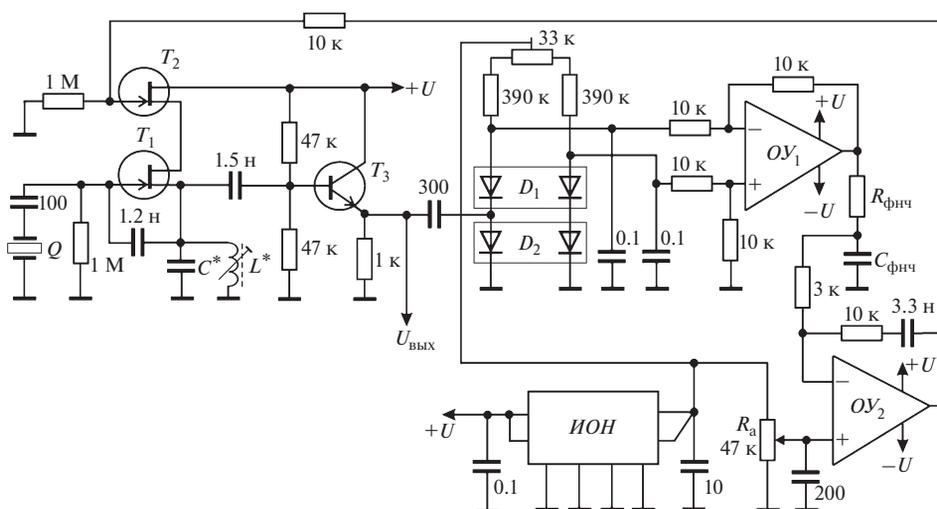


Рис. 1. Электрическая схема кварцевого генератора возбуждения с автоматической регулировкой амплитуды сигнала выходной частоты. Q – кварцевый резонатор, T_1, T_2 – КП307А, T_3 – КТ3102Е; D_1, D_2 – диодные сборки КДС223А; OY_1, OY_2 – ОР177Е; ИОН – источник опорного напряжения, выполненный на микросхеме LTC 6655-2.5.

номинальную амплитуду выходного сигнала при включении питания может достигать до 60 с. Это обеспечивает дополнительную фильтрацию выходного сигнала генератора. При амплитуде выходного сигнала ~ 1 В эквивалентный электронный шум генератора на частотах выше 10 Гц относительно частоты модуляции составляет 5–10 нВ/Гц^{1/2}.

Применение данного генератора при коэффициенте преобразования датчика м.м.п. [1] ~ 150 мкВ/нТл позволяет получить пороговую чувствительность на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-15}$ Тл/Гц^{1/2} в диапазоне частот измеряемого магнитного поля выше 10 Гц [2].

На рис. 1 показана принципиальная электрическая схема кварцевого генератора с автоматической регулировкой амплитуды выходного сигнала. Собственно генератор собран на полевом транзисторе T_1 по схеме емкостной “трехточки” и питается от управляемого делителя напряжения, выполненного на транзисторе T_2 . Выходной сигнал генератора через эмиттерный повторитель, выполненный на транзисторе T_3 , поступает одновременно на выход генератора и на амплитудный детектор. Последний состоит из резистивно-диодного моста на прецизионных резисторах 390 кОм и диодных сборках D_1 , D_2 , питаемого постоянным током от ИОН через переменный балансировочный резистор 33 кОм, а также дифференциально-усилителя на OU_1 , включенного в диагональ резистивно-диодного моста. На выходе детектора для подавления остаточного сигнала высокой частоты имеется фильтр нижних частот $R_{\text{фнч}}C_{\text{фнч}}$. Выходное напряжение амплитудного детектора и опорное напряжение от ИОН, задаваемое переменным резистором R_a , подаются на входы пропорционально-интегрирующего регулятора, выполненного на OU_2 . Разностный сигнал пропорционально-интегрирующего регулятора поступает

на управляемый делитель напряжения (транзистор T_2) и поддерживает амплитуду выходного сигнала генератора на установленном резистором R_a уровне (~ 1 В от пика до пика). Переменная индуктивность L^* служит для коррекции формы сигнала при ее отличии от синусоиды. Время выхода генератора на установленную амплитуду выходного сигнала зависит как от добротности кварцевого резонатора, так и от емкости конденсатора C^* . В схеме может быть применен кварцевый резонатор с частотой основного резонанса от 200 кГц до 1 МГц. Постоянная времени пропорционально-интегрирующего регулятора устанавливается резистором $R_{\text{и}}$ и конденсатором $C_{\text{и}}$: $t \sim 2\pi(R_{\text{и}}C_{\text{и}})$. При расширении полосы частот измерения м.м.п. в генераторе могут быть применены кварцевые резонаторы до частоты 5 МГц. На более высоких частотах эффективность параметрического усиления в аморфном ферромагнитном сердечнике резко падает.

Настройка амплитудного детектора сводится к установке нуля на выходе OU_1 при помощи балансировочного резистора при включенном питании, но в отсутствие сигнала высокой частоты на входе детектора. В случае многоканального м.м.п., как правило, применяется один общий генератор модуляции с буферными повторителями напряжения в каждом канале измерения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сокол-Кутыловский О.Л. // ПТЭ. 2019. № 4. С. 101. <https://doi.org/10.1134/S0032816219040153>
2. Сокол-Кутыловский О.Л. // Измерительная техника. 2016. № 2. С. 46.

Адрес для справок: Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена 100, Институт геофизики УрО РАН; e-mail: s-k52@mail.ru

**ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ**

УДК 616-073.75

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА КОНУСНО-ЛУЧЕВОГО
КОМПЬЮТЕРНОГО ТОМОГРАФА ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ СИСТЕМ
РЕНТГЕНОВСКОЙ ВИЗУАЛИЗАЦИИ**

© 2020 г. А. К. Авакян, И. Л. Дергачева, А. А. Еланчик, Д. Ю. Коровкин,
Т. А. Крылова, Т. К. Лобжанидзе, С. А. Полихов, В. П. Смирнов

Поступила в редакцию 05.06.2019 г.

После доработки 17.06.2019 г.

Принята к публикации 20.06.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816219060181

С целью определения требований к конструкторской, электрической и иным видам документации при разработке комплекса лучевой терапии Ониск и оптимизации методики сбора данных разработана и изготовлена экспериментальная установка системы рентгеновской визуализации [1]. Основными задачами, которые необходимо решить с использованием данной установки, являются: выбор параметров фильтра – толщины и материала; отработка режимов сбора данных – угла оборота, длительности импульса, частоты получения изображений; определение оптимальных параметров рентгеновского излучения – напряжения, тока.

Компоненты системы размещены на станине, имеющей крепления для рентгеновской трубки от рентгеновского аппарата КРД-СМ 50/125-1 (ООО “СпектрАп”, Россия) и плоскопанельного детектора PaxScan 4343 CB (“Varian”, США). Объект сканирования расположен на вращающейся платформе. На рентгеновскую трубку крепят коллиматор и систему фильтрации. Взаимодействие между компонентами системы происходит за счет синхронизатора, обеспечивающего выдачу триггерных сигналов.

Коллиматор позволяет создавать излучение нужной формы, а система фильтрации и компенсатор – минимизировать неравномерность интенсивности рентгеновского излучения по плоскости детектора. Необходимость компенсации излучения связана с ограниченным динамическим диапазоном детектора. Имеется возможность установки дополнительных фильтров в форме пластин из различных материалов и различной толщины (не более 10 мм) для оптимизации рентгеновского спектра.

Получение томографических изображений состоит из двух стадий – предварительной обработки и реконструкции. В процессе предварительной обработки происходит учет технологических

особенностей детектора: теплового шума, неравномерности усиления, остаточного сигнала, битых пикселей [2]. Далее выполняется нормировка изображений, направленная на устранение нестабильности рентгеновского пучка излучения. К каждому изображению привязывается угловая координата.

После окончания предварительной обработки начинается процесс реконструкции. Параметры реконструкции оптимизированы под медицинские задачи и позволяют получать изображения с размером матрицы до 1024×1024 и толщиной среза от 0.5 до 10 мм.

При создании экспериментальной установки было разработано программное обеспечение, позволяющее проводить автоматическую калибровку детектора. На основе калибровочных данных в получаемые проекционные изображения

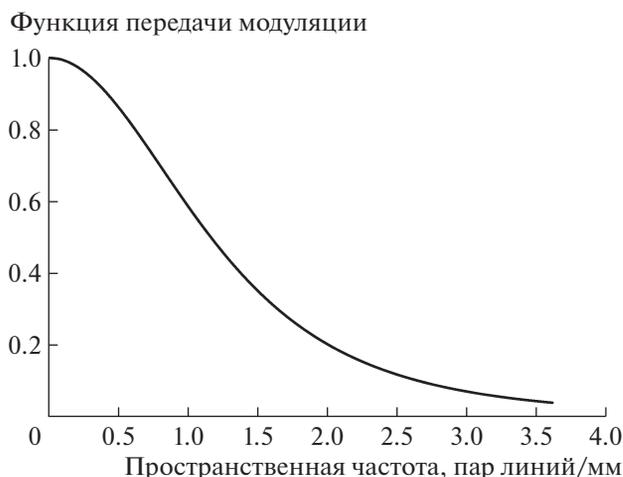


Рис. 1. Функция передачи модуляции детектора, определенная с помощью экспериментальной установки.

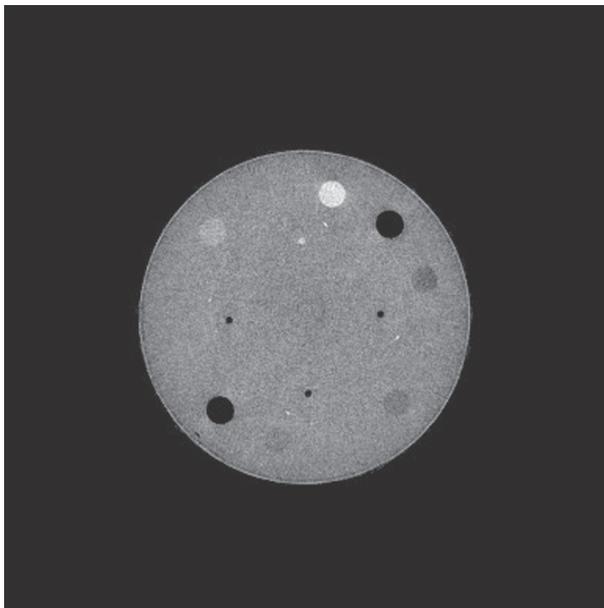


Рис. 2. Томографическое сечение фантома Catphan 504 в области со вставками различной плотности (СТР404 Module).

вносились коррекции, что позволило увеличить контраст изображения на 20%.

Экспериментальная установка обеспечивает возможность определения функции передачи модуляции (ф.м.п.) детектора. Пример ф.м.п. представлен на рис. 1. Значению функции 0.5 соответствует пространственная частота 1.16 пар линий/мм.

Томографическое изображение специализированного фантома Catphan 504 (“The Phantom

Laboratory”, США), полученное на экспериментальной установке, представлено на рис. 2.

На основе результатов, полученных в исследованиях на данной экспериментальной установке, будут созданы технические требования к полноценной системе рентгеновской визуализации, разрабатываемой для комплекса дистанционной лучевой терапии Оникс.

Работа подготовлена в рамках выполнения соглашения между Минобрнауки России и АО “НИИТФА” о предоставлении субсидии от 03.10.17 г. № 14.582.21.0011 “Создание и передача на клинические испытания образца импортозамещающего комплекса лучевой терапии на базе инновационного оборудования (6-МэВ ускорителя и конусно-лучевого томографа)”. Уникальный идентификатор соглашения RFMEFI58217X0011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rod'ko I.I., Sarychev G.A., Balakirev P.V., Bondarenko T.V., Dergacheva I.L., Evteev A.S., Kovalev S.N., Koloskov S.A., Krylova T.A., Lobzhanidze T.K., Polikhov S.A., Smirnov V.P., Sharkov G.B., Gorlachev G.E., Gulidov I.V. et al. // Atomic Energy. 2019. V. 125. № 5. P. 333. <https://doi.org/10.1007/s10512-019-00490-9>
2. Avakyan A.K., Zavestovskaya I.N., Lobzhanidze T.K., Polikhov S.A., Smirnov V.P. // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2018. V. 45. № 11. P. 356. . <https://doi.org/10.3103/S1068335618110088>

Адрес для справок: Россия, 115230, Москва, Варшавское ш., 46; акционерное общество “Научно-исследовательский институт технической физики и автоматизации”. E-mail: tklobganidze@niitfa.ru (Лобжанидзе Т.К.)

**ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ
В ЛАБОРАТОРИЯХ**

УДК 612.82

**АССИСТИВНЫЙ ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС “СТЕРХ”
ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ
ОБЕЗДВИЖЕННЫМ ПАЦИЕНТОМ И ПЕРСОНАЛЬНЫМ
КОМПЬЮТЕРОМ**

© 2020 г. К. Ю. Шелепин^{a,b}, Е. Ю. Шелепин^{a,b}, А. А. Балякова^a

Поступила в редакцию 13.06.2019 г.

После доработки 10.07.2019 г.

Принята к публикации 10.07.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816219060296

Ассистивный программно-аппаратный комплекс (а.п.а.к.) “Стерх” позволяет обездвигенным людям управлять компьютером посредством взгляда. В основу метода положена технология видеоокулографии, основанная на регистрации направления взгляда человека с помощью специализированных миниатюрных высокоскоростных камер. Помимо специальной камеры, устройство оборудовано инфракрасной (и.к.) подсветкой глазного яблока с длиной волны от 850 до 950 нм, благодаря которой на роговице глаза создается блик. Специализированная высокоскоростная камера и.к.-диапазона осуществляет видеозапись одного или обоих глаз и по блику регистрирует движение глазного яблока, пока пользователь рассматривает изображение на экране монитора. Положение блика анализируется, проходит компьютерную обработку, в результате чего становится возможным определить ориентацию оптической оси глазного яблока. Так как источник подсветки сдвинут относительно оптической оси камеры и вторичное отражение от сетчатки не поступает в записывающую видеокамеру, то зрачок становится “черным” для распознающей оптико-электронной системы, что определило название метода регистрации как “метод темного зрачка”. В реализации а.п.а.к. “Стерх” нами был выбран стационарный форм-фактор видеоокулографа (рис. 1).

Данная технология, согласно Международной комиссии по неионизирующему излучению ICNIRP, неинвазивная и не оказывает негативного воздействия на организм.

С помощью а.п.а.к. “Стерх” пользователь управляет компьютером посредством взгляда, что позволяет ему: мгновенно информировать меди-

цинский персонал либо родственников о своем состоянии, дискомфорте, пожеланиях; общаться с окружающим миром; пользоваться мессенджерами, интернетом, большинством компьютерных программ и приложений; работать с текстовыми редакторами, а также общаться посредством устной синтезированной речи.

Ассистивный программно-аппаратный комплекс “Стерх” создан с использованием новейших алгоритмов и технологических решений, позволяющих заменить мышь и клавиатуру; технические решения, заложенные в программном обеспечении “Стерх”, позволяют адаптировать различные модели айтрекеров и персональных компьютеров. Кроме того, при разработке “Стерх” учитывалось соответствие принципам “Конвенции о правах инвалидов”: обучение работе на нем не требует отдельной подготовки пользователей, чем-либо отличающейся от общепринятой практики взаимодействия человека с персональным компьютером на бытовом пользовательском уровне.

Ключевым компонентом комплекса является специализированное программное обеспечение “Eye Communicator”, разработанное коллективом



Рис. 1. Внешний вид а.п.а.к. “Стерх”.

^aИнститут физиологии им. И.П. Павлова РАН, Санкт-Петербург, Россия

^b ООО “Нейроиконика Ассистив”, Санкт-Петербург, Россия

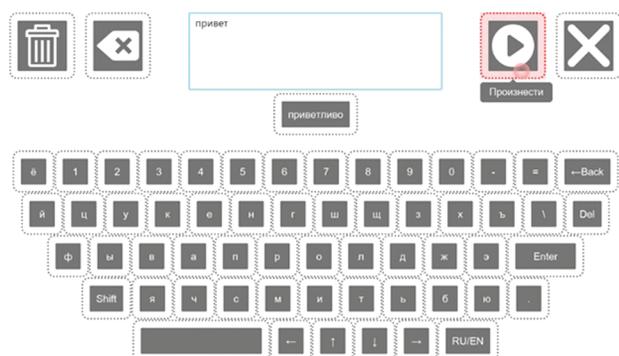


Рис. 2. Экранная клавиатура с функцией генерации речи.

компании “Нейроиконика Ассистив”. Программное обеспечение имеет русский интерфейс, интуитивно понятное меню и ориентировано специально на обездвиженных пользователей. Кроме того, оно обладает рядом уникальных тех-

нологических решений: для экстренной связи с медицинским персоналом или родственниками продуманы иконки быстрого доступа с предустановленным сообщением, для имитации устной речи имеется функция синтеза речи (рис. 2), имеется возможность автоматического увеличения виртуальной клавиатуры, для работы с вэб-браузером предусмотрена полупрозрачная клавиатура.

В целях обеспечения стабильной и точной работы системы предусмотрена функция автоматической калибровки устройства без привлечения помощника пользователя. Применение а.п.а.к. “Стерх” позволяет существенно улучшить качество жизни обездвиженного человека, вернуть пользователя в социум и, более того, дать ему возможность выполнять профессиональную деятельность, связанную с умственным трудом.

Адрес для справок: Россия, 199034, Санкт-Петербург, наб. Макарова, 6, Институт физиологии им. И.П. Павлова РАН; E-mail: shelepink@yandex.ru (Шелепин К.Ю.)

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816220010267

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Васильев И.А., Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. Исследование формы сигналов в ^3He -счетчике при регистрации нейтронов. — 11 с., 8 рис.

Представлены результаты исследования формы сигналов в ^3He -счетчике при регистрации тепловых нейтронов. Разработана электроника, состоящая из зарядо-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя сигналов счетчика. Проведено сравнение измеренной формы сигналов с результатами моделирования сигналов в ^3He -счетчике при регистрации нейтронов. Предложен новый метод определения давления ^3He в счетчике, основанный на измерении эффективности сбора полного заряда и максимальной эффективной ширины сигналов в счетчике. Данный метод хорошо согласуется с прямым измерением давления ^3He в счетчике методом пропускания.

Мамаев А.М., Пелешко В.Н., Савицкая Е.Н., Санников А.В., Сухарев М.М., Сухих С.Э. Пассивный дозиметр нейтронов для высокоэнергетических ускорителей. — 14 с., 4 рис.

Описан пассивный дозиметр нейтронов (п.д.н.) для высокоэнергетических ускорителей. В качестве детектора тепловых нейтронов применяется слайд индивидуального дозиметра ДВГН-01, размещенный в центре полиэтиленового замедлителя. Замедлитель содержит свинцовую вставку, повышающую чувствительность дозиметра к высокоэнергетическим нейтронам, и кадмиевый фильтр. Выполнены расчеты по оптимизации параметров конструкции дозиметра с точки зрения энергетической зависимости чувствительности в диапазоне энергий от тепловой до 1 ГэВ. Расчетные данные согласуются с экспериментальными результатами, полученными в низкоэнергетических опорных полях нейтронов. Проведены сравнительные измерения с помощью п.д.н. и низкоэнергетического пассивного дозиметра в полях нейтронов за защитой протонного ускорителя У-70 ИФВЭ на 70 ГэВ.

Намаконов В.В., Габбасов Д.М., Пасечников В.П. Монитор потока нейтронов с энергией 14 МэВ импульсного канала нейтронного генератора НГ-12И. — 8 с., 4 рис.

Разработан монитор потока нейтронов с энергией 14 МэВ, предназначенный для настройки нейтронного генератора НГ-12И в импульсном режиме работы и измерения относительного потока 14-МэВ нейтронов. Рассмотрен принцип работы импульсного канала нейтронного генератора НГ-12И. Приведена структурная схема монитора и описан принцип его работы. Монитор позволяет в реальном времени контролировать относительный поток 14-МэВ нейтронов и фоновую составляющую, обусловленную действием источника

нейтронов в интервалах времени между импульсами. Приведены результаты показаний монитора.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Волков Е.В., Еремеев Д.Р., Ивашин А.В., Календарёв В.В., Матвеев В.Д., Михасенко М.О., Сугоняев В.П., Хохлов Ю.А., Шумakov А.А. Модуль аналого-цифрового преобразователя с оцифровкой формы сигнала для эксперимента ВЕС. — 29 с., 16 рис.

Представлены разработанный для эксперимента ВЕС на ускорительном комплексе У-70 32-канальный 12-битный модуль аналого-цифрового преобразования ADC-32АТС с оцифровкой формы сигнала с частотой 40 МГц, согласующие формирователи входных сигналов для него, методы измерений и их обработки. Описан опыт применения модуля в эксперименте ВЕС. Модуль предназначен для регистрации одиночных импульсов с фиксированной формой или линейной комбинации небольшого числа таких импульсов с положительными коэффициентами и может применяться для калориметров, черенковских и сцинтилляционных счетчиков в физике высоких энергий в экспериментах с фиксированной мишенью.

Кладухин В.В., Храмцов С.П., Ялов В.Ю. Генератор высоковольтных импульсов на основе распределенного сумматора с общим изолирующим дросселем. — 9 с., 8 рис.

Описан генератор мощных квазипрямоугольных высоковольтных импульсов на основе N -секционного сумматора, выполненного на отрезках коаксиальных линий с общим изолирующим магнитопроводом. На согласованной нагрузке сумматор обеспечивает N -кратное повышение амплитуды напряжения относительно амплитуды входных импульсов с временами нарастания и спада выходных импульсов, определяемыми соотношениями: $2(N-1)\tau_c + \tau_{RT}$, $2(N-1)\tau_c + \tau_{FT}$ соответственно, где τ_c — электрическая длина секции сумматора, τ_{RT} — длительность фронта входного импульса, τ_{FT} — длительность спада входного импульса, N — число секций. Представлена конструкция и приведены результаты тестирования 22-секционного генератора импульсов с 50-омной согласованной нагрузкой, с возможностью регулирования напряжения выходных импульсов в диапазоне 1–21 кВ, длительности в диапазоне 100–500 нс, частоты следования импульсов до 1 кГц, с длительностью фронта и спада выходных импульсов (по уровню 0.1–0.9) — 100 нс.

Огородников Д.Н., Гребенников В.В., Фадеев И.С., Ярославцев Е.В. Работа преобразователей постоянного напряжения при их параллельном включении. — 10 с., 6 рис.

Показана возможность уменьшения коэффициента расчетной мощности преобразователя постоянного напряжения. Для экспериментального исследования использовался преобразователь постоянного напряжения понижающего типа мощностью 40 Вт. Разработана математическая модель и проведено исследование изменения коэффициента расчетной мощности для компонентов преобразователя в зависимости от коэффициента заполнения и количества ячеек преобразователя. Представлены расчетные и экспериментальные зависимости от коэффициента заполнения при различных количествах используемых ячеек преобразователя постоянного напряжения: коэффициентов расчетных мощностей конденсаторов входного и выходного фильтра, действующей величины входного тока. Получено соответствие расчетных и экспериментальных значений с погрешностью не более 10%.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Безуглов В.В., Брызгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Коробейников М.В., Максимов С.А., Мелехова Р.В., Нехаев В.Е., Пак А.В., Радченко В.М., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Факторович Б.Л., Штарклев Е.А. Поворот некохроматических электронных пучков магнитными зеркалами. — 9 с., 11 рис.

Описана система для поворота некохроматических электронных пучков, состоящая из двух одинаковых магнитных зеркал. Распределение магнитного поля по глубине зеркал сформировано так, что за нарастанием напряженности магнитного поля на входе в зеркало следует ее спад по определенному закону. В результате удается компенсировать угловые расходимости некохроматических электронных пучков в зазорах зеркал и получить после поворота пучок с фазовыми характеристиками, близкими к начальным. Приведены расчет и экспериментальные данные испытания такого устройства при повороте электронного пучка на 180°.

Мельник А.Д., Афанасьев В.И., Козловский С.С., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В. Разработка технологии изготовления детекторов для системы атомных анализаторов на токамаке ITER. — 9 с., 3 рис.

Использование сцинтилляторов микронной толщины, нанесенных на входные окна фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.), дает возможность создать детекторы ионов с малой чувствительностью к нейтронам и γ -квантам. Описана технология изготовления таких детекторов на основе сцинтиллятора CsI(Tl) и многоанодного ф.э.у. Hamamatsu H8500D. Рассмотрены основные этапы процесса, включающие вакуумное термическое напыление сцинтиллятора на подложки, приклейку подложек на окно ф.э.у., контроль качества изготовленных образцов. Технология разработана для изготовления детекторов диагностической системы атомных анализаторов для токамака-реактора ITER.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Ramtanu Mukherjee, Swapan Kumar Ghorai, Bharat Gupta, Tapas Chakravarty. Development of a Wearable Remote Cardiac Health Moni-

toring with Alerting System. — 16 p., 5 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Remote monitoring with alerting systems becomes unavoidable in the field of remote healthcare. The efficiency of such a system depends on accuracy, easy-to-use, versatility, and cost-effectiveness. In this study, a remote cardiac health monitoring along with the alert raising facility is presented. Special design techniques have been adopted to craft the photoplethysmographic (PPG) sensor to overcome the congenital limitations like pressure disturbance, the influence of ambient light and motion artifacts. Three key components like pulse rate (PR), blood pressure (BP) and heart rate variability (HRV) are considered to monitor the cardiac health status. A novel algorithm has been developed to detect the cardiac health status of any subject from the above-mentioned physiological parameters. Also, the variation of human skin tone across demography is considered to minimize the impact of skin structure variability in PPG-based cardiac parameter measurement. Decentralized remote monitoring architecture is implemented using the virtual network computing (VNC) platform. We conducted a trial where the training dataset consisted of data from 70 volunteers and the trial dataset considered 20 new volunteers. The overall accuracy of cardiac health monitoring achieved is 98.5%. The experimental results demonstrate the good promise of reliable and efficient system architecture.

Павлинский М.Н., Ткаченко А.Ю., Левин В.В., Кривченко А.В., Ротин А.А., Кузнецова М.В., Лапшов И.Ю., Семена А.Н., Семена Н.П., Сербинов Д.В., Кривонос Р.А., Штыковский А.Е., Яскович А.Л., Олейников В.Н., Мереминский И.А., Глушенко А.Г., Молюков С.В., Сазонов С.Ю., Арефьев В.А. Моделирование характеристик комплекса зеркальной системы и рентгеновского детектора космического телескопа ART-XC астрофизической обсерватории "Спектр-РГ". — 26 с., 28 рис.

Представлены модели и результаты экспериментальных исследований характеристик новых для отечественного приборостроения объектов: рентгеновской зеркальной системы и стрипового полупроводникового детектора из CdTe, применяемых в первом российском зеркальном рентгеновском телескопе ART-XC. Данный телескоп входит в состав международной космической обсерватории "Спектр-РГ", которая в июле 2019 г. стартовала в точку либрации L2 в 2019 г.

Разницына И.А., Тарасов А.П., Рогаткин Д.А. Усовершенствованная система для флюоресцентного анализа *in vivo* в медицине. — 11 с., 6 рис.

Описаны конструкции отдельных элементов усовершенствованной системы для лазерной флюоресцентной спектроскопии *in vivo*. Предложенные технические решения, в частности: включение в систему источника белого света, особые конструкции оптоволоконного зонда и блока фильтров — позволяющие исключить ряд недостатков существующих систем. В описанной системе спектр диффузного отражения исследуемой области определяется автоматически после детектирования спектров флюоресценции. Равенство диагностических объемов достигается не только путем автоматического переключения режимов, но и использованием большого числа осветительных волокон, расположенных вокруг приемного волокна, для равномерного освещения области интереса. Показана конструкция блока фильтра, поз-

воляющего корректировать передаточную функцию прибора путем регулирования степени перекрытия светового пучка фильтром. Мы полагаем, что включение данных элементов в системы лазерной флюоресцентной спектроскопии позволит уточнить данный метод, унифицировать параметры аналогичных устройств и в перспективе — настраивать все приборы идентичным образом.

Семенов А.П., Балданов Б.Б., Ранжуров Ц.В. Источник неравновесной аргоновой плазмы на основе объемного тлеющего разряда атмосферного давления. — 8 с., 6 рис.

Рассмотрен принципиальный подход и разработан эффективный источник объемной пространственно однородной неравновесной плазмы на основе тлеющего разряда атмосферного давления, формируемого в неоднородном электрическом поле. Выявлены основные преимущества реализованного разряда — высокая однородность горения, экономичность, возможность масштабирования конструкции в широких пределах с одновременным повышением стабильности его работы и обеспечение более равномерного и эффективного воздействия нетермической объемной плазмы на термочувствительные поверхности.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Мелетов К.П. Азотный криостат с регулируемой температурой и холодной загрузкой образцов для измерений оптических спектров. — 6 с., 2 рис.

Криостат с холодной загрузкой предназначен для измерений оптических спектров термически нестабильных образцов. Система стабилизации температуры с резистивным нагревателем обеспечивает регулировку температуры в диапазоне 80–270 К с точностью ± 0.3 К. Криостат использован для измерений спектров

комбинационного рассеяния света молекулярных гидридов кварцевого стекла при различной температуре.

Яомин Ван, Тюрин Ю.И., Никитенков Н.Н., Сыпченко В.С., Никитенков А.Н., Чжан Ле. Установка для исследования люминесценции фосфоров при возбуждении атомно-молекулярными пучками — 11 с., 7 рис.

Описаны схема, конструкция, аппаратное обеспечение лабораторной установки для исследования взаимодействия пучков свободных атомов и молекул с поверхностью люминофоров. Приведены методики измерений эффективности электронных излучательных процессов на поверхности для изучения механизмов переноса энергии и изменения поверхности на основе спектрально-кинетических характеристик гетерогенной хемилюминесценции. Люминесцентные методы изучения гетерогенной рекомбинации атомов водорода на поверхности твердых тел позволяют явно выделить ударный (Ридила–Или) и диффузионный (Ленгмюра–Хиншеллуда) механизмы рекомбинации и оценить долю вкладов этих механизмов в общую скорость рекомбинации атомов в зависимости от плотности потока свободных атомов и температуры образца. Приведены примеры изучения спектров гетерогенной хемилюминесценции (г.х.л.) и фотолюминесценции при различных температурах люминофора AlN-Eu^{3+} , при возбуждении атомами водорода и ртутной лампой. При обработке кинетических кривых разгорания и затухания г.х.л. люминофора ZnS-Tm^{3+} при включении и выключении атомно-молекулярного пучка $\text{H} + \text{H}_2$ приведен пример получения параметров атомно-молекулярных процессов на поверхности (адсорбции, ударной и диффузионной рекомбинации атомов и десорбции молекул водорода).

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 лаборатории, 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 описанием 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/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2 страниц и 1 рисунок, 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 издательствах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи, сопроводительное письмо от авторов и авторский договор с издателем журнала, заполненный и подписанный автором и всеми соавторами. Авторский договор вступает в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах www.sciencejournals.ru (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Для публикации в русской версии следует оформить лицензионный договор, бланк которого размещен на сайте www.sciencejournals.ru. 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 www.sciencejournals.ru, 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.

Рукопись желательно присылать по электронной почте. 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).

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.

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 сайтах www.maik.ru (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно

тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям МАИК “НАУКА/ИНТЕРПЕРИОДИКА”.

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

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах www.maik.ru (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылаются 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 сайтах www.maik.ru (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия).