

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Номер 5, 2021

---

---

Новые технологии для создания малогабаритных линейных ускорителей электронов (*обзор*)

*С. В. Куцаев*

5

---

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Оптимизация структуры гетерогенного сцинтиллятора для регистрации тепловых нейтронов

*Е. С. Кузьмин, И. Ю. Зимин*

22

Энергетические характеристики многоканального сцинтилляционного спектрометра

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

28

Калибровка макета калориметра гамма-телескопа ГАММА-400 на пучке позитронов ускорителя “Пахра”

*С. И. Сучков, А. И. Архангельский, В. А. Басков, А. М. Гальпер,  
О. Д. Далькаров, А. И. Львов, Н. Ю. Паппе,  
В. В. Полянский, Н. П. Топчиев, И. В. Чернышева*

34

Передние годоскопы заряженных фрагментов ядер для эксперимента VM@N

*А. Г. Баранов, В. А. Басков, Д. П. Герасимов, Ф. Ф. Губер,  
В. А. Дронов, А. П. Ивашкин, А. В. Известный, Н. М. Карпушкин,  
А. И. Львов, С. В. Морозов, П. Ю. Наумов, В. В. Полянский,  
А. И. Решетин, Г. Х. Салахутдинов*

42

---

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Высоковольтный высокочастотный генератор субнаносекундных импульсов на основе арсенид-галлиевых дрейфовых диодов с резким восстановлением

*А. В. Рожков*

46

Мощный диодно-динисторный генератор для газоразрядных технологий	49
<i>С. В. Коротков, А. Л. Жмодиков</i>	
Генератор мощных объемных разрядов наносекундной длительности	53
<i>С. В. Коротков, А. С. Кузнецов, Ю. В. Аристов</i>	
Генератор высоковольтных биполярных импульсов	57
<i>А. А. Лубков, В. Н. Котов, С. В. Перебийнос, А. А. Зотов</i>	

---

## **ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА**

Анализ низкотемпературной плазмы методом оптической эмиссионной спектроскопии с пространственным сканированием	67
<i>Р. Р. Исмагилов, А. Б. Логинов, С. А. Малыхин, В. И. Клещ, А. Н. Образцов</i>	
К вопросу о существовании “рентгеновской ямы” в режимах омического и электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М	73
<i>А. И. Мещеряков, И. А. Гришина, И. Ю. Вафин</i>	
Экспериментальная методика юстировки соединения канального оптического волновода с волоконным световодом по отражениям от дальнего торца волновода	78
<i>П. В. Карнаушкин, Ю. А. Константинов</i>	
Сравнительный анализ точности определения сдвига бриллюэновской частоты в экстремально зашумленных спектрах различными корреляционными методами	84
<i>А. И. Кривошеев, Ю. А. Константинов, Ф. Л. Барков, В. П. Первадчук</i>	
Имитация различных внешних воздействий на светодиоды схемным моделированием объемных каналов утечки тока	90
<i>А. В. Градобоев, К. Н. Орлова, А. В. Симонова, В. В. Седнев</i>	
Акустооптический дефлектор на парателлурите – повышение тепловой стабильности параметров	100
<i>С. Н. Антонов, Ю. Г. Резвов</i>	

Акустооптический модулятор для лазерных доплеровских анемометров потоков жидкости и газа

*С. Н. Антонов, Ю. Г. Резвов*

105

Фокусировка рентгеновского излучения с энергией квантов 9.5 кэВ эллипсоидом с кристаллом HOPG

*Н. В. Жидков, Е. В. Поздняков, Н. А. Сулов*

110

Трехкомпонентный приемник сигналов очень низкого частотного диапазона с прецизионной привязкой данных к Мировому Времени

*С. В. Пильгаев, А. В. Ларченко, Ю. В. Федоренко,  
М. В. Филатов, А. С. Никитенко*

115

Магнитный шум феррозондов и магнитомодуляционных датчиков с аморфным ферромагнитным сердечником

*О. Л. Сокол-Кутыловский*

126

---

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

Высокопроизводительный модуль сбора данных и управления широкополосным спектрометром ближнего инфракрасного диапазона на основе интерфейса USB 3.0

*С. Ю. Ксенофонтов, А. В. Кунаев, Т. В. Василенкова, Д. А. Терпелов,  
П. А. Шилягин, А. А. Моисеев, Г. В. Геликонов*

131

---

## **ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА**

Многостадийный контроль качества активных волоконных световодов

*В. В. Бурдин, Ю. А. Константинов, Д. Клод, К. П. Латкин,  
М. Е. Белокрылов, А. И. Кривошеев, М. К. Цибиногина*

138

Выявление гамма-пиков  $^{60}\text{Co}$  с помощью многопиксельного счетчика фотонов

*Elif Ebru Ermis*

147

Установка для исследования нестационарного теплообмена в жидких средах

*С. Б. Рютин*

152

---

## **ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ**

Простой подвижный металлографический  
микроскоп высокого увеличения

*А. Ю. Кунцевич*

156

Компактный приемопередатчик для организации резервной  
радиолинии управления научной аппаратурой при проведении  
космических экспериментов

*Д. В. Лисин*

159

---

## **СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ**

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

160

Правила публикации в ПТЭ

165

---

---

УДК 621.384.6

## НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ (обзор)

© 2021 г. С. В. Куцаев\*

*RadiaBeam Technologies LLC, 1717 Stewart st., Santa Monica, CA, 90404, USA*

*\*e-mail: kutsaev@radiabeam.com*

Поступила в редакцию 25.02.2021 г.

После доработки 14.04.2021 г.

Принята к публикации 16.04.2021 г.

Приводится обзор новых технологий, позволяющих реализовать такие современные принципы разработки и создания прикладных линейных ускорителей электронов, как модульность, миниатюризация и снижение их стоимости. Развитие ускорителей в данном направлении стало возможным благодаря появлению таких технологий, как компактные источники высокочастотного (в.ч.) питания, эффективные подходы к изготовлению ускоряющих структур, а также повышение ускоряющих градиентов и снижение мощности в.ч.-потерь в структурах. Обзор основан на опыте работы автора по разработке малогабаритных ускорителей.

DOI: 10.31857/S0032816221050086

### ВВЕДЕНИЕ

Ускорители заряженных частиц являются важнейшими инструментами для исследований в ядерной физике, физике высоких энергий, материаловедении и радиохимии, а также используются для создания микросхем, радиотерапии, в сферах безопасности и промышленности. Развитие ускорителей стало возможно благодаря разработкам в области физики пучков заряженных частиц, с.в.ч.-технологиям, применению новых материалов и методов их обработки и др. [1]. Хотя большие ускорители “мегасаенс”-класса, используемые в научных целях, такие как Большой адронный коллайдер [2], наиболее известны широкому кругу специалистов и обывателей, этот класс составляет только ~1% всех ускорителей в мире [3]. Остальные 95% ускорителей используются для прикладных целей, из них 62% применяются для промышленных и медицинских целей [4]. Большинство ускорителей прикладного класса составляют линейные ускорители электронов (л.у.э.) с энергиями от единиц до нескольких десятков мегаэлектронвольт.

Одной из важнейших задач в данной сфере является уменьшение габаритов и веса ускорителей для таких областей их применения, как инспекция грузов [5–7]. Например, в случае патрулирования границ ускоритель вместе с системой питания, защитой, системой контроля и детекторной станцией должен помещаться на автомобиль для быстрой смены дислокации [8, 9]. Ускорители

для медицинского применения должны также помещаться на мобильную роботизированную платформу, чтобы обеспечить доступ пучка со всех сторон опухоли [10, 11]. Промышленное применение переносных ускорителей включает в себя облучение крови [12], выездную радиографию [13], каротаж нефтяных скважин [14], а также системы безопасности, в которых в настоящее время используются радиоизотопы [15]. Более подробно тенденции миниатюризации промышленных ускорителей описаны в работе [1].

Значительным препятствием для распространения ускорителей в некоторых областях промышленности также является их высокая стоимость. В настоящее время основную часть массового коммерческого применения ускорителей электронов в промышленности составляют стерилизация медицинского оборудования, обеззараживание продуктов питания, производство полимеров и дефектоскопия. В совокупности эти области образуют рынок, объемом более 500 млн долларов США в год [16]. В то же время использование ускорителей как источников излучения, в основном, сосредоточено в развитых странах. В странах с низким и средним доходом [17], население которых составляет более 80% населения Земли [18], в качестве источников промышленного облучения до сих пор преобладают радиоизотопы, в основном  $^{60}\text{Co}$ .

Одной из главных причин недостаточного распространения ускорительных технологий в промышленности в этих странах является высокая

капитальная цена установок и необходимость квалифицированного, обученного обслуживающего персонала. Стоимость ускорителей промышленного класса варьируется от 2 млн долларов США за систему на основе л.у.э. с энергией 10 МэВ и средней мощностью 20 кВт до более 5 млн долларов США за ускоритель типа родотрон [19]. Кроме того, эти ускорители требуют наличия, как минимум, одного техника или оператора одновременно в течение всего времени работы установки (обычно 24 часа в сутки, 7 дней в неделю) и группу инженеров, готовых для устранения неполадок [20]. Последние обычно являются сотрудниками производителя ускорителей, однако их услуги оплачиваются эксплуататором. Наконец, сроки поставок запасных компонентов для ускорителей могут составлять до нескольких месяцев, так как они не производятся в больших количествах.

Здесь очевиден контраст с успешным коммерческим использованием медицинских ускорителей для радиотерапии по всему миру. И хотя их количество все еще недостаточно, их распространение в развивающихся странах стремительно увеличивается [21]. Благодаря объему производства таких ускорителей (до 1000 в год [22]) существует развитая и эффективная сеть поставок необходимых компонентов по всему миру и имеются значительные запасы этих компонентов. Производители медицинских ускорителей имеют штат инженеров и техников обслуживания, находящихся в разных частях мира и готовых оперативно прибыть на место и устранить поломку. Кроме того, существует рынок использованных ускорителей, которые успешно продаются во многие страны. Таким образом, одним из путей развития промышленных ускорителей может являться унификация их конструкции с медицинскими ускорителями, а именно, использование тех же источников в.ч.-питания (магнетронов и клистронов), источников импульсного напряжения (модуляторов), источников электронов (пушек) и других.

## 1. КОРОТКОВОЛНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ

Большую часть размеров и веса традиционного ускорителя определяют источник питания и элементы радиационной защиты. Габариты слоя защиты напрямую зависят от размера ускоряющей секции. Одним из путей уменьшения размеров данных компонентов является повышение частоты колебаний электромагнитного поля в ускорителях. Более высокочастотные структуры и источники питания имеют меньшие размеры, а также они более энергетически эффективны. Однако уменьшение габаритов и стоимости ускорителей для прикладного применения невозможно без применения новых технологий. Например,

для работы в более коротковолновых диапазонах частот необходимы источники с в.ч.-мощности, способные обеспечивать достаточный уровень мощности для эффективного ускорения частиц.

Традиционные промышленные ускорители работают в S-частотном диапазоне<sup>1</sup> (3 ГГц) и используют клистрон в качестве источника питания [23]. Клистрон, как усилитель в.ч.-мощности, обладает такими преимуществами, как доступность большой пиковой и средней мощности и фазовая стабильность, однако требует для работы источник задающего сигнала и фокусирующий соленоид, что значительно увеличивает размеры и вес системы в.ч.-питания [24].

В современных ускорителях имеет место тенденция использования более компактных источников в.ч.-энергии — магнетронов. Магнетроны являются более дешевыми, чем клистроны (см. рис. 1), однако их мощность ограничивается несколькими мегаваттами в течение импульса и несколькими киловаттами в среднем [25]. Мощность клистронов может быть в десятки раз больше мощности магнетронов. Большинство коммерческих медицинских ускорителей используют магнетроны в качестве источника питания, поэтому их распространенность, доступность и надежность очень высока. В то же время их мощность является недостаточной для промышленных ускорителей, используемых для обеззараживания воды, продуктов питания, стерилизации инструментов и производства полимеров.

Интересно сравнить зависимость стоимости ускорителей от выбора источника питания. Например, модулятор для магнетрона S-частотного диапазона e2v MG5349 [26] с пиковой мощностью 3.1 МВт и средней 3.1 кВт, широко используемого в медицинских ускорителях, будет стоить около 45000 долларов США. Вместе с самим магнетроном и другими компонентами стоимость в.ч.-мощности составляет приблизительно \$45 за 1 Вт мощности пучка (см. табл. 1). С другой стороны, стоимость модулятора того же производителя (Scandinova Systems [27]), предназначенного для клистрона CPI VKS-8262F [28] с пиковой мощностью 5 МВт и средней 36 кВт, используемого в промышленных ускорителях, стоит более 500000 долларов США, которая вместе со стоимостью самого клистрона и других компонентов определяет стоимость 1 Вт пучка в \$39 (здесь и далее доллары США). Таким образом, удельная стоимость системы в.ч.-питания примерно одинаково-

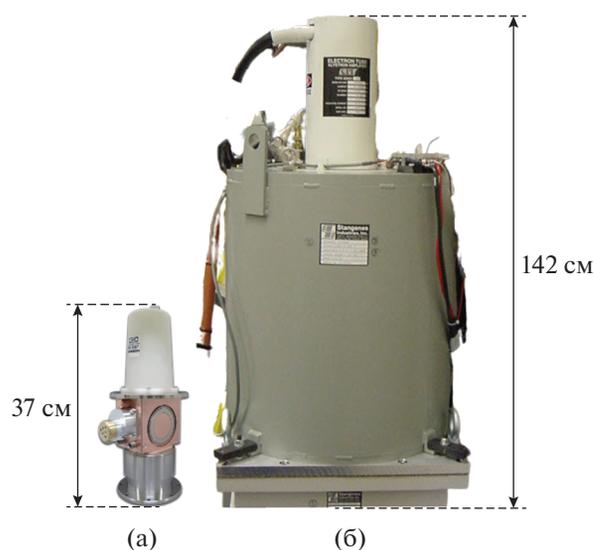
<sup>1</sup> Диапазоны радиочастот имеют различные обозначения (по ГОСТ, IEEE и др.) в различных сферах их использования, поэтому приводим используемые нами обозначения и соответствующие полосы частот: S — 2–4 ГГц, C — 4–8 ГГц, X — 8–12 ГГц, Ku — 12–18 ГГц, K — 18–27 ГГц, Ka — 27–40 ГГц.

ва для систем как с малой, так и с большой средней мощностью.

Данный факт позволяет реализовать парадигму модульного построения систем с высокой мощностью пучка, когда ускоритель с большой средней мощностью заменяется несколькими ускорителями меньшей мощности (модулями). Преимущества такого подхода заключаются в значительном снижении стоимости одного модуля. Во-первых, это позволяет уменьшить объем необходимых стартовых затрат на приобретение ускорителя для промышленного использования, что в настоящее время является серьезным препятствием к распространению ускорительных технологий во многих странах [15]. А во-вторых, позволяет добавлять технологические мощности для промышленных установок по мере увеличения пропускной способности предприятия (см. рис. 2).

Другим преимуществом является более высокая надежность модульных систем. Например, в случае выхода из строя ускорителя с мощностью 18 кВт останавливается все производство, в то время как при выходе из строя одного из 12 ускорителей с мощностью 1.55 кВт каждое предприятие может продолжать функционировать с пониженной производительностью (на 8%). Наконец, снижение мощности одного модуля позволяет использовать магнетроны для медицинских ускорителей, производящиеся в большом количестве и широкодоступные от многих поставщиков. Унификация технологий промышленных ускорителей с медицинскими также упрощает процесс подготовки и привлечения обслуживающего персонала, так как задача поиска или обучения специалистов, способных работать со сложными высокомошными ускорителями, является более тяжелой, чем поиск специалистов, знакомых с медицинскими ускорителями, благодаря тому, что последних в настоящее время насчитывается около 12000 по всему миру [22, 29].

Другой тенденцией в развитии прикладных ускорителей является повышение рабочей частоты  $f$  [30]. Это не только позволяет снизить размеры ускоряющей структуры (примерно, как  $f^{-5/2}$ ), ис-



**Рис. 1.** Сравнение размеров источников в.ч.-питания частотного S-диапазона: **а** – магнетрон NJR M1466T с импульсной мощностью 3.1 МВт и средней мощностью 3.1 кВт, **б** – клистрон CPI VKS-8262F с импульсной мощностью 5 МВт и средней мощностью 36 кВт, находящийся внутри соленоида.

точника питания и радиационной защиты, но и повысить эффективность использования в.ч.-энергии. Например, такой важнейший критерий эффективности преобразования энергии в.ч.-поля в энергию пучка, как шунтовое сопротивление, определяемый как отношение квадрата прироста энергии частицы к рассеянной в структуре мощности ( $R_{sh} = V^2/P$ ), увеличивается с частотой как  $f^{1/2}$  для традиционных структур [31]. В случае же структур на стоячей волне запасенная энергия, определяемая добротностью резонатора  $Q$ , уменьшается пропорционально  $f^{-1/2}$ , что уменьшает интервал заполнения в.ч.-структуры, работающей в режиме стоячей волны, во время которого мощность не используется для ускорения пучка –  $\tau = \frac{Q_L}{\pi f} \sim f^{-3/2}$  [32], что также приводит к повышению эффективности.

**Таблица 1.** Сравнение стоимости в.ч.-систем для медицинских и промышленных ускорителей (в предположении 50%-ной эффективности передачи энергии пучку от в.ч.-поля)

Тип ускорителя	Медицинский	Промышленный
Импульсная мощность, МВт	3.1	5
Средняя мощность, кВт	3.1	36
Мощность пучка (средняя), кВт	1.55	18
Стоимость в.ч.-системы, \$	70000	700000
Стоимость в.ч.-мощности за 1 Вт пучка, \$	45	39

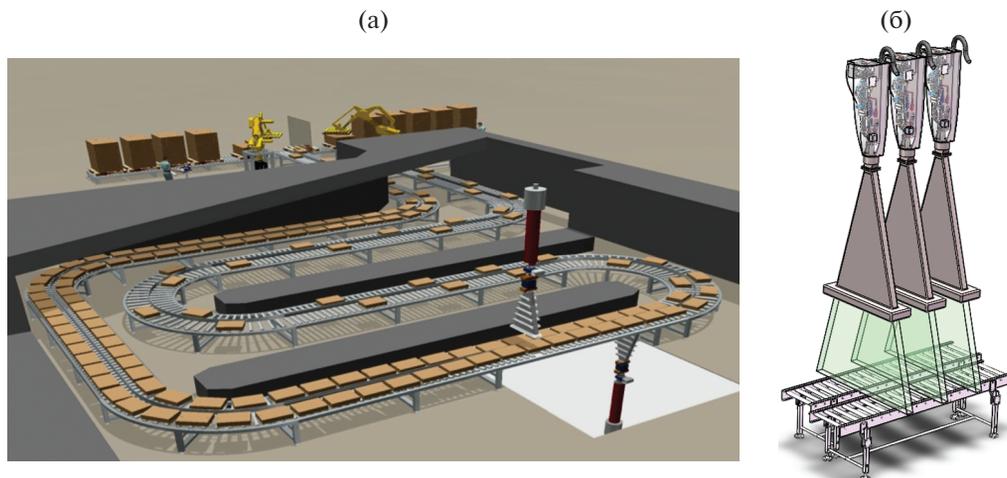


Рис. 2. Примеры реализации промышленного конвейера для облучения объектов, построенные по классическому (а) и модульному (б) принципу.

Важной проблемой является ограниченное наличие компактных источников в.ч.-мощности, работающих в более коротковолновых диапазонах (чем S-диапазон) с достаточным уровнем мощности. Например, наиболее распространенным источником питания медицинских ускорителей является магнетрон X-частотного диапазона. Такие магнетроны обычно имеют коэффициент заполнения импульсной последовательности (так называемый дьюти-фактор) от  $10^{-4}$  до  $2 \cdot 10^{-3}$  и значения импульсной мощности от 1 до 2 МВт. С точки зрения эффективности использования в.ч.-мощности высокая импульсная мощность является более предпочтительной, чем скважность, так как для заданной дозы излучения среднее потребление мощности растет линейно с дьюти-фактором, но сама доза облучения растет с энергией как  $Y = k(E^n)$ , где  $Y$ , Гр/мин – доза тормозного излучения;  $E$ , МэВ – энергия пучка электронов;  $n = 2.7-3.0$ ;  $k$  – коэффициент конверсии, зависящий от дизайна мишени [33]. Наиболее мощным коммерчески доступным магнетроном частотного X-диапазона, используемым в медицинских ускорителях, является магнетрон L-6170, поставляемый фирмой L-3 (США), с мощностью 2 МВт [34].

Еще одной перспективной альтернативой традиционным клистроном является российская разработка многолучевых клистронов S-диапазона с реверсной фокусировкой постоянными магнитами [35], сопоставимых по размерам и характеристикам питания с магнетронами, но имеющих большую среднюю и импульсную мощность и сохраняющих все преимущества клистронов. В последние годы в России был разработан аналогичный клистрон С-диапазона с импульсной мощностью 3.5 МВт. Такие клистроны используются в

современных компактных ускорителях электронов [36].

Если говорить о более высокочастотных магнетронах, то максимальная мощность коммерчески доступных магнетронов снижается с частотой. Это обусловлено тем, что технологически более сложно охлаждать компактные источники питания. В табл. 2 приведено сравнение параметров магнетронов различных частот, с воздушным охлаждением (наименее габаритных в своем классе). Видно, что габариты таких источников уменьшаются незначительно, начиная с частотного X-диапазона, а источники мощности Ка-диапазона с мощностью более 100 кВт не доступны на рынке, поэтому повышение рабочей частоты для прикладных ускорителей, питающихся от магнетрона, выше 15–17 ГГц в настоящее время является нецелесообразным.

Для работы на более высоких частотах необходимо использовать клистроны [39], гироклистроны [40] или гиротроны [41, 42], размеры которых становятся в несколько раз больше размеров ускоряющей структуры, что фактически нивелирует преимущества коротковолновых систем. Например, размеры мощных источников импульсной мощности частотного Ка-диапазона можно увидеть на рис. 3. Проблема наличия в.ч.-источника значительно усугубляется при разработке ускорителей, работающих в миллиметровом диапазоне, так как единственным источником с мощностью в сотни киловатт и выше в настоящее время является гиротрон [43], еще более сложный и крупногабаритный, чем клистрон, к тому же не позволяющий прямое подключение к ускоряющей структуре [44]. Применение таких источников имеет смысл для создания малогабаритных ускорителей на высокие энергии (более несколь-

**Таблица 2.** Сравнение характеристик и габаритов компактных магнетронов с воздушным охлаждением для разных частотных диапазонов [28]

Диапазон	Модель*	Частота, ГГц	Импульсная мощность, кВт	Масса, кг	Размер, см
S	VMS1610	2.7–2.9	1000	34	39 × 40 × 33
C	SFD349	5.4–5.9	1000	26	37 × 24 × 13
X	SFD375	9.0–10.0	325	10.0	24 × 12.7 × 9.5
Ku	VMU1724	14.6–15.2	250	9.1	25 × 16 × 9.6
Ka	SFD332	32.9–33.5	60	~3.5	~12 × 11 × 7

Примечание: \* – производитель CPI, США.

ких сотен мегаэлектронвольт) с использованием эффективных высокоградиентных технологий.

В последнее время также рассматривается вопрос разработки твердотельных генераторов с.в.ч., работающих в сантиметровом диапазоне и выше. Такие источники имеют высокий к.п.д. (60–80%) [45–47], а также привлекают своей надежностью и модульностью [48, 49]. Однако их стоимость значительно растет с рабочей частотой, что обусловлено технологической стоимостью высокочастотных галлий-нитридных транзисторов (или диодов Ганна в случае миллиметрового диапазона), а габариты таких источников питания значительно превышают размеры магнетронов со сравнимыми значениями мощности. Например, самый массовый и дешевый источник на частоту 2.45 ГГц имеет мощность 500 Вт и стоимость

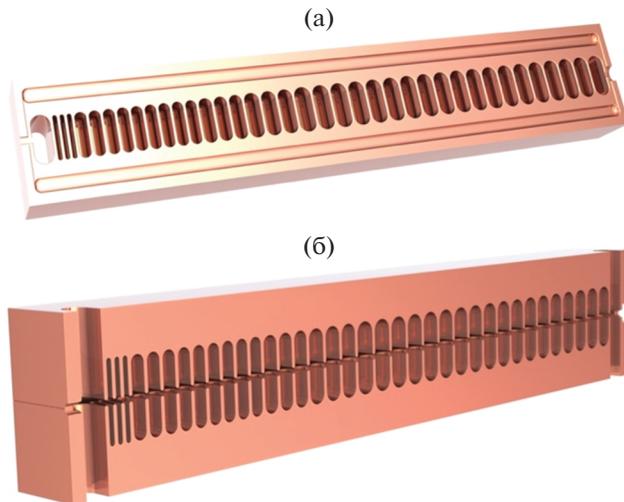
\$2000 [50], в то время как стоимость 1 кВт источников от CPI и AriTech на частоту 9.3 ГГц достигает уже \$60000. Поэтому в настоящее время эти технологии нецелесообразно использовать в прикладных ускорителях.

## 2. ТЕХНОЛОГИЯ РАЗДЕЛЕННОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Другой проблемой при переходе на более высокие частоты является прогрессирующая сложность точного изготовления, так как размер элементов и деталей конструкции высокочастотных структур уменьшается пропорционально длине волны в то время как чувствительность их параметров растет с частотой. Для решения этой проблемы была предложена технология “разделен-



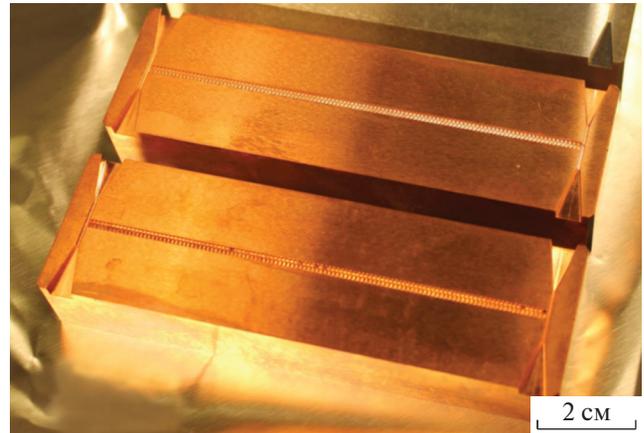
**Рис. 3.** Источники высокой импульсной мощности частотного Ка-диапазона: **а** – 34 ГГц-гироклистрон с мощностью 500 кВт, длительностью импульса 100 мкс и частотой повторения 1000 Гц, аналогичный разработанному НПО ГИКОМ [37], **б** – 34 ГГц-магникон с мощностью 17 МВт, длительностью импульса 0.25 мкс и частотой повторения 1–2 Гц, разработанный в Институте ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН [38].



**Рис. 4.** Сечения разделенной ускоряющей структуры, состоящей из двух идентичных половинок (а), соединенных друг с другом для образования диафрагмированного волновода (б).

ной структуры” [51, 52], принцип которой заключается в том, что вместо традиционного изготовления множества индивидуальных ускоряющих ячеек, которые затем должны быть спаяны и настроены, структура изготавливается лишь из двух половинок, в каждой из которой выточен профиль всех ячеек и которые затем соединяются (спаиваются, свариваются или подвергаются диффузионному склеиванию [53]), как показано на рис. 4. Такой метод изготовления не только позволяет уменьшить количество элементов и соединений, но и существенно упростить доступ инструментов для выточки деталей структуры [54, 55]. К преимуществам данного метода изготовления можно также отнести большую точность изготовления и юстировки за счет отсутствия проблем, связанных с изменением размеров структуры во время пайки [56], а также высокую вакуумную проводимость внутри структуры и отсутствие вакуумно-водяных сочленений, нежелательных в конструкции ускорителей [57].

Концепция разделенной структуры получила развитие и популярность в контексте разработок линейного электрон-позитронного коллайдера с энергиями порядка тераэлектронвольт для экспериментов в области физики высоких энергий [58, 59]. Установки такого класса, например Компактный линейный коллайдер CLIC [60] (ЦЕРН, Швейцария), требуют разработки высокоградиентных структур небольшой стоимости. Структура, изображенная на рис. 5 [61, 62], была разработана в качестве научного эксперимента для определения предельных значений напряженности с.в.ч.-полей в нормально проводящих медных структурах. Тем не менее, эти наработки проде-



**Рис. 5.** Фотография 110 ГГц разделенной ускоряющей структуры, разработанной в SLAC, США (фотография В.А. Долгашева).

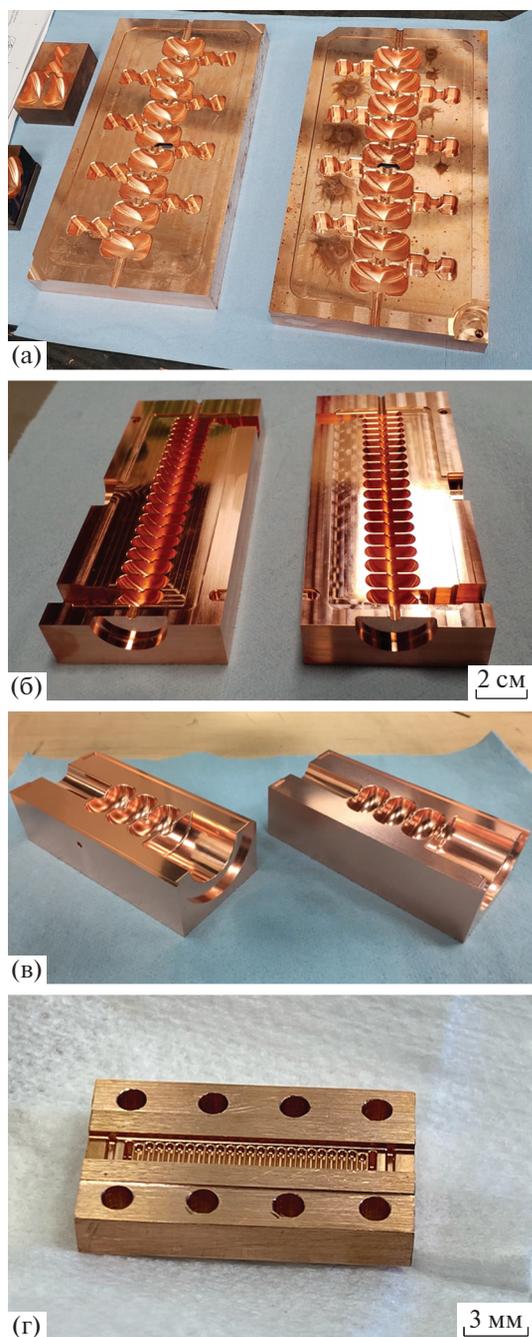
монстрировали перспективность таких структур и для прикладных ускорителей. Структура на рис. 5 имеет рабочую частоту 110 ГГц, что, как минимум, в 10 раз выше частот, используемых в коммерческих ускорителях, и была изготовлена путем микрообработки с элементами электроэрозионной обработки [63, 64], что позволило достичь точности изготовления 1 мкм и шероховатости поверхности 200 нм. При этом стоимость изготовления одной половинки не превышала \$10000.

Результаты, полученные во время работы с разделенными структурами миллиметрового диапазона, побудили автора и его коллег из Radia-Beam Technologies к адаптации данной технологии для прикладных ускорителей сантиметрового диапазона с целью снижения их стоимости. Примеры таких структур приведены на рис. 6 и включают в себя следующие проекты:

- бипериодическая ускоряющая структура (б.у.с.) с внешней связью между ячейками (так называемый side-coupled linac или SCL) частотного С-диапазона для компактного разрезного микротрона [65], предназначенного для инспекции грузов методом непрерывного облучения, например системы инспекции на быстрых нейтронах [66]; здесь впервые была продемонстрирована технологическая возможность изготовления разделенных структур со сложными элементами (трубки дрейфа, ячейки и щели связи);

- высокоградиентная структура типа круглого диафрагмированного волновода (к.д.в.) частотного Х-диапазона, в которой впервые была применена технология электролучевой сварки для разделенных структур;

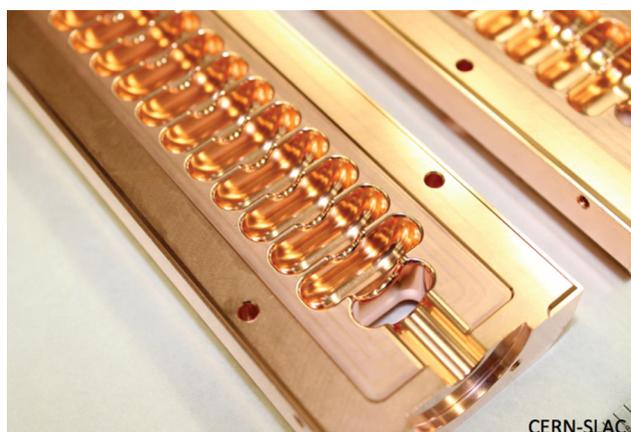
- к.д.в. частотного Ку-диапазона, полностью состоящий из ячеек с фазовой скоростью менее скорости света (0.3–1.0) [56]; на примере этой структуры впервые была продемонстрирована возможность



**Рис. 6.** Ускоряющие структуры разделенного типа, разработанные и созданные в RadiaBeam Technologies: **а** – б.у.с. частотного С-диапазона для использования в компактном микротроне; **б** – к.д.в. с группировочной секцией для Ки-диапазона для переносного ускорителя; **в** – к.д.в. X-диапазона для линейного коллайдера, **г** – к.д.в. на частоту 182 ГГц для кильватерного ускорителя.

изготовления группирователей с переменными параметрами с помощью технологии разделенных структур.

Хотя попытки разработки ускоряющих структур на частоты выше X-диапазона предпринима-



**Рис. 7.** Разделенная ускоряющая структура частотного X-диапазона для коллайдера CLIC (фотография ЦЕРН, Швейцария).

лись и ранее [67], они сталкивались с проблемой сложности изготовления таких структур. Внедрение технологии разделенной структуры изменяет парадигму изготовления ускоряющих структур и открывает возможности применения методов микрообработки для точного изготовления высокочастотных структур при низкой стоимости. Важно отметить, что такой подход позволяет реализовать массовое производство ускорителей благодаря тому, что идентичную деталь (половинку структуры) можно вытачивать многократно из одного куска меди, существенно сокращая время участия механика в процессе изготовления. Кроме того, структура, изготовленная по данной технологии, не требует участия инженера для подстройки частот ячеек, а также внедрения механизмов такой подстройки [56], что также снижает ее стоимость. По нашим оценкам, при массовом производстве разделенных ускоряющих структур, стоимость их изготовления можно снизить в 10 раз: с ~\$10000 до \$1000.

Одной из первых структур, состоящей из двух половинок, была высокоградиентная структура к.д.в. частотного X-диапазона (11.424 ГГц), разработанная и изготовленная совместными усилиями лабораторий SLAC (США) и CERN (Швейцария) в рамках исследовательской программы коллайдера CLIC [68, 69]. Данная структура, показанная на рис. 7, была изготовлена путем традиционной фрезерной обработки. Однако более компактные структуры можно также изготавливать и с помощью электроэрозионной обработки (э.э.о.). В этом случае синкер (патрон, используемый в качестве электрода) может многократно использоваться для изготовления идентичных структур.

Принцип технологии э.э.о. проиллюстрирован на рис. 8 и заключается в следующем. Между патроном, изготовленным в форме детали (негатив), и обрабатываемым материалом подается высокое на-

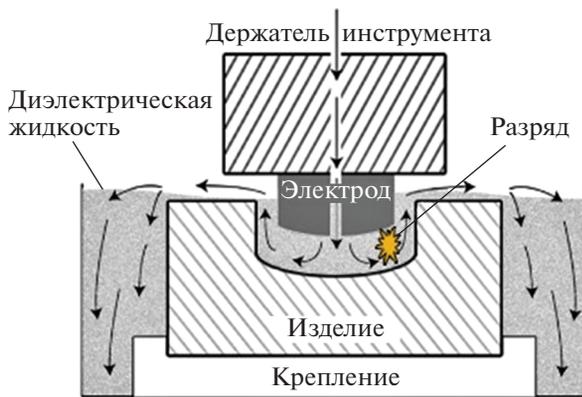


Рис. 8. Иллюстрация принципа техники электроэрозионной обработки.

пряжение, которое создает электрический разряд, выжигающий металл детали. Таким образом, обрабатываемый материал получает форму патрона (позитив). Точность изготовления образца таким методом составляет 2 мкм, однако точность некоторых особенностей геометрии может быть хуже — до 40 мкм [70].

Несмотря на описанные преимущества, износ патрона со временем приведет к необходимости его восстановления до изначальной формы. Скорость изнашивания электрода сильно зависит от количества материала, который необходимо убрать. В связи с этим данный метод больше подходит для структур частотного Ку-диапазона и выше, так как такие волноводы имеют более мелкие детали геометрии, чем структуры частотного Х-диапазона. Износ преимущественно происходит на локальных участках поверхности электрода, и поэтому это необходимо учитывать при разработке геометрии ячеек и, возможно, применять э.э.о. после грубой фрезерной обработки детали, чтобы максимально продлить срок службы электрода. Наконец, поскольку процесс электроэрозионной обработки может оставлять следы электродного материала размером  $< 1$  мкм, пригоревшие на верхних поверхностях детали, то для сглаживания поверхности требуется электрохимическая очистка детали. К счастью, этот процесс хорошо масштабируем и после первоначальных инвестиций в оборудование и инструменты не приводит к большим затратам в расчете на одну структуру.

Альтернативой э.э.о. является технология микрофрезерования, которая использует инструменты малого диаметра, работающие с очень высокой частотой вращения шпинделя и сконфигурированные в высокоточные станки для производства мелких деталей с высокой точностью (рис. 9). Существует ряд исследований, сосредоточенных на сравнении э.э.о. и микрофрезерова-

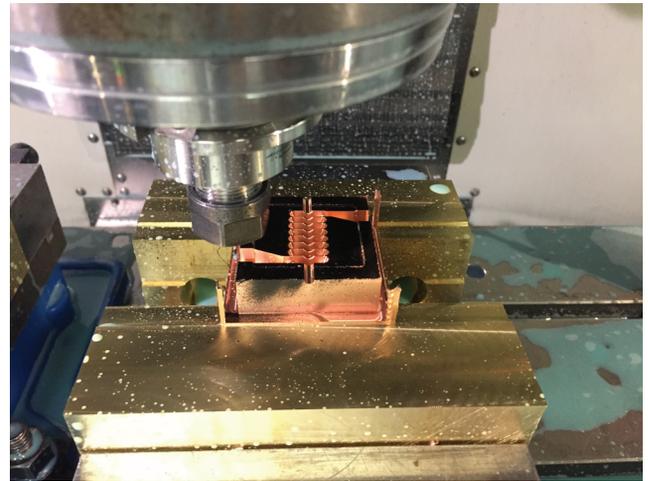
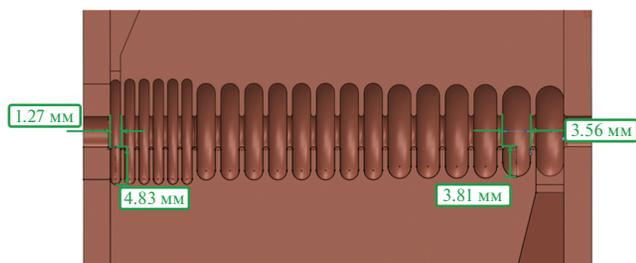


Рис. 9. Процесс изготовления разделенной секции к.д.в. Ку-частотного диапазона методом фрезеровки.

ния [71, 72], общим выводом которых является то, что микрофрезерование обеспечивает большую точность размеров при более высокой стоимости производства. Кроме того, эта технология является более воспроизводимой, чем э.э.о., из-за отсутствия неопределенности в отношении износа электродов. В то же время он требует большей степени вмешательства со стороны квалифицированного слесаря-механика и, следовательно, приводит к более высоким производственным затратам.

Тем не менее, в случае традиционного подхода к фрезеровке деталей с небольшими размерами существует возможность обрабатывать большое количество изделий за один проход, благодаря чему можно достичь значительной экономии трудозатрат и соответственно снизить стоимость изготовления. Фактически, этот метод заключается в том, что возможно прикрепить одну медную болванку к станине станка, запустить основной цикл обработки и вернуться через 1–2 дня, чтобы удалить детали и очистить геометрию тыльной стороны структуры. Данный подход к массовому производству позволяет одновременно изготовить до 100 структур.

Одной из сложностей технологии микрофрезерования ускоряющих структур является изготовление группирующих ячеек с малой фазовой скоростью. На рис. 10 показан пример такой секции частотного Ку-диапазона [56]. На этом рисунке хорошо видно, что отношение глубины ячеек к их ширине составляет около 1:1 в случае фазовой скорости 0.7 и более 3:1 для скорости 0.3 (здесь и далее подразумевается приведенная фазовая скорость: отношение абсолютной фазовой скорости к скорости света). Такое значительное соотношение сторон требует применения более длинных инструментов фрезы, что увеличивает



**Рис. 10.** Группирующая секция к.д.в. частотного К-диапазона, иллюстрирующая разницу в отношении длины ячеек к их радиусу в зависимости от величины фазовой скорости.

их подверженность деформации и вибрации и может повлиять на достижимые допуски и шероховатость поверхности.

Независимо от выбранного способа изготовления, разделенная структура должна быть спаяна для обеспечения вакуумной герметичности и наличия фланцев. В отличие от традиционного (поячеечного) способа изготовления структур, для пайки разделенных структур требуются 2 цикла. Пайка осуществляется с помощью сплавов золота и меди, причем содержание золота увеличивается на последующих этапах пайки для того, чтобы гарантировать, что ранее спаянные соединения не расплавятся. В данном случае первый этап пайки нужен для соединения двух половинок, а второй — для прикрепления вакуумных и волноводных фланцев. Пайка в печи также располагает к экономии в случае массового производства, поскольку можно паять десятки структур такого размера за один цикл печи.

В завершение темы технологии изготовления разделенных структур укажем, что изготовление структуры б.у.с. частотного С-диапазона [65], состоящей из 9 регулярных ячеек и 8 ячеек связи (см. рис. 6б), потребовала всего 70 ч автоматической обработки для создания двух половинок. Это значительно меньше времени, которое потребовалось бы при традиционной технологии изготовления индивидуальных ячеек (см. рис. 11), которая в настоящее время является стандартом для промышленных линейных ускорителей.

### 3. ПОВЫШЕНИЕ УСКОРЯЮЩИХ ГРАДИЕНТОВ

Кроме повышения рабочей частоты другим способом уменьшения габаритов ускорителей является повышение ускоряющего градиента. Действительно, длина структуры уменьшается обратно пропорционально ускоряющему градиенту. Однако одновременно с этим величина в.ч.-мощности  $P$ , необходимой для питания таких структур, также растет (изначально как квадрат уско-



**Рис. 11.** Ячейки ускоряющей структуры типа к.д.в. частотного X-диапазона, изготовленные традиционным “поячеечным” способом, и вспомогательные компоненты для их соединения и пайки.

ряющего напряжения  $E_{acc}$ , но становится линейным, если учесть уменьшение длины структуры):

$$P = \frac{W^2}{R_{sh}L} = \frac{WE_{acc}}{R_{sh}} \quad (1)$$

Повышение требований к значениям мощности в свою очередь приводит к необходимости использования более громоздких источников питания. В итоге выгода от работы на высоких градиентах в случае ускорителей электронов на низкие и средние энергии (<10 МэВ) может быть незначительной или отсутствовать вовсе. Однако при разработке ускорителей на энергии от нескольких десятков мегаэлектронвольт (например, л.у.э. для производства радиоизотопов [73] или вторичного потока нейтронов [74]) до сотен мегаэлектронвольт (например, для источников излучения, на основе обратного комптон-эффекта [75]) выгода от работы на более высоких градиентах становится значительной.

Основным физическим фактором, ограничивающим достижение высоких градиентов в нормальнопроводящих ускоряющих структурах, является высокочастотный пробой (см. рис. 12 [76]). И хотя физика этого явления в контексте увеличения градиентов в в.ч.-структурах изучается уже более двух десятилетий [77, 78], на сегодняшний день данные о в.ч.-пробое остаются в основном эмпирическими с очень ограниченным аналитическим пониманием механизма, условий и динамики пробоя. Однако в настоящее время существуют четкая корреляция вероятности возникновения в.ч.-пробоя с амплитудами электрического и магнитного полей, а также



Рис. 12. Характерная картина повреждения поверхности ускоряющей структуры вследствие в.ч.-пробоя (фотография В.А. Долгашева).

длительностью импульса. В частности, используются следующие критерии для разработки высокоградиентных структур [79]:

- Максимальное значение напряженности электрического поля на поверхности многоячеичных структур не должно превышать 160 МВ/м в частотном S-диапазоне, 250 МВ/м в X-диапазоне и 500 МВ/м в миллиметровом диапазоне [80–83] для достижения средней частоты пробоя порядка  $10^{-6}$  (импульсов  $\cdot$  м) $^{-1}$ . При этом критерий Килпатрика [84, 85], часто используемый для оценки предельных значений в.ч.-полей в резонаторах метрового диапазона, плохо применим для частот сантиметрового и миллиметрового диапазонов.

- Значение напряженности поверхностного магнитного поля не должно приводить к импульсному нагреву с пиковой температурой более 50°C, который может повредить структуру [86]:

$$\Delta T = \frac{|H_{\parallel}|^2 \sqrt{t}}{\sigma \delta \sqrt{\pi \rho c_e k}}, \quad (2)$$

где  $H_{\parallel}$  – значение поверхностной напряженности магнитного поля,  $t$  – длительность в.ч.-импульса,  $\sigma$  – проводимость материала структуры,  $\delta$  – глубина скин-слоя,  $\rho$  – плотность материала,  $c_e$  – удельная теплоемкость материала,  $k$  – теплопроводность материала.

- Согласно исследованиям, проведенным в ЦЕРН (Швейцария) [87, 88], также имеет смысл держать значения модифицированного вектора Пойнтинга  $S_c$  ниже значений 5 МВт/мм $^2$  для длительности импульсов 200 нс:

$$S_c = \operatorname{Re}\{S\} + \frac{\operatorname{Im}\{S\}}{6}, \quad (3)$$

где  $S$  – вектор Пойнтинга.

- Наконец, максимальные значения полей масштабируются с требуемой частотой в.ч.-пробоя ( $BDR$ ) и длительностью импульса как [89]:

$$\frac{E^{30} t^5}{BDR} = \text{const}. \quad (4)$$

Для достижения высоких градиентов необходим глубокий пересмотр подхода к созданию ускорителей, а именно: использование новых материалов (твердые медные сплавы, наноструктура и т.д.), методов изготовления (структуры с разделенными ячейками, электронно-лучевая сварка, зажимные конструкции) и рабочих условий (например, криоохлаждение). Во всех случаях понимание механизма в.ч.-пробоя имеет решающее значение для разработки надежных высокоградиентных структур.

Известно, что выбор материалов, технологии изготовления и геометрии ускоряющих структур существенно влияет на характеристики в.ч.-пробоя [83]. Недавние исследования в области высоких градиентов, проводимые в SLAC, показывают, что использование твердых (неотожженных) медных сплавов дает значительные преимущества по сравнению с отожженной медью [90]. В этих исследованиях особое внимание уделялось циклическим механическим напряжениям, создаваемым локальным тепловым расширением материала вследствие импульсного в.ч.-нагрева [91]. Природу данного эффекта можно описать следующим образом. Поверхностные магнитные поля вызывают нагрев материала ускоряющей структуры, что приводит к быстрому (в течение длительности в.ч.-импульса) повышению температуры поверхности. Возникающий градиент температуры между горячей поверхностью и холодным объемом приводит к градиенту плотности материала из-за теплового расширения, что в свою очередь вызывает переходный градиент механического напряжения в материале, поскольку горячая расширяющаяся поверхность физически ограничена объемным материалом под ней. Характер этого напряжения изменяется от сжатия к растяжению по мере того, как материал нагревается и охлаждается, а величина напряжения зависит от длительности импульса, пиковой мощности и рабочего цикла в.ч.-импульса [92].

Результаты тестирования купонов из различных материалов, помещенных в цилиндрические резонаторы [90], показали значительное увеличение значений пороговой температуры импульсного нагрева, при котором наблюдалось повреждение поверхности в результате в.ч.-пробоя (см. табл. 3). Этот эффект наиболее ярко проявляется в неотожженных твердых медных сплавах: в большей степени CuAg и в меньшей степени CuCr и CuZr. В этих образцах повреждения начинали наблюдаться при импульсном нагреве до 110°C, что более чем в 2 раза выше, чем у отожженной бескислородной меди с высокой проводимостью (OFHC).

**Таблица 3.** Сравнение пороговой температуры повреждения структуры для разных материалов и способов их обработки

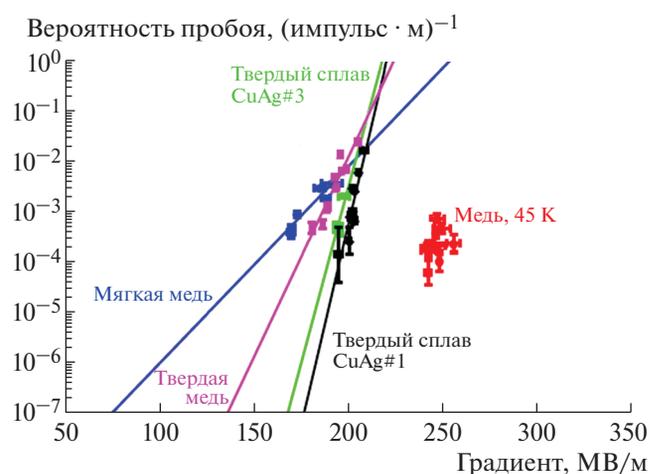
Материал	Обработка	Температура повреждения, °С
Cu	Отожженная	66
Cu	Отожженная, бескислородная	50
Cu	Выточка одноточечным алмазным резцом	100
Cu	Горячее изостатическое прессование	57
Cu	Монокристаллическая	97
Cu	Гальваническое покрытие	80
Cu	Серебряное покрытие	60
CuZr	Холодная обработка	>114
CuZr	Отожженная	58
CuCr	Отожженная	52
CuCr	Неотожженная	121
CuAg	Без обработки	107

После испытаний плоских образцов в цилиндрическом резонаторе группа ученых SLAC под руководством S. Tantawi и В.А. Долгашева провела испытания в.ч.-пробоя в многоячеечных ускоряющих структурах, изготовленных из различных материалов [76]. Главный вывод этого эксперимента заключался в том, что структуры, сделанные из твердых медных сплавов (например, CuAg), превосходят медные, подвергнутые мягкой термообработке, с точки зрения максимальных ускоряющих градиентов и вероятностей в.ч.-пробоя, как показано на рис. 13. Очевидно, что твердые медь и сплав меди и серебра имеют лучшие характеристики при высоких градиентах по сравнению с мягкой отоженной медью. Кроме того, в структурах, изготовленных из медно-серебряного сплава, удалось достичь больший ускоряющий градиент – около 210 МВ/м.

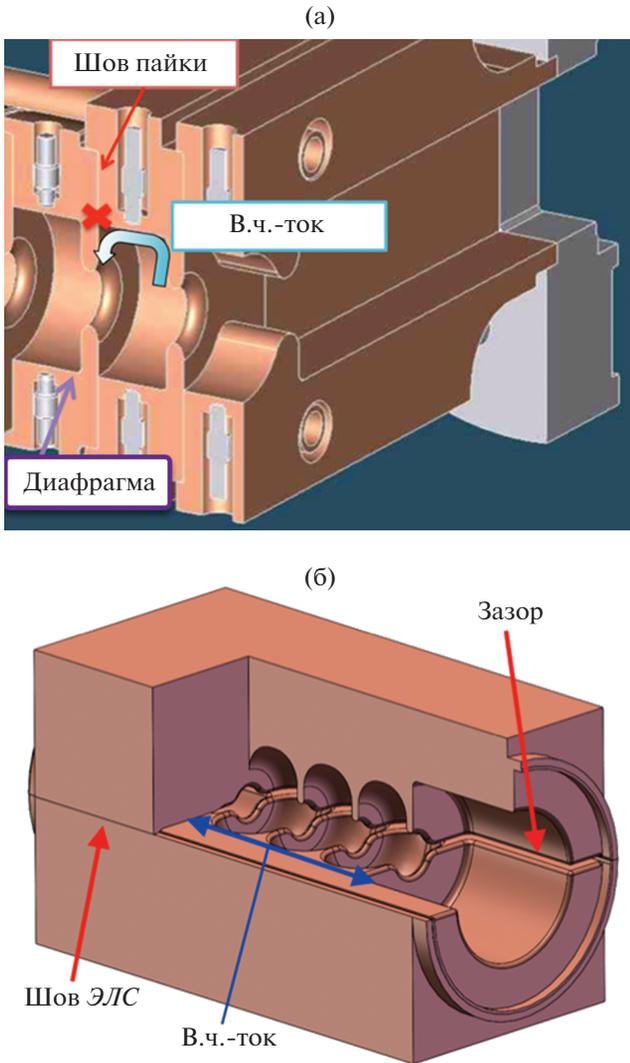
Кроме материала и технологии изготовления ячеек (или разделенных половинок) ускоряющих структур, важную роль играет качество их соединения, которое должно сохранять твердость, качество и чистоту поверхности структуры, важные для работы при высоких градиентах. Две наиболее часто используемые технологии соединения – высокотемпературная пайка и диффузионная сварка – хорошо зарекомендовали себя в производстве нормальнопроводящих ускорителей и имеют отличные характеристики высокочастотных, механических и вакуумных соединений. Хотя технология высокотемпературной пайки медных ускорителей достигла своей зрелости [93–95], соответствующий ей термический цикл отжигает холодный слой внутри материала, оставляя чрезвычайно мягкую поверхность. Этот критический недостаток побудил исследовать альтернативные методы низкотемпературного соединения, дающие надежные

герметичные вакуумные уплотнения [96], такие, например, как электронно-лучевая сварка [97, 98].

Наиболее перспективной представляется комбинация технологии разделенной структуры и электронно-лучевой сварки. Такой подход позволяет значительно уменьшить электрические и магнитные поля на стыке двух половинок (в месте, где протекают в.ч.-токи) и упростить процесс сборки [69]. Если сравнивать разделенную структуру с классической, то в последней в.ч.-соединение двух ячеек представляет собой неоднородность поверхности в месте с наиболее сильным



**Рис. 13.** Зависимость вероятности в.ч.-пробоя в ускоряющих структурах частотного X-диапазона от ускоряющего градиента, измеренная в результате экспериментов ученых SLAC, США под руководством В.А. Долгашева (его рисунок). Эксперименты проводились для твердой и мягкой меди, медно-серебряного сплава и меди, охлажденной до температуры 45 К. Длительность в.ч.-импульса составляла 150 нс.



**Рис. 14.** Технологии соединений ускоряющей структуры типа к.д.в.: **а** – классический поячеечный способ, **б** – разделенная структура, сваренная по краям методом электронно-лучевой сварки (ЭЛС). На рисунке показаны области контакта и пути в.ч.-токов.

магнитным полем [99] и является наиболее уязвимым местом для в.ч.-пробоя (см. рис. 14а). В разделенной структуре две половинки не примыкают друг к другу, а отделены запредельным промежутком, который не позволяет в.ч.-мощности распространяться в направлении соединительного шва на рабочей частоте, ослабляя ее до значений менее 50 мВт (рис. 14б). Таким образом, влияние неоднородности соединительного шва на характеристики ускоряющей структуры значительно снижается.

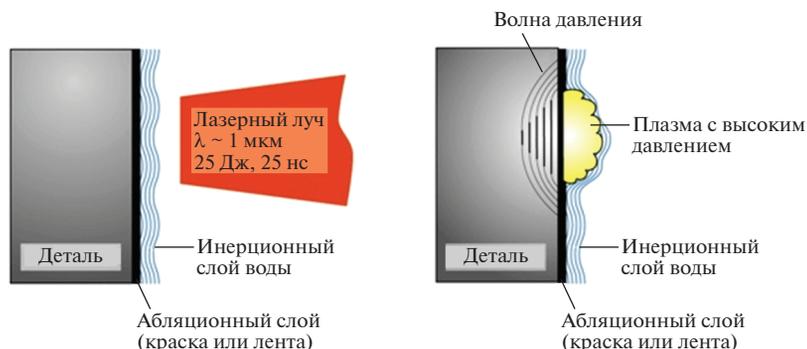
Поскольку основным механизмом возникновения в.ч.-пробоев является движение дефектов кристалла, вызванное циклическим механическим напряжением [100], то методы уменьшения этого напряжения также могут способствовать

снижению вероятности пробоя. Одним из способов уменьшения усталости является упрочнение ударным способом, например струей металлической или керамической дроби. При ударе поверхность детали сжимается и пластически деформируется, в результате чего образуется тонкий, упрочненный слой с повышенной плотностью дефектов и остаточным напряжением сжатия [101]. Эта твердая поверхность улучшает усталостные свойства, поскольку она противодействует циклическому растягивающему напряжению, которое вызывает образование и рост трещин. К сожалению, механическая дробеструйная обработка оставляет на поверхности углубления, что приводит к увеличению шероховатости поверхности и требует дополнительной полировки. Кроме того, механическое упрочнение трудно контролировать, поскольку скорость удара и покрытие поверхности выстрела случайны, а ударная среда может потенциально загрязнить поверхность устройства.

Для решения этих проблем предлагается адаптировать новую технологию лазерной ударной обработки (л.у.о.) [102], широко применяемую в автомобильной промышленности, производстве электроэнергии, утилизации ядерных отходов и аэрокосмической промышленности. Как показано на рис. 15 [103], л.у.о. использует мощный наносекундный импульсный лазер с размером пятна 3–5 мм для создания локализованного плазменного шлейфа на поверхности материала. Плазменный слой механически сдерживается оптически прозрачным конформным инерционным слоем утрамбовки, например водой. Сдерживаемая плазма обладает достаточной энергией для создания ударной волны внутри материала, при этом абляционный слой пластика деформирует поверхность и создает более глубокий, более контролируемый профиль остаточных напряжений, чем при традиционной дробеструйной обработке.

Кроме того, л.у.о. может быть установлен на роботизированной платформе для выборочного и точного упрочнения больших сложных поверхностей, таких как ускоряющие структуры [104]. Поскольку для поглощения падающей лазерной энергии используется абляционный слой, л.у.о. можно применять на медных поверхностях с высокой отражающей способностью. После ударной обработки этот слой химически удаляется с последующей полировкой и травлением поверхности структуры.

Еще одним многообещающим подходом к повышению градиента при работе в полосах частот, с доступными источниками в.ч.-мощности и умеренными длинами волн (1–10 см), является работа ускоряющих структур при криогенных (<77 К) температурах. На этих температурах медь становится более прочной и имеет более низкий коэффици-



**Рис. 15.** Схема лазерной ударной обработки. Заготовка покрывается защитным абляционным слоем и инерционным трамбовочным слоем. Лазерный импульс формирует плазму под высоким давлением на поверхности детали, заставляя ударную волну проходить через глубину и пластически деформируя материал на своем пути (рисунок Curtiss-Wright).

ент теплового расширения, что позволяет уменьшить механические напряжения и деформации вследствие импульсного нагрева в.ч.-полем [105]. По сравнению с комнатной температурой медные ускоряющие структуры, охлаждаемые жидким азотом, имеют более низкое поверхностное сопротивление и более высокое (в 2.5–2.7 раза [106]) шунтовое сопротивление [107]. Охлаждение структуры до более низких температур, например, жидким неонам позволяет еще больше снизить поверхностное сопротивление меди (см. рис. 16 [105]). Недавние исследования, проведенные учеными UCLA и SLAC [108, 109], показали, что электрические поля с напряженностью до 500 МВ/м могут быть достигнуты на поверхности ускоряющих структур частотного X-диапазона при охлаждении до температур ниже 45 К (см. рис. 13).

Благодаря высоким значениям собственной добротности криогенные нормально проводящие структуры имеют хорошую перспективу использования и в прикладных ускорителях, где требуются высокие пиковые токи пучков. В традиционном подходе к конструкции сильноточного линейного ускорителя баланс мощности определяется для стационарного режима работы, так что в.ч.-мощность, передаваемая электронному пучку, равна в.ч.-мощности, передаваемой от источника в структуру, за вычетом резистивных потерь в стены линейного ускорителя и отражений мощности от структуры. Чтобы преодолеть ограничения по пиковому току, можно ускорять короткие сильноточные пучки в переходном режиме. В этом случае резонатор без нагрузки пучком заполняется в.ч.-мощностью, а затем короткий сильноточный пучок ускоряется, поглощая энергию, запасенную в резонаторе (см. рис. 17). Если длительность пучка значительно меньше времени заполнения структуры, то эффект нагрузки током не успеет развиваться, и пучок получит максимальную энергию даже при высоких токах [74]. Формула для расчета макси-

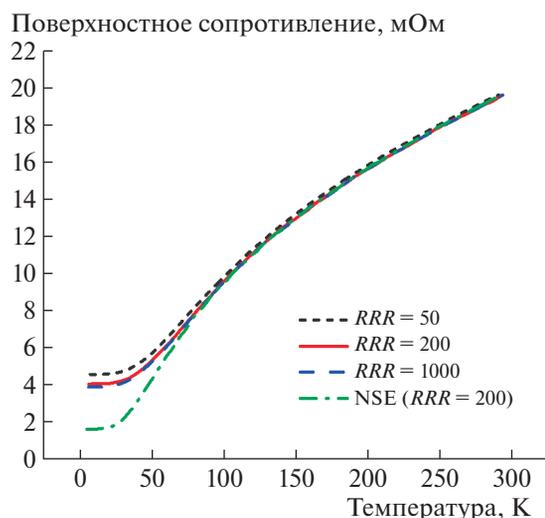
мального тока, который может быть ускорен в режиме коротких импульсов, такова [110]:

$$I_{\max} = \frac{P_{RF}}{W_{\max}} \frac{\tau_{\text{fill}}}{\tau_{\text{bunch}}}, \quad (5)$$

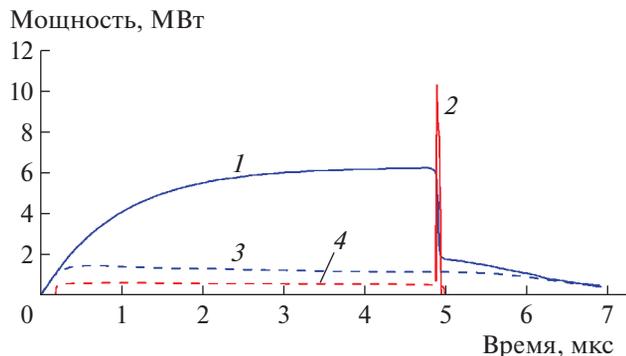
где  $W_{\max}$  – максимальный прирост энергии, которую может получить частица в ускоряющем резонаторе без нагрузки током,  $\tau_{\text{bunch}}$  – длительность пучка,  $P_{RF}$  – доступная в.ч.-мощность, а  $\tau_{\text{fill}}$  – время заполнения резонатора, определяемое как [111]

$$\tau_{\text{fill}} = \frac{Q_L}{\pi f_{RF}}, \quad (6)$$

где  $Q_L$  – нагруженная добротность резонатора,  $f_{RF}$  – резонансная частота. Более подробно о раз-



**Рис. 16.** Зависимость поверхностного сопротивления меди, включая аномальный скин-эффект, от температуры для различных классов коэффициента остаточного сопротивления меди ( $RRR$  – Residual-resistance ratio), измеренного на частоте 5.712 ГГц (рисунок на основе данных SLAC, США).



**Рис. 17.** Сравнение эффектов нагрузки током в стационарном (штриховые линии) и переходном (сплошные) режимах: 1, 3 — в.ч.-мощность в короткоимпульсном (1) и длинноимпульсном (3) режиме; 2, 4 — мощность пучка в короткоимпульсном (2) и длинноимпульсном (4) режиме. За счет конечного времени переходного процесса нагрузки пучком можно ускорять намного более сильный пиковый ток при использовании той же мощности источника.

личных методиках разработки ускорителей и режимах работы можно ознакомиться в работе [112].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка малогабаритных и экономически эффективных ускорителей является важной задачей, без решения которой невозможна практическая реализация многих современных и перспективных систем различного прикладного применения. В обзоре описаны современные и перспективные технологии и инструменты, разработанные при участии автора и использованные им для создания малогабаритных прикладных ускорителей. Рассмотрены основные факторы, определяющие размеры ускорителя (включая подсистемы), и методы их уменьшения. К таким методам относятся повышение рабочей частоты ускорителей с помощью компактных источников с.в.ч. (магнетронов) или миллиметровых волн (гиротронов), повышение ускоряющего градиента с помощью применения новых материалов, технологий изготовления и особого дизайна ускоряющей структуры, а также способы повышения их энергетической эффективности для снижения требований к источнику питания.

## ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Материал данного обзора основан на информации, опубликованной в открытых источниках, и отображает персональный взгляд автора на современные тенденции развития ускорителей. Здесь использованы некоторые заимствованные рисунки и фотографии, взятые из открытых источников. Рисунки, источники которых не приведены в тексте, принадлежат автору и RadiaBeam Technologies (<https://radiabeam.com>).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность своим коллегам из RadiaBeam Technologies за помощь в подготовке материала: S. Boucher, R. Agustsson, P. Carriere, A. Муроху и А.Ю. Смирнову. Автор также благодарит В.А. Долгашева из Стэнфордской ускорительной лаборатории SLAC, США за многочисленные советы и консультации по тематике данного обзора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куцаев С.В. // ЖТФ. 2021. Т. 91. № 2. С. 173. <https://doi.org/10.21883/JTF.2021.02.50352.201-20>
2. Evans L., Bryant P. // J. Instrum. 2008. V. 3. № 8. P. 8001. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08001>
3. Feder T. // Phys. Today. 2010. V. 63. № 2. P. 20. <https://doi.org/10.1063/1.3326981>
4. Hamm R.W., Hamm M.E. // Phys. Today. 2011. V. 64. № 6. P. 46. <https://doi.org/10.1063/1.3603918>
5. Завадцев А.А., Завадцев Д.А., Краснов А.А., Собенин Н.П., Куцаев С.В., Чуранов Д.В., Урбант М.О. // ПТЭ. 2011. № 2. С. 101.
6. Kutsaev S.V., Agustsson R., Arodzero A., Berry R., Boucher S., Diego A., Gavryushkin D., Hartzell J.J., Lanza R.C., Smirnov A. Yu., Verma A., Ziskin V. // Radiat. Phys. Chem. 2021. V. 183. P. 109398. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109398>
7. Arodzero A., Boucher S., Kutsaev S.V., Ziskin V. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2017. V. 64. № 7. P. 1629. <https://doi.org/10.1109/TNS.2016.2638967>
8. Kutsaev S.V., Agustsson R., Arodzero A., Boucher S., Burstein P., Smirnov A. Yu. // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2160. P. 050014. <https://doi.org/10.1063/1.5127706>
9. Kutsaev S.V., Agustsson R., Arodzero A., Boucher S., Harzell J.J., Murokh A., O'Shea F., Smirnov A. Yu. // Phys. Procedia. 2017. V. 90. P. 115. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2017.09.036>
10. Yu V.Y., Landers A., Woods K., Nguyen D., Cao M., Du D., Chin R.K., Sheng K., Kaprealian T.B. // Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys. 2018. V. 101. № 1. P. 144. <https://doi.org/10.1016/j.ijrobp.2018.01.048>
11. Kutsaev S.V., Agustsson R., Arodzero A., Berry R., Bezhanov A., Boucher S., Chimalpopoca O., Diego A., Fail-lace L., Gavryushkin D., Harrison M., Hartzell J.J., Mc-Nevin J., Ruelas M., Smirnov A. Yu. et al. // Radiat. Phys. Chem. 2021. V. 184. P. 109494. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109494>
12. Olivo R.A., Da Silva M.V., Garcia F.B., Soares S., Rodrigues V., Morales-Souza H. // Rev. Bras. Hematol. Hemoter. 2015. V. 37. № 3. P. 153. <https://doi.org/10.1016/j.bjhh.2015.03.001>
13. Bendahan J. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2020. V. 954. P. 161120. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.08.079>
14. Fanchi J.R. Integrated Reservoir Asset Management. Houston: Gulf Professional Publishing, 2010.
15. Cameron J.F., Clayton C.G. Radioisotope Instruments. Oxford: Pergamon, 1971.

16. BCC Publishing. Global Markets for Sterilization Technologies. 2017.
17. Low- and Middle-income Countries. <https://wellcome.org/grant-funding/guidance/low-and-middle-income-countries>.
18. World Population by Income | Pew Research Center. <https://www.pewresearch.org/global/interactives/global-population-by-income/>
19. Bassaler J.M., Capdevila J.M., Gal O., Lainé F., Nguyen A., Nicolai J.P., Umiastowski K. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. B. 1992. V. 68. № 1–4. P. 92. [https://doi.org/10.1016/0168-583X\(92\)96056-5](https://doi.org/10.1016/0168-583X(92)96056-5)
20. Быстров П.А., Гордеев А.В., Колоколова А.Ю., Завьялов М.А., Илюхина Н.В., Молин А.А., Павлов Ю.С., Полякова С.П., Прокопенко А.В., Филиппович В.П. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 2. С. 211.
21. Massat M.B. // Appl. Radiation Oncology. 2019. V. 8. № 2. P. 44.
22. Черняев А.П., Варзарь С.М. // Ядерная физика. 2014. Т. 77. № 10. С. 1266.
23. Brady L.W., Yaeger T.E. Encyclopedia of Radiation Oncology. Berlin: Springer, 2013.
24. Hanna S. RF Linear Accelerators for Medical and Industrial Applications. Boston: Artech House, 2012.
25. Khan F.M. The physics of radiation therapy. Philadelphia: Lippincott Williams & Wilkins, 2009.
26. e2v Magnetrons. <https://www.teledyne-e2v.com/products/rf-power/medical-magnetrons/>
27. Scandinova Systems. <https://scandinaviasystems.com/>
28. CPI Power Tubes. <https://www.cpii.com/product.cfm/8/2>
29. Белоусов А.В., Близнюк У.А., Варзарь С.М., Загоруйко М.В., Осипов А.С., Черняев А.П. // Медицинская физика. 2014. Т. 61. № 1. С. 113.
30. Собенин Н.П., Каминский В.И., Лалаян М.В. Ускоряющие структуры. М.: НИЯУ МИФИ, 2005.
31. Andrés S.V. Ph.D. Thesis. High-gradient accelerating structure studies and their application in hadrontherapy. Valencia: Universidad de Valencia, 2013. 198 p.
32. Wangler T.P. RF Linear Accelerators. New Jersey: Wiley, 2008.
33. Handbook of Medical Imaging, V.1. Physics and Psychophysics / Eds. Van Metter R.L., Beutel J., Kundel H.L. SPIE, 2000.
34. L-3 Magnetrons. <https://www.l3harris.com/all-capabilities/magnetrons>
35. Frejdovich I.A., Nevsky P.V., Sakharov V.P., Vorob'ev M.Yu., Knapp E.A., Trower W.P., Yamada H., Kleev A., Alimov A.S., Shvedunov V.I., Chernousov Yu.D., Shebolaev I.V., Gavrish Yu.N., Nikolaev V.M. // Proc. 2006 IEEE International Vacuum Electronics Conference IVEC/IVESC. 2006. P. 307. <https://doi.org/10.1109/IVELEC.2006.1666306>
36. Shvedunov V.I., Alimov A.S., Ermakov A.N., Kamanin A.N., Khankin V.V., Kurilik A.S., Ovchinnikova L.Yu., Pakhotov N.I., Shvedunov N.V., Yurov D.S., Shvedunov I.V., Simonov A.S. // Radiat. Phys. Chem. 2019. V. 159. P. 95. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2019.02.044>
37. НПО ГИКОМ. <http://www.gycom.ru/products/pr1.html>
38. Nezhevenko O.A., Yakovlev V.P., LaPointe M.A., Kozyrev E.V., Shchelkunov S.V., Hirshfield J.L. // Proc. of the IEEE Particle Accelerator Conference. 2005. V. 2005. P. 1922. <https://doi.org/10.1109/PAC.2005.1590958>
39. Faillace L., Behtouei M., Dolgashev V.A., Spataro B., Torrasi G., Variola A. // J. Phys. Conf. Ser. 2020. V. 1596. № 1. P. 012022. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1596/1/012022>
40. Tolkachev A.A., Levitan B.A., Solovjev G.K., Veysel VV., Farber V.E. // IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag. 2000. V. 15. № 7. P. 25. <https://doi.org/10.1109/62.854021>
41. Kumar N., Singh U., Singh T.P., Sinha A.K. // J. Fusion Energy. 2011. V. 30. № 4. P. 257. <https://doi.org/10.1007/s10894-010-9373-0>
42. Thumm M. // Fusion Eng. Des. 2003. V. 66–68. P. 69. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(03\)00132-7](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(03)00132-7)
43. Choi E.M., Marchewka C., Mastovsky I., Shapiro M.A., Sirigiri J.R., Temkin R.J. // J. Phys. Conf. Ser. 2005. V. 25. № 1. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/25/1/001>
44. Kutsaev S.V., Jacobson B., Smirnov A.Yu., Campese T., Dolgashev V.A., Goncharik V., Harrison M., Murokh A., Nanni E., Picard J., Ruelas M., Schaub S.C. // Phys. Rev. Appl. 2019. V. 11. № 3. P. 034052. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.034052>
45. Jacob J. CERN Yellow Report CERN-2015-003. 2015. P. 197–216. <https://doi.org/10.5170/CERN-2015-003.197>
46. Formicone G., Custer J. // AIP Conf. Proc. 2019. V. 2160. № 1. P. 040010.
47. Marchand P. Review and Prospects of RF Solid State Amplifiers for Particle Accelerators // Proc. of IP-AC'17 Conference. 2017. <https://doi.org/10.1063/1.5127690>
48. Heid O., Hughes T. // Proc. of 25th International Linear Accelerator Conference, LINAC2010. 2011. P. 905
49. Smirnov A.Y., Krasnov A., Nikolskiy K., Tikhomirova N., Ivanov E., Heid O., Hughes T. // Proc. of LINAC2012. 2012. P. 672.
50. 2.45 GHz Solid State Module. <https://www.ec21.com/product-details/Solid-state-Microwave-Generator-2450mhz-11198977.html>
51. Agustsson R., Boucher S., Kutsaev S. Split structure particle accelerators. U.S. Patent WO2018222839A1 USA. 2018.
52. Agustsson R., Boucher S., Kutsaev S. Modified split structure particle accelerators. Pat. WO2020061204A1 USA. WIPO (PCT), 2019.
53. Derby B., Wallach E.R. // J. Mater. Sci. 1984. T. 19. № 10. С. 3140–3148. <https://doi.org/10.1007/BF00549797>
54. Grudiev A., Wuensch W. // Proc. 22nd International Conference, Linac 2004. 2004. P. 779.
55. Syratchev I., Schulte D., Adli E., Tarelli M. // Proc. of the IEEE Particle Accelerator Conference PAC'07. 2007. P. 2194. <https://doi.org/10.1109/PAC.2007.4441194>

56. *Kutsaev S.V., Agustsson R., Arodzero A., Boucher S., Murokh A., Smirnov A.Yu.* // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2019. V. 459. P. 179.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2019.08.029>
57. *Pearce R., Liam W.* ITER Vacuum Handbook. ITER Organization, 2019.
58. *Hinchliffe I., Battaglia M.* // Phys. Today. 2004. V. 57. № 9. P. 49.  
<https://doi.org/10.1063/1.1809092>
59. *Murayama H., Peskin M.E.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1996. V. 46. № 1. P. 533.  
<https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.46.1.533>
60. *Wilson I.* // Phys. Rep. 2004. V. 403–404. № 1–6. P. 365.  
<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.08.028>
61. *Dal Forno M., Dolgashev V., Bowden G., Clarke C., Hogan M., McCormick D., Novokhatski A., Spataro B., Weathersby S., Tantawi S.G.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2016. V. 19. № 1. P. 011301.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.19.011301>
62. *Chou P.J., Bowden G.B., Copeland M.R., Henke H., Menegat A., Siemann R.H.* // Proc. IEEE Part. Accel. Conf. PAC'97. 1998. V. 1. P. 464.  
<https://doi.org/10.1109/PAC.1997.749688>
63. *Chou P.J., Bowden G.B., Copeland M.R., Farvid A., Kirby R.E., Menegat A., Pearson C., Shere L., Siemann R.H., Spencer J.E., and Whittum D.H.* // AIP Conf. Proc. 2009. V. 398. № 1. P. 501.  
<https://doi.org/10.1063/1.53064>
64. *Whitehouse D.J.* // Meas. Sci. Technol. 1997. V. 8. № 9. P. 955.  
<https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/9/002>
65. *Smirnov A.V., Agustsson R., Berry R., Boucher S., Chen Y., Kutsaev S., O'Shea F.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2020. V. 953. P. 163160.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.163160>
66. *Langeveld W.G.J., Gozani T., Ryge P., Sinha S., Shaw T., Strellis D.* // AIP Conf. Proc. 2013. V. 1525. P. 690.  
<https://doi.org/10.1063/1.4802416>
67. *Kluchevskaia Y.D., Polozov S.M.* // Proc. of 20th International Workshop on Beam Dynamics and Optimization, BDO'14. 2014. P. 86.  
<https://doi.org/10.1109/BDO.2014.6890033>
68. *Zha H., Grudiev A.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2017. V. 20. P. 042001.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.042001>
69. *Zha H., Dolgashev V., Grudiev A.* // Proc. of 6th International Particle Accelerator Conference IPAC'15. 2015. P. 2147.  
<https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-TUP-TY054>
70. EDM Intelligent Solutions. <https://www.edmd-ept.com/manufacturing-services/>
71. *Vanderawera W., Garzon M., Aerts T., Klocke F., Lauwers B.* // Proc. of the 8th international conference on Multi-Material Micro Manufacture. 2010. P. 285.  
[https://doi.org/10.3850/978-981-07-0319-6\\_242](https://doi.org/10.3850/978-981-07-0319-6_242)
72. *Shanahan J.* Trends in Micro Machining Technologies // <https://www.makino.com/resources/content-library/article/archive/trends-in-micro-machining-technologies/315>. 2004.
73. *Howard S., Starovoitova V.N.* // Appl. Radiat. Isot. 2015. V. 96. P. 162.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2014.12.003>
74. *Whitham K., Anamkath H., Evans K., Lyons S., Palmer D., Miller R., Trea, P. Zante T.* // Proc. of the 1992 linear accelerator conference. 1992. P. 618.
75. *Bacci A., Alesini D., Antici P., Bellaveglia M., Boni R., Chiadroni E., Cianchi A., Curatolo C., Di Pirro G., Esposito A., Ferrario M., Gallo A., Gatti G., Ghigo A., Migliorati M. u др.* // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. № 19. P. 194508.  
<https://doi.org/10.1063/1.4805071>
76. *Dolgashev V.A.* // Presented at the 2nd European Advanced Accelerator Concepts Workshop (EAAC 2015). 2015. [https://agenda.infn.it/event/8146/contributions/71603/attachments/51963/61378/Dolgashev\\_EAAC2012\\_High\\_gradient\\_metallic\\_structures\\_final\\_14Sep2015.pdf](https://agenda.infn.it/event/8146/contributions/71603/attachments/51963/61378/Dolgashev_EAAC2012_High_gradient_metallic_structures_final_14Sep2015.pdf)
77. *Dolgashev V.A., Faillace L., Higashi Y., Marcelli A., Spataro B., Bonifazi R.* // J. Instrum. 2020. V 15. № 1. P. P01029.  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/01/P01029>
78. *Döbert S.* // Conference Record of the International Power Modulator Symposium and High Voltage Workshop. 2004. P. 60.  
<https://doi.org/10.1109/MODSYM.2004.1433506>
79. *Kovermann J.W.* Ph.D. Thesis. Comparative Studies of High-Gradient Rf and Dc Breakdowns. Aachen Tech. Hochsch., 2010. 147 p.
80. *Kutsaev S.V., Agustsson R., Boucher S., Fischer R., Murokh A., Mustapha B., Nassiri A., Ostroumov P.N., Plastun A., Savin E., Smirnov A.Yu.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2017. V. 20. № 12. P. 120401.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.120401>
81. *Kutsaev S.V., Agustsson R., Berry R., Borland M., Chao D., Chimalpopoca O., Gavryushkin D., Gusarova M., Hartzell J., Meyer D., Nassiri A., Smirnov A.Yu., Smith T., Sun Y., Verma A. et al.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. № 4. P. 044701  
<https://doi.org/10.1063/5.0002765>
82. *Othman M.A.K., Picard J., Schaub S., Dolgashev V.A., Lewis S.M., Neilson J., Haase A., Jawla S., Spataro B., Temkin R.J., Tantawi S., Nanni E.A.* // Appl. Phys. Lett. 2020. V. 117. № 7. P. 073502.  
<https://doi.org/10.1063/5.0011397>
83. *Dolgashev V., Tantawi S., Higashi Y., Spataro B.* // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. № 17. P. 171501.  
<https://doi.org/10.1063/1.3505339>
84. *Kilpatrick W.D.* // Rev. Sci. Instrum. 1957. V. 28. № 10. P. 824.  
<https://doi.org/10.1063/1.1715731>
85. *Peter W., Faehl R.J., Kadish A., Thode L.E.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. V. 30. № 4. P. 3454.  
<https://doi.org/10.1109/TNS.1983.4336689>
86. *Dolgashev V.A.* // Proc. of the IEEE Particle Accelerator Conference PAC'03. 2003. V. 2. P. 1267.  
<https://doi.org/10.1109/PAC.2003.1289674>

87. *Kubiak T.* // Br. J. Radiol. 2016. V. 89. № 1066. P. 20150275.  
<https://doi.org/10.1259/bjr.20150275>
88. *Grudiev A., Wuensch W.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 102001.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.12.102001>
89. *Degiovanni A., Bonomi R., Garlasché M., Verdú-Andrés S., Wegner R., Amaldi U.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2018. V. 890. P. 1.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.01.079>
90. *Laurent L., Tantawi S., Dolgashev V., Nantista C., Higashi Y., Aicheler M., Heikkinen S., Wuensch W.* // Phys. Rev. Spec. Top. – Accel. Beams. 2011. V. 14. № 4. P. 041001.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.041001>
91. *Pritzkau D.P.* RF Pulsed Heating. Stanford University, 2001.
92. *Gamzina D., Kozina M., Mehta A., Nanni E.A., Tantawi S., Welander P.B., Horn T., Ledford C.* // Proc. of 2019 International Vacuum Electronics Conference, IVEC 2019. 2019. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/IVEC.2019.87447501>
93. *Turner R.B., Ungrin J.* // Proc. of the 1981 Linear Accelerator Conference. 1981. P. 77.
94. *Hansborough L.D., Clark W.L., DePaula R.A., Martinez F.A., Roybal P.L., Wilkerson L.C., Young L.M.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. B. 1987. V. 24–25. Part 2. P. 863.  
[https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(87\)80266-5](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(87)80266-5)
95. *Singh R., Pant K.K., Lal S., Yadav D.P., Garg S.R., Raghuvanshi V.K., Mundra G.* // J. Phys. Conf. Ser. 2012. V. 390. № 1. P. 012025.  
<https://doi.org/10.1088/1742-6596/390/1/012025>
96. *Simakov E.I., Dolgashev V.A., Tantawi S.G.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2018. V. 907. P. 221.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.085>
97. *Węglowski M.S., Błacha S., Phillips A.* // Vacuum. 2016. V. 130. P. 72.  
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.05.004>
98. *Polyakov V.A., Shchedrin I.S.* // Proc. of EPAC'94. 1994. P. 1489.
99. *Gusarova M.A., Kaminsky V.I., Kravchuk L.V., Kutsaev S.V., Lalayan M.V., Sobenin N.P., Tarasov S.G.* // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2009. V. 599. № 1. P. 100.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.09.047>
100. *Engelberg E.Z., Yashar A.B., Ashkenazy Y., Assaf M., Popov I.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. V. 22. № 8. P. 083501.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccel-Beams.22.083501>
101. *Calister W.D., Rethwisch D.G.* Materials Science and Engineering: An Introduction. New York: Wiley, 2018.
102. *Guo Y.B.* // Numerical Simulations – Applications, Examples and Theory. InTech, 2011.
103. Curtiss-Wright Laser Peening. <https://cwst.com/laser-peening/>
104. *Bohm M., Kaufman J., Brajer J., Rostohar D.* // MM Science Journal. 2019. V. 2019. December. P. 3643.  
[https://doi.org/10.17973/MMSJ.2019\\_12\\_2019115](https://doi.org/10.17973/MMSJ.2019_12_2019115)
105. *Nasr M., Nanni E., Breidenbach M., Weathersby S., Oriunno M., Tantawi S.* arXiv:2011.00391. 2020.
106. *Saversky A.J., Shchedrin I.S.* // Proc. of the IEEE Particle Accelerator Conference PAC'93. 1993. V. 2. P. 1030.
107. *Benard J., Helmy El Minyaw N., Nguyen T.V.* // Rev. Phys. Appliquée. 1978. V. 13. № 10. P. 483. doi ff. ffjpa-00244478f  
<https://doi.org/10.1051/rphys-ap:019780013010048300ff>
108. *Rosenzweig J.B., Cahill A., Dolgashev V., Emma C., Fukasawa A., Li R., Limborg C., Maxson J., Musumeci P., Nause A., Pakter R., Pompili R., Roussel R., Spataro B., Tantawi S.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. V. 22. № 2. P. 023403.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccel-Beams.22.023403>
109. *Cahill A.D., Rosenzweig J.B., Dolgashev V.A., Tantawi S.G., Weathersby S.* // Phys. Rev. Accel. Beams. 2018. V. 21. № 10. P. 102002.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevAccel-Beams.21.102002>
110. *Kelliher M.G., Nygard J.C., Ghle A.J.* // IRE Trans. Nucl. Sci. 1956. V. 3. № 3. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/TNS2.1956.4315527>
111. *Милованов О.С., Собенин Н.П.* Техника сверхвысоких частот. М.: Атомиздат, 1980.
112. *Kutsaev S.V.* // Eur. Phys. J. Plus. 2021. V. 136. № 4. P. 446  
<https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01312-3>

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ ГЕТЕРОГЕННОГО СЦИНТИЛЛЯТОРА  
ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ© 2021 г. Е. С. Кузьмин<sup>а,\*</sup>, И. Ю. Зимин<sup>а</sup><sup>а</sup> Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова Объединенного института ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*e-mail: e\_kuzmin@jinr.ru, e\_kuzmin@mail.ru

Поступила в редакцию 16.04.2021 г.

После доработки 25.04.2021 г.

Принята к публикации 05.05.2021 г.

Представлены результаты моделирования и оптимизации композитного сцинтиллятора для регистрации тепловых нейтронов. Моделировалось взаимодействие тепловых нейтронов и  $\gamma$ -квантов с композитами, состоящими из расположенных в органической матрице фрагментов стеклянного сцинтиллятора, содержащего  ${}^6\text{Li}$ . Целью исследований было определение структуры композита, обладающего высокой чувствительностью к тепловым нейтронам и обеспечивающего эффективное подавление сигналов от  $\gamma$ -квантов. В ходе моделирования были определены оптимальные структурные параметры композита, такие как размер фрагментов и концентрация стекла. Согласно представленным результатам моделирования, оптимизированные композиты в условиях облучения тепловыми нейтронами могут обеспечить эффективность обнаружения нейтронов не менее 50% с чувствительностью к  $\gamma$ -квантам на уровне  $\eta < 10^{-6}$ .

DOI: 10.31857/S0032816221050220

## ВВЕДЕНИЕ

Общие требования к нейтронным детекторам — это высокая эффективность регистрации нейтронов, низкая чувствительность к  $\gamma$ -излучению, возможность поддержания больших скоростей счета и обеспечение стабильности в длительных экспозициях. Содержащие литий стеклянные сцинтилляторы особенно привлекательны для этих целей. Сечение ( $n, \alpha$ )-реакции на ядре  ${}^6\text{Li}$  для тепловых нейтронов равно 940 б при энергии нейтрона 0.025 эВ, что обеспечивает эффективность регистрации на уровне 91% при толщине сцинтиллятора 2 мм. Быстродействие таких сцинтилляторов определяется малым временем высвечивания основной компоненты, как правило, не превышающим 60 нс.

Существенный недостаток таких сцинтилляторов — это присущая им  $\gamma$ -чувствительность, которая может исказить результаты измерений потока нейтронов в присутствии фонового  $\gamma$ -излучения. С материалом сцинтиллятора  $\gamma$ -излучение взаимодействует главным образом через комптоновское рассеяние с образованием электронов отдачи, тогда как в результате захвата нейтрона ядром  ${}^6\text{Li}$  возникают тяжелые заряженные частицы с коротким пробегом:



Энергетический выход реакции (1) значительно превышает возможные потери энергии электронов, возникающих при взаимодействии  $\gamma$ -квантов с материалом сцинтиллятора. Однако из-за высоких удельных потерь энергии тяжелых заряженных частиц происходит “гашение” вспышки сцинтиллятора примерно с коэффициентом 0.32 [1], что соответствует электронному эквиваленту выделенной энергии  $T_{ee} = 1.53 \text{ МэВ}$ . При этом количество сцинтилляционных фотонов, образованных в событии захвата нейтрона в литиевом стекле, может сравниться с количеством сцинтилляционных фотонов, произведенных электронами при  $\gamma$ -взаимодействии. В результате импульсы от некоторых  $\gamma$ -квантов могут превысить по амплитуде установленный порог регистрации и будут неверно идентифицированы как захват нейтрона в детекторе. Метод дискриминации по форме импульса (Pulse Shape Discrimination — PSD) может уменьшить этот эффект, однако при этом усложняется детекторная система, и эффективность метода ограничена для высоких скоростей счета и в широком динамическом диапазоне амплитуд сигналов [2].

Один из подходов к уменьшению этой нежелательной  $\gamma$ -чувствительности заключается во встраивании фрагментов стеклянного сцинтиллятора, содержащего  ${}^6\text{Li}$ , в органическую матрицу. В такой структуре короткопробежные продук-

ты реакции захвата нейтрона ( $R_{\alpha} = 6$  мкм,  $R_{\gamma} = 36$  мкм [3]) оставляют полностью свою энергию в сцинтилляторе, в то время как энерговыделение электронов с большими пробегами в значительной степени будет приходиться на нейтральный материал матрицы. Таким способом можно разделить амплитудные распределения от  $\gamma$ -квантов и нейтронов. Размер и расстояние между зернами стеклянного сцинтиллятора могут быть выбраны так, что свойства детектора будут соответствовать условиям конкретного эксперимента. Такого рода сцинтилляторы принято называть гетерогенными или композитными сцинтилляторами (композиты).

Композитные материалы, в состав которых входят зерна сцинтиллятора, окруженные органическим материалом, могут обеспечивать хорошее разделение нейтронного и  $\gamma$ -распределения по амплитуде импульса, при этом детектор имеет более высокую скорость счета, чем детекторы на основе  $^3\text{He}$ . Потребность в нейтронных детекторах с низкой чувствительностью к  $\gamma$ -квантам обусловила появление ряда работ в области исследований композитных сцинтилляторов [4–10].

Несмотря на концептуальную простоту подхода, реальные характеристики отклика композитного материала могут сильно зависеть от состава органической матрицы, размера зерен сцинтиллятора и расстояний между ними, а также от оптических свойств различных компонентов. Поэтому с помощью моделирования необходимо изучить и ограничить область допустимых параметров гетерогенного сцинтиллятора и определить возможные конфигурации композита. При оптимальной конфигурации пробеги продуктов захвата нейтрона должны укладываться в отдельном фрагменте сцинтиллятора, а расстояние между стеклянными зернами в композите и их концентрация должны обеспечить высокую эффективность регистрации нейтронов и низкую чувствительность к  $\gamma$ -квантам. Показатели преломления органического и неорганического материалов должны быть близки, чтобы обеспечить минимальное количество отражений, возникающих из-за различия показателя преломления.

В выполненных ранее работах [6, 11, 12] оптимизация композитных сцинтилляторов проводилась для детекторов, используемых для контроля за перемещением делящихся материалов. При этом предполагалось облучение детектора быстрыми нейтронами. В настоящей работе композит, состоящий из фрагментов литиевого стекла, фиксированных в органической матрице, исследуется как детектор тепловых нейтронов. В качестве матричного материала рассматриваются различные органические полимеры. В статье представлено исследование методом Монте-Карло характеристик отклика композитного сцинтиллятора в зависимости от величин зерен сцинтил-

лятора и их концентрации в смеси с различными органическими полимерами при облучении тепловыми нейтронами и  $\gamma$ -квантами.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ КОМПОЗИТА

Композитный сцинтиллятор имел форму диска  $\varnothing 40 \times 2$  мм и представлял собой нейтральную матрицу с размещенными в ней случайным образом зернами сцинтиллятора. В расчетах, выполненных для гомогенного стеклянного сцинтиллятора, размеры последнего были равны размерам композита. В качестве сцинтиллятора использовалось литиевое стекло марки NE 912 (Nuclear Enterprises). Зерна сцинтиллятора имели кубическую форму, размеры ребра куба варьировались от 200 до 800 мкм. Предполагалось, что тепловые нейтроны падают нормально на торец сцинтиллятора и имеют энергетическое распределение, соответствующее распределению Максвелла–Больцмана с температурой 25 мэВ. При исследованиях  $\gamma$ -чувствительности точечный источник  $^{60}\text{Co}$  располагался по оси диска на расстоянии 16 мм от торца сцинтиллятора. Прохождение сцинтилляционных фотонов и реакция фотоприемника в работе не рассматривались, регистрировалась только величина переданной энергии в материале сцинтиллятора.

В качестве материала матрицы можно рассматривать различные органические полимеры с показателем преломления, близким к литиевому стеклу. В нашем случае расчеты были сделаны для силиконового компаунда, эпоксидной смолы и акрила. При моделировании композита использовались характеристики материалов, перечисленные в табл. 1.

Для расчетов спектров энергии, переданной сцинтиллятору при экспозиции тепловыми нейтронами и  $\gamma$ -квантами, была разработана компьютерная программа моделирования методом Монте-Карло. В программе использовались Geant4 version 10.06.p01 [13] и ряд стандартных пакетов физических процессов: пакет электромагнитных процессов G4EmStandardPhysics\_option4 и пакет неупругих процессов (в том числе для нейтронов до 20 МэВ (Low Energy Nuclear Data)) G4HadronPhysicsQGSP\_BERT\_HP.

## ЭФФЕКТИВНОСТЬ КОМПОЗИТА К НЕЙТРОНАМ

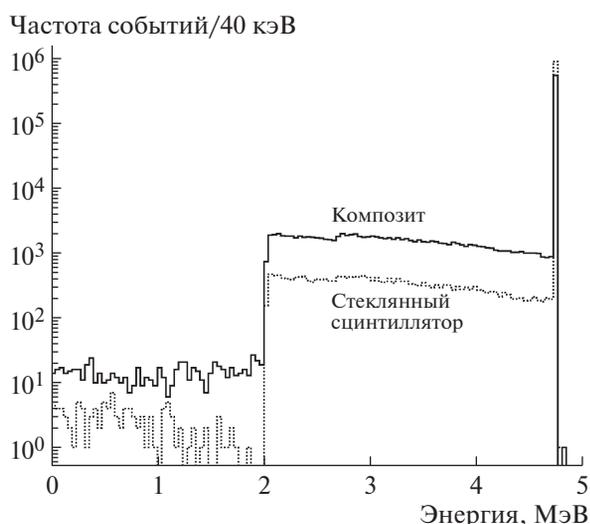
При облучении композита тепловыми нейтронами энерговыделение во фрагментах сцинтиллятора зависит от их размера и концентрации. Форма спектра энерговыделения при взаимодействии с нейтронами была рассчитана для гомогенного стеклянного сцинтиллятора и композита с зернами стекла размером 400 мкм и концентрацией 35%. Результаты моделирования показаны

**Таблица 1.** Характеристики материалов, использованных при изготовлении композита

Вещество	Атомный состав	Плотность, г/см <sup>3</sup>
Силиконовый компаунд	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> SiO	1.02
Акрил	C <sub>5</sub> H <sub>8</sub> O <sub>2</sub>	1.16
Эпоксидная смола	C <sub>39</sub> H <sub>52</sub> O <sub>7</sub>	1.2
Литиевое стекло (NE912)	SiO <sub>2</sub> (74.7%) + LiO <sub>2</sub> (20.7%) + Ce <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (4.6%) Содержание металлического лития 7.7%, обогащение <sup>6</sup> Li 95%	2.4

на рис. 1. В правой части графика можно видеть пик с энергией 4.8 МэВ, соответствующей суммарной энергии продуктов реакции захвата нейтрона ядром <sup>6</sup>Li. В области, ограниченной с одной стороны пиком полного поглощения, а с другой — энергией 2.05 МэВ, пробег одной из заряженных частиц выходит за пределы сцинтиллятора. Левая граница области определяется энергией  $\alpha$ -частицы и соответствует ситуации, когда захват нейтрона происходит на поверхности раздела и пробег тритона полностью лежит в объеме нейтральной матрицы.

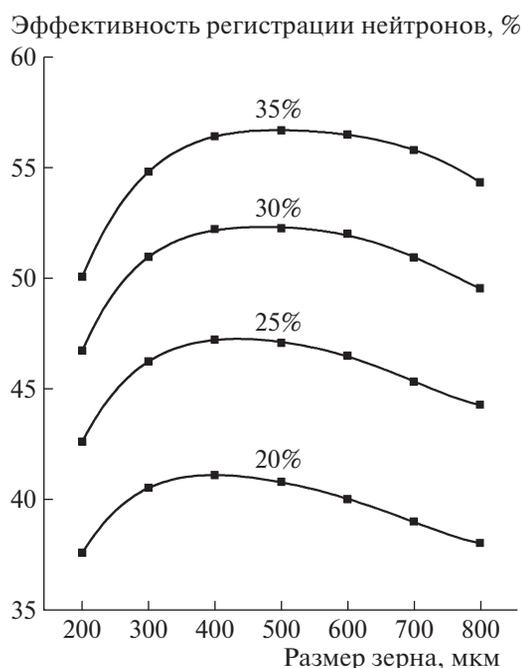
При расчете эффективности нейтрон считался зарегистрированным, если пробеги вторичных частиц укладывались полностью в зерне сцинтиллятора. Такой подход обеспечивал достоверную оценку снизу эффективности композита к нейтронам и позволял значительно экономить время, затрачиваемое на моделирование. Эффективность регистрации определялась как отношение числа зарегистрированных нейтронов к полному числу нейтронов, пересекших объем композита. Концентрация стеклянного сцинтиллятора определялась как объемная доля стекла в полном



**Рис. 1.** Спектры энерговыведения нейтронов в стеклянном сцинтилляторе и композите с зернами стекла размером 400 мкм и концентрацией 35%.

объеме композита и изменялась в расчетах от 20 до 35%. Результат вычислений показан на рис. 2.

Согласно рис. 2, эффективность регистрации сначала растет при увеличении фрагментов стеклянного сцинтиллятора, достигает максимального значения в области размеров зерен от 400 до 500 мкм и плавно спадает при их дальнейшем увеличении. Уменьшение эффективности в области малых размеров зерен связано с увеличением числа событий, при которых продукты реакции захвата нейтрона пересекают границы стеклянных фрагментов. При увеличении размеров зерен выше оптимального значения при фиксированной концентрации стекла растет площадь зон, где отсутствует стекло и нейтрон пролетает сквозь композит, не пересекая ни одного фрагмента сцинтиллятора. Наличие выраженного «плато» на зависимостях эффективности в области разме-



**Рис. 2.** Зависимости эффективности регистрации нейтронов от размера зерен стеклянного сцинтиллятора при различных уровнях его концентрации (цифры у кривых).

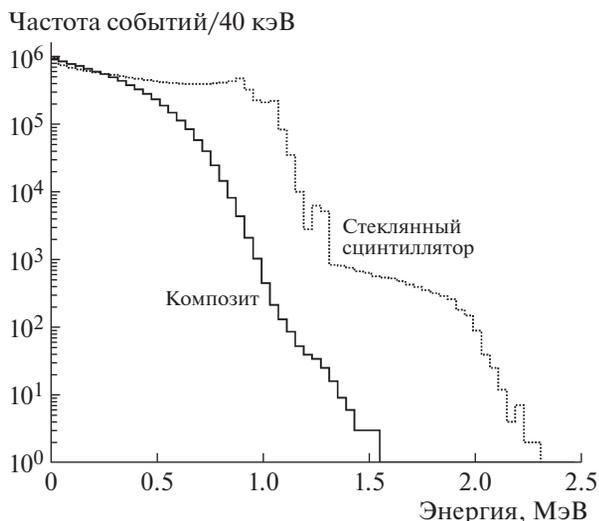


Рис. 3. Сравнение спектров энергосодержания  $\gamma$ -квантов от источника  $^{60}\text{Co}$  в стеклянном сцинтилляторе и композите с зернами стекла размером 400 мкм и концентрацией 35%.

ра зерна 400–500 мкм позволяет использовать для изготовления порошка стеклянного сцинтиллятора простейший метод помола с последующей сортировкой на ситах.

### ГАММА-ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОМПОЗИТА

В данной работе  $\gamma$ -чувствительность была определена как отношение числа  $\gamma$ -квантов, выделивших в сцинтилляторе энергию, превышающую установленный порог регистрации, к общему числу  $\gamma$ -квантов, пересекших чувствительный объем детектора. Для иллюстрации возможностей композитного сцинтиллятора по подавлению  $\gamma$ -чувствительности детектора был проделан расчет спектров энергосодержания от  $\gamma$ -квантов источника  $^{60}\text{Co}$  в гомогенном и композитном сцинтилляторах с одинаковыми размерами. Расчеты проводились для композитного сцинтиллятора с концентрацией стекла 35% и размером зерен 400 мкм. Результаты вычислений показаны на рис. 3.

Согласно рис. 3, спектр от  $\gamma$ -квантов заметно смещается в область низких энергий. Число событий, превышающих электронный эквивалент энергии, выделяющейся при захвате нейтрона ( $T_{ee} = 1.53$  МэВ), для стекла примерно на 2 порядка выше, чем для композита.

Экспериментальные спектры энергии при регистрации нейтронов хорошо описываются нормальным распределением с математическим ожиданием  $T_{ee}$  и стандартным отклонением  $\sigma$ . Порог при регистрации нейтронов устанавливается на уровне  $L = T_{ee} - k\sigma$ , где коэффициент  $k$  в зависи-

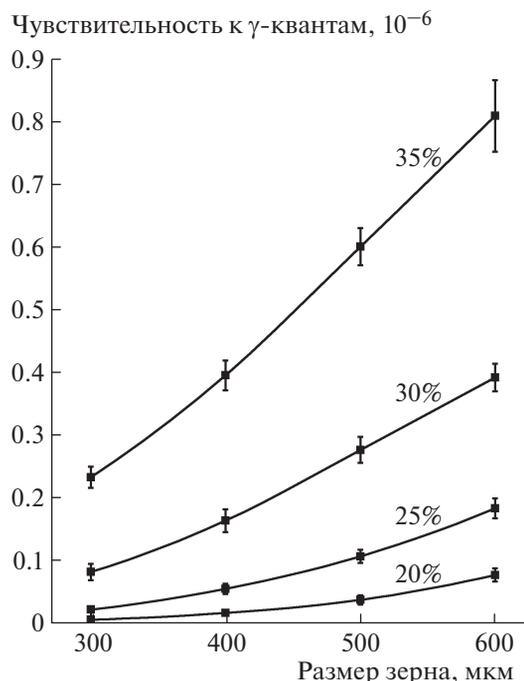
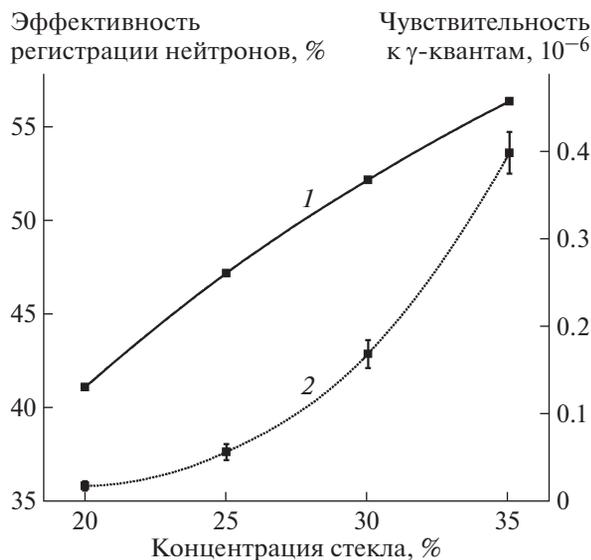


Рис. 4. Зависимости чувствительности к  $\gamma$ -квантам композитного сцинтиллятора  $\varnothing 40 \times 2$  мм от размера зерен стекла при различной его объемной концентрации (цифры у кривых).

мости от конкретных условий эксперимента может лежать в пределах  $2 \leq k \leq 4$ . Стандартное отклонение для конкретного детектора, созданного на основе композита, зависит от ряда условий: оптических характеристик компонентов, параметров фотодетектора, способов обработки сигнала и пр. В нашем случае в процессе моделирования реакции композита на  $\gamma$ -кванты условный порог регистрации устанавливался на уровне  $R = 0.8T_{ee} = 1.22$  МэВ. Результаты расчетов  $\gamma$ -чувствительности композита в зависимости от размеров стеклянных зерен для различных значений концентрации стекла показаны на рис. 4.

Для выбора концентрации стекла в композите в соответствии с экспериментальными условиями (уровень и энергетическое распределение  $\gamma$ -фона, требования к эффективности регистрации нейтронов и пр.) можно использовать рис. 5. На этом рисунке приведены зависимости эффективности регистрации нейтронов и  $\gamma$ -чувствительности для композита с зернами размером 400 мкм при различных концентрациях стекла. Можно видеть, что увеличение концентрации стекла в композите приводит к быстрому росту  $\gamma$ -чувствительности. Поэтому исследование свойств композита при концентрациях стекла, превышающих 35%, было признано нецелесообразным. Выбирая рабочий состав композита, можно получить сцинтиллятор, соответствующий различным тре-

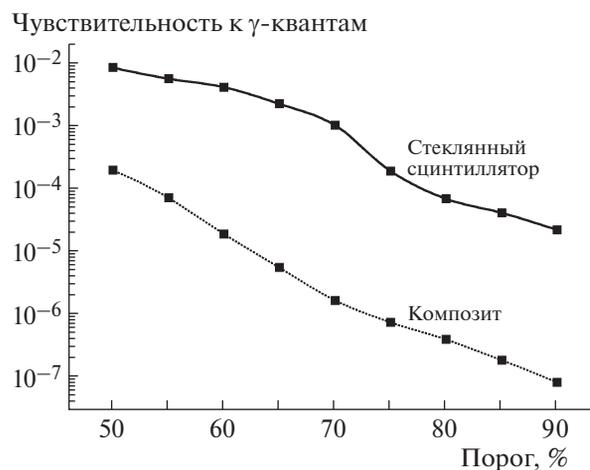


**Рис. 5.** Эффективность регистрации тепловых нейтронов (1) и  $\gamma$ -чувствительность (2) композитного сцинтиллятора с зернами стекла размером 400 мкм в зависимости от концентрации стекла.

бованиям для работы в смешанных полях нейтронного и  $\gamma$ -излучения. Чтобы иметь возможность учитывать энергетическое разрешение детекторов при выборе концентрации стекла, мы рассчитали зависимость  $\gamma$ -чувствительности для композита с зернами размером 400 мкм от порога регистрации в процентах от  $T_{ee}$ . Результат расчета показан на рис. 6.

Основная функция, выполняемая материалом матрицы гетерогенного сцинтиллятора, — это поглощение энергии, выделяемой  $\gamma$ -квантами в объеме композита. Поэтому представляет интерес сравнение композитов с матрицами из различных органических соединений, обладающих близкими оптическими свойствами. Результаты расчетов для различных составов композита в сравнении с гомогенным стеклянным сцинтиллятором аналогичной геометрии представлены в табл. 2.

Анализ приведенных в таблице данных позволяет сделать вывод, что в энергетическом приближении выбор материала матрицы из рассмот-



**Рис. 6.** Зависимости  $\gamma$ -чувствительности от уровня порога регистрации для стеклянного сцинтиллятора и композита с размером зерен 400 мкм и их концентрацией 35%.

ренного набора соединений незначительно влияет на качество композита, а определять свойства детектора будут оптические характеристики материала. Окончательный выбор состава возможен после проведения экспериментальных исследований композитов, построенных на основе различных органических соединений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование и оптимизация композитного сцинтиллятора, предназначенного для регистрации тепловых нейтронов и обеспечивающего низкую чувствительность к  $\gamma$ -квантам. Рассмотренная модель композита состоит из кубических фрагментов литиевого стекла, размещенных в нейтральной органической матрице. Характеристики композита при различных размерах фрагментов и концентрациях литиевого стекла определялись с помощью моделирования в среде Geant4. Определенная в расчетах оптимальная конфигурация композита достигается при объемной концентрации стекла на уровне 35% и размере зерен в интервале 400–500 мкм. По сравнению с гомогенным стеклянным сцинтиллятором аналогичных размеров эффективность

**Таблица 2.** Характеристики композитов с матрицами из различных материалов в сравнении со стеклянным сцинтиллятором

Материал	Эффективность к нейтронам, %	Гамма-чувствительность
Силиконовый компаунд	56	$6 \cdot 10^{-7}$
Акрил	56	$4 \cdot 10^{-7}$
Эпоксидная смола	56	$4 \cdot 10^{-7}$
Стеклянный сцинтиллятор	91	$7 \cdot 10^{-5}$

регистрации нейтронов таким композитом падает от 91 до 56%, а чувствительность к  $\gamma$ -квантам может быть снижена на два порядка, до  $4 \cdot 10^{-7}$ . Рассмотрены различные материалы для использования в качестве нейтральной матрицы композита: акрил, эпоксидная смола и силиконовый компаунд. Установлено, что в энергетическом приближении как эффективность регистрации нейтронов, так и  $\gamma$ -чувствительность композита практически не зависят от того, какое из рассмотренных веществ было использовано в качестве материала матрицы. По результатам этой работы будут построены опытные образцы различных конфигураций для экспериментальной проверки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малышев В.Л. // ПТЭ. 2021. № 2. С. 25.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816221010316>
2. Favalli A., Iliev M.L., Chung K., Hurlbut C., Martinez H.P., Swinhoe M.T., Zaitseva N.P., Ianakiev K.D. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2013. 60 P. 1053.  
<https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2251900>
3. Ziegler J.F., Ziegler M., Biersack J. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2010. V. B268. P. 1818.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>
4. Ianakiev K.D., Hehlen M.P., Swinhoe M.T., Favalli A., Iliev M.L., Lin T.C., Bennett B.L., Barker M.T. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A784. P. 189.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.073>
5. Rich G.C., Kazkaz K., Martinez H.P., Gushue T. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A794. P. 15.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.004>
6. Mayer M.F., Nattress J., Trivelpiece C., Jovanovic I. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A784. P. 168.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.09.023>
7. Kazkaz K., Bowden N.S., Pedretti M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2013. V. 60. № 2. P. 1416.  
<https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2249528>
8. Shi T., Nattress J., Mayer M., Lin M.W., Jovanovic I. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2016. V. A839. P. 86.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.09.041>
9. Mayer M., Nattress J., Kukharev V., Foster A., Meddeb A., Trivelpiece C., Ounaies Z., Jovanovic I. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2015. V. A785. P. 117.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.03.014>
10. Chernukhin Y.I., Yudov A.A., Streltsov S.I. // Nucl. Energy Technol. 2015. V. 1. P. 130.  
<https://doi.org/10.1016/j.nucet.2016.01.005>
11. Foster A., Meddeb A., Wilhelm K., Nattress J., Ounaies Z., Jovanovic I. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2018. V. A905. P. 29.  
<https://doi.org/10.1016/J.NIMA.2018.07.018>
12. Wiggins B.W., Favalli A., Iliev M.L., Ianakiev K.D., Hehlen M.P. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 2019. V. A915. P. 17.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.165>
13. Geant4. A Simulation Toolkit.  
<https://geant4.web.cern.ch/support/download>

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.08

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОКАНАЛЬНОГО  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

© 2021 г. В. И. Алексеев<sup>а</sup>, В. А. Басков<sup>а,\*</sup>, Е. А. Варфоломеева<sup>б</sup>, В. А. Дронов<sup>а</sup>, А. И. Львов<sup>а</sup>,  
А. В. Кольцов<sup>а</sup>, Ю. Ф. Кречетов<sup>с</sup>, В. В. Полянский<sup>а</sup>, С. С. Сидорин<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН  
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

<sup>б</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

<sup>с</sup> Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

\*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru

Поступила в редакцию 15.03.2021 г.

После доработки 28.03.2021 г.

Принята к публикации 30.03.2021 г.

Представлены результаты калибровки многоканального сцинтилляционного спектрометра толщиной  $2.5X_0$  на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института имени П.Н. Лебедева РАН с энергиями в диапазоне от 23 до 280 МэВ. Относительное энергетическое разрешение спектрометра зависит от энергии электронов и толщины спектрометра. Наилучшее относительное энергетическое разрешение спектрометра достигается при энергии электронов  $\sim 90$  МэВ и составляет  $\delta = 13\%$  и  $\delta = 9.4\%$  при толщинах спектрометра  $1X_0$  и  $2.5X_0$  соответственно.

DOI: 10.31857/S0032816221050013

ВВЕДЕНИЕ

На тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя “Пахра” ФИАН создана экспериментальная установка, предназначенная для поиска ранее не наблюдавшихся, относительно легких долгоживущих заряженных частиц  $\ell^\pm$  с массой, лежащей между массой электрона и мюона, или “аномальных лептонов” [1]. Для определения энергии продуктов взаимодействия фотонного пучка с экспериментальной мишенью в диапазоне энергий до 100 МэВ создан сцинтилляционный годоскопический спектрометр (СГС) [2].

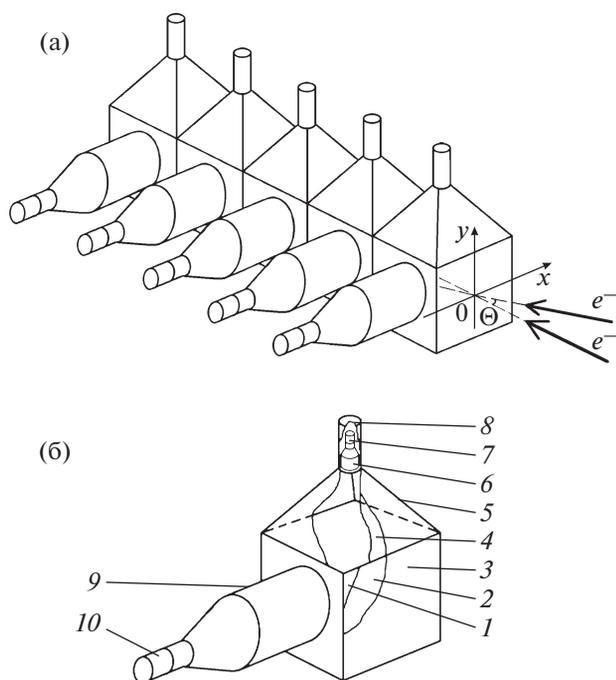
Калибровка СГС на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” показала удовлетворительное значение координатного разрешения, составившее  $\sigma_x = 9.5$  мм. Тем не менее, значение относительного энергетического разрешения в рабочем диапазоне энергий поискового эксперимента  $E < 100$  МэВ составило  $\delta = 22\text{--}25\%$  ( $\delta = \Delta E / \langle E \rangle / 2.35$ ,  $\Delta E$  – полная ширина энергетического спектра СГС на половине его высоты,  $\langle E \rangle$  – среднее энерговыделение электронов в СГС). Такое значение разрешения недостаточно для решения поставленной задачи. Предварительные наборы экспериментальной статистики с использованием сцинтилляционного спектрометра размером  $20 \times 20 \times 20$  см [3] дали оценку энергетиче-

ского разрешения спектрометра, которая должна составлять не менее 15%. Для получения необходимой энергетической точности был создан многоканальный сцинтилляционный спектрометр (МСС). Кроме того, сцинтилляционный спектрометр с хорошим энергетическим разрешением и быстройдействием крайне необходим при исследованиях характеристик калибровочных пучков электронов ускорителя “Пахра” [3–6].

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ  
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

Многоканальный сцинтилляционный спектрометр является сборкой из пяти независимых одинаковых сцинтилляционных блоков размером  $20 \times 20 \times 20$  см, расположенных последовательно друг за другом (рис. 1а). Общая длина сборки составляет 100 см или  $2.5X_0$ , где  $X_0$  – радиационная длина (для пластического сцинтиллятора  $X_0 \approx 40$  см [6]).

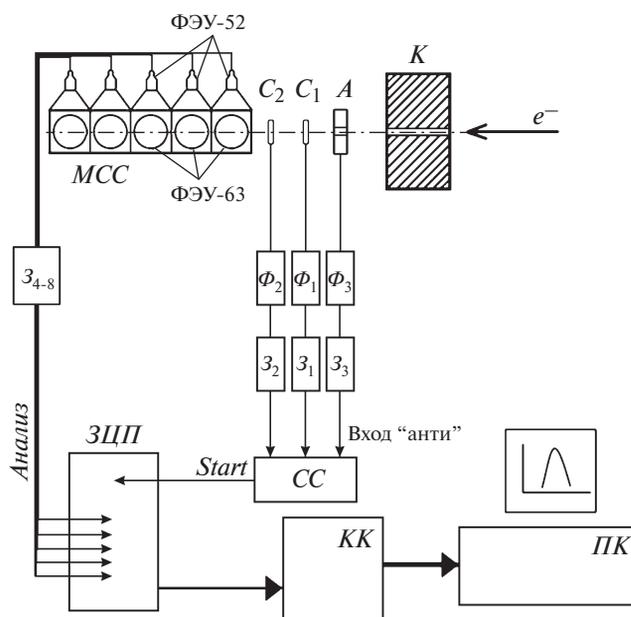
Каждый блок с двух сторон “просматривается” двумя фотоумножителями (ф.э.у.) (рис. 1б). Оба ф.э.у. расположены таким образом, чтобы траектории ливневых частиц электромагнитного ливня, развиваемого в блоке, были параллельно фотокатодам ф.э.у. В вертикальной плоскости



**Рис. 1.** Схема многоканального сцинтилляционного спектрометра (MSS): а – схема калибровки MSS на пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра” ( $\Theta$  – угол между траекторией электронов и осью симметрии MSS); б – конструкция отдельного блока MSS без светонепроницаемого корпуса (1 – сцинтилляционный блок размером  $20 \times 20 \times 20$  см; 2 – белый ватман; 3 – черная бумага; 4 – металлизированный майлар; 5 – светосборник; 6 – ФЭУ-52; 7 – делитель напряжения ФЭУ-52; 8 – корпус ФЭУ-52; 9 – ФЭУ-63; 10 – делитель напряжения ФЭУ-63).

объем блока “просматривает” спектрометрический ФЭУ-52 (фотокатод  $\varnothing 70$  мм), предназначенный для определения энергии зарегистрированных частиц, в горизонтальной – “временной” ФЭУ-63 (фотокатод  $\varnothing 100$  мм), предназначенный для формирования временного сигнала *Stop* во “времяпролетной” методике, используемой для регистрации “аномальных лептонов”. В установке, использующей “времяпролетную” методику, сигнал *Start* задается системой триггерных сцинтилляционных счетчиков, находящихся за мишенью [2]. Для регистрации сигналов в ф.э.у. обоих типов используются стандартные делители напряжения, диапазон рабочих напряжений на которых составляет 1500–1750 В (для ФЭУ-52) и 2000–2400 В (для ФЭУ-63).

Для эффективного собирания света спектрометрическим ФЭУ-52, возникающего в значительном объеме блока от прохождения заряженных частиц, используется светосборник с отражателем на основе металлизированного майлара. Расстояние от фотокатода ФЭУ-52 до грани сцинтиллятора составляет 10 см. Фотокатод “временного” ФЭУ-63 плотно без смазки прижат к



**Рис. 2.** Блок-схема калибровочного канала вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра”.  $C_1, C_2$  – триггерные счетчики,  $A$  – счетчик антисовпадений,  $K$  – коллиматор,  $\Phi_1$ – $\Phi_3$  – блоки формирователей,  $Z_1$ – $Z_3$  – блоки задержек,  $CC$  – схема совпадений,  $ZCP$  – восьмивходовый зарядочувствительный цифровой преобразователь,  $KK$  – крейт-контроллер системы САМАС,  $PK$  – персональный компьютер; *Start* – триггерный сигнал, *Анализ* – амплитудные сигналы с каналов MSS.

грани сцинтиллятора. Каждый сцинтиллятор со всех сторон, исключая грани, занятые фотокатодом ФЭУ-63 и светосборником для ФЭУ-52, обернут ватманом и черной бумагой. Блок с обоими ф.э.у. находится в светонепроницаемом корпусе.

### КАЛИБРОВКА МНОГОКАНАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

Калибровка MSS была выполнена на калибровочном квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН “Пахра” [4, 5]. Блок-схема калибровки MSS представлена на рис. 2. Сигналы с триггерных счетчиков  $C_1$  и  $C_2$  размером  $10 \times 10 \times 5$  мм через блоки формирователей  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  и задержек  $Z_1$  и  $Z_2$  подавались на входы схемы совпадений  $CC$ . На вход  $CC$  “анти” через блоки формирователя  $\Phi_3$  и задержки  $Z_3$  подавался сигнал со счетчика антисовпадений  $A$  размером  $90 \times 60 \times 10$  мм с отверстием  $\varnothing 10$  мм. Сигнал со схемы совпадений  $CC$  являлся триггерным сигналом *Start* для запуска восьмивходового зарядоцифрового преобразователя ( $ZCP$ ), на входы “Анализ” которого через блоки задержек  $Z_4$ – $Z_8$  подавались сигналы с пяти каналов MSS. Сигнал *Start* являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер системы САМАС про-

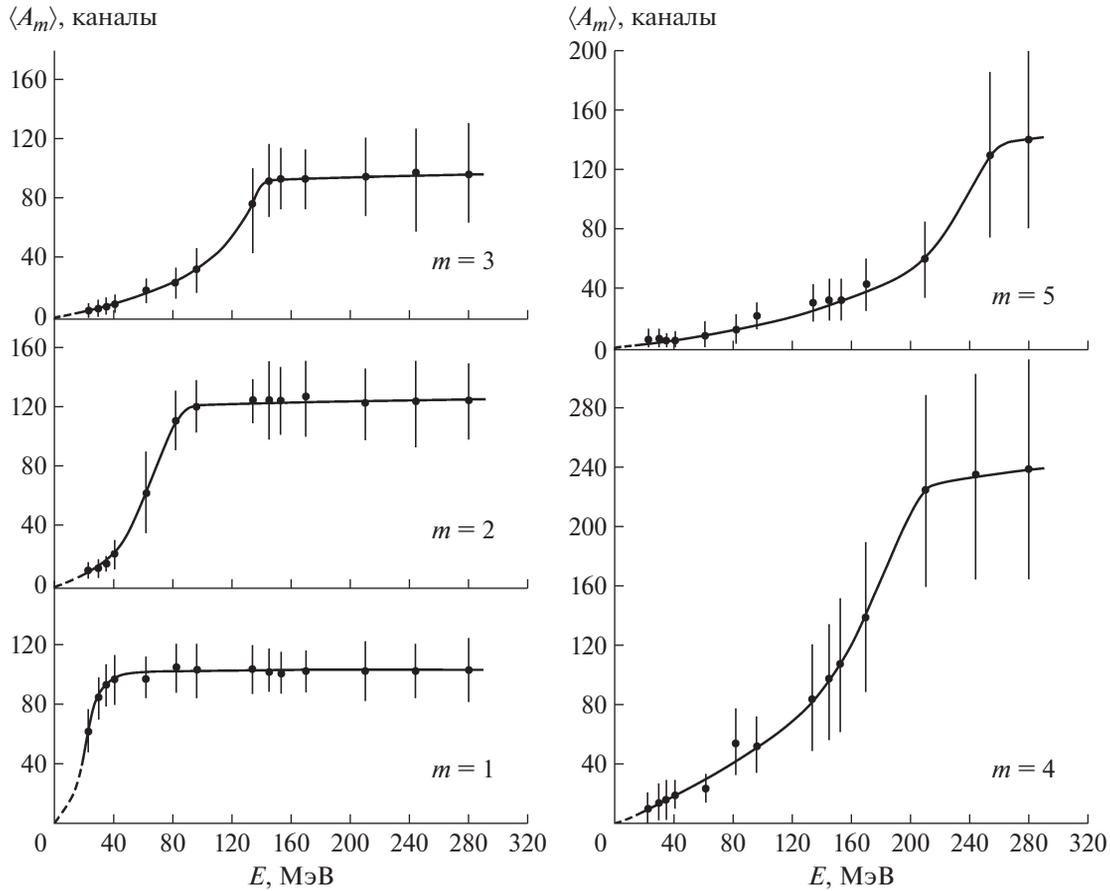


Рис. 3. Зависимость средней амплитуды  $\langle A_m \rangle$  спектра амплитуд отдельных каналов  $MCC$  от энергии электронов ( $m = 1, \dots, 5$  – номер канала).

водилась “запись” сигналов с  $MCC$  в память компьютера.

Перед счетчиком антисовпадений  $A$  находился свинцовый коллиматор  $K$  с отверстием  $\varnothing 5$  мм, который задавал апертуру электронного пучка. Вторичный электронный пучок формировался с помощью медного конвертора  $\varnothing 3.2$  и толщиной 2 мм. Интенсивность электронного пучка составляла  $\sim 10^2 e^-/с$ .

Калибровка  $MCC$  проходила в два этапа. На первом этапе  $MCC$  был расположен на пучке вторичных электронов таким образом, чтобы электроны входили в первый блок  $MCC$  точно по оси симметрии спектрометра в продольном направлении (рис. 1а). Далее происходило последовательное выравнивание амплитуд сигналов всех ФЭУ-52  $MCC$  таким образом, чтобы амплитудный спектр с ф.э.у. каждого блока был расположен в рабочей области  $ЗЦП$ . Так как длина каждого блока  $MCC$  составляет 20 см, то средняя энергия, оставленная электронами в сцинтиляторе, составляет  $\langle E \rangle \approx 2$  [МэВ/см]  $\cdot 20$  [см]  $\approx 40$  МэВ. При энергии электронов  $> 40$  МэВ энергосодержание в  $MCC$  не увеличивается [2, 3, 6], поэтому макси-

мальное энергосодержание в канале  $MCC$  также должно составлять не более  $\langle E \rangle = \langle E_{\max} \rangle \approx 40$  МэВ. Первый этап калибровки был осуществлен при энергии электронного пучка  $E = 280$  МэВ с тем, чтобы во всех блоках  $MCC$  выделялась энергия  $\approx 40$  МэВ.

В результате, средняя амплитуда каждого канала  $MCC$  составила  $\sim 260$  каналов  $ЗЦП$  при максимальной величине рабочей области 512 каналов. Изменение величины средней амплитуды канала  $MCC$ , как и в случае калибровки  $СГС$ , происходило изменением величины напряжения на делителе напряжения ф.э.у. данного канала.

На втором этапе осуществлялась энергетическая калибровка  $MCC$  при энергиях электронов в диапазоне от 23 до 280 МэВ. Амплитуда  $MCC$ , зарегистрировавшего  $i$ -й электрон, определялась суммой амплитуд всех каналов  $A_i = \sum_{m=1}^5 A_{mi}$ , где  $A_{mi}$  – амплитуда в  $m$ -м канале  $MCC$ ;  $m = 1, \dots, 5$  – номер канала. Энергия электрона определялась как  $E_i = \sum_{m=1}^5 E_{mi} = \sum_{m=1}^5 k_m A_{mi}$ , где  $k_m$  – коэффициент пропорциональности  $m$ -канала  $MCC$ .

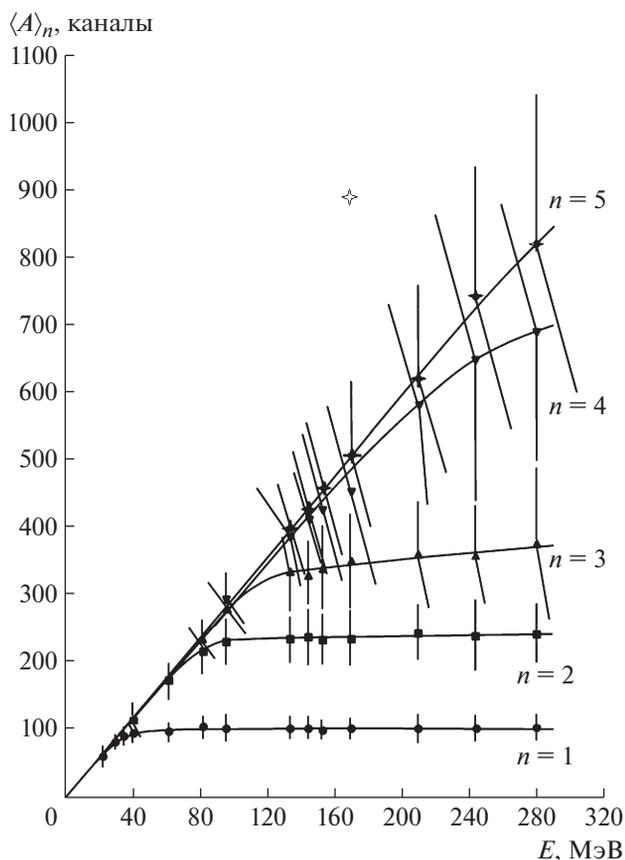


Рис. 4. Зависимость средней амплитуды  $\langle A \rangle_n$  спектра амплитуд суммы каналов МСС от энергии электронов ( $n = 1, \dots, 5$  – число суммируемых каналов).

Коэффициент  $k_m$  определялся по методу калибровки спектрометров на пучке электронов, описанному в [3]. На рис. 3 представлена зависимость средней амплитуды  $\langle A_m \rangle$  амплитудного спектра отдельных каналов МСС ( $m = 1, \dots, 5$  – номер канала) от энергии электронов. На рис. 4 представлены зависимости средней амплитуды  $\langle A \rangle_n$  спектра амплитуд суммы каналов МСС от энергии электронов ( $n = 1, \dots, 5$  – число суммируемых каналов). Из рис. 3 и 4 видно, что, начиная с энергии электронов 40 МэВ, последовательно через каждые ~40 МэВ происходит резкое изменение зависимости, которая при дальнейшем увеличении энергии электронов как в случае отдельных каналов, так и суммы каналов меняется слабо. Линейная зависимость суммарной амплитуды МСС (рис. 4) от энергии электронов для МСС толщиной  $0.5X_0$  ( $n = 1$ ) простирается до величины  $E \approx 35$  МэВ, для  $1X_0$  ( $n = 2$ ) до  $E \approx 85$  МэВ, для  $1.5X_0$  ( $n = 3$ ) до  $E \approx 110$  МэВ, для  $2X_0$  ( $n = 4$ ) до  $E \approx 200$  МэВ, для  $2.5X_0$  ( $n = 5$ ) до  $E \approx 260$  МэВ.

Экстраполяция зависимостей средних амплитуд каналов МСС от энергии электронов, представленных на рис. 3, до “точки перегиба” и за “точкой

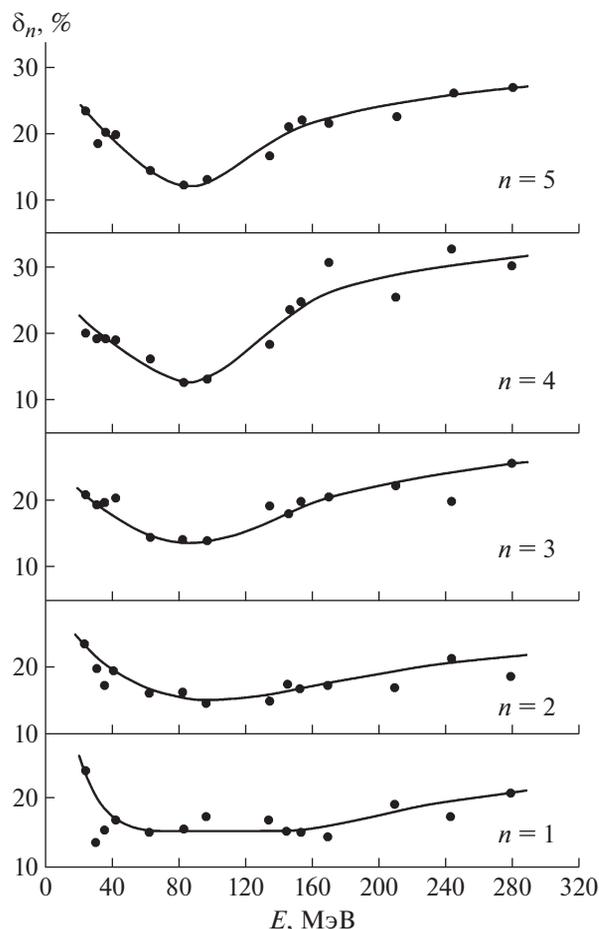
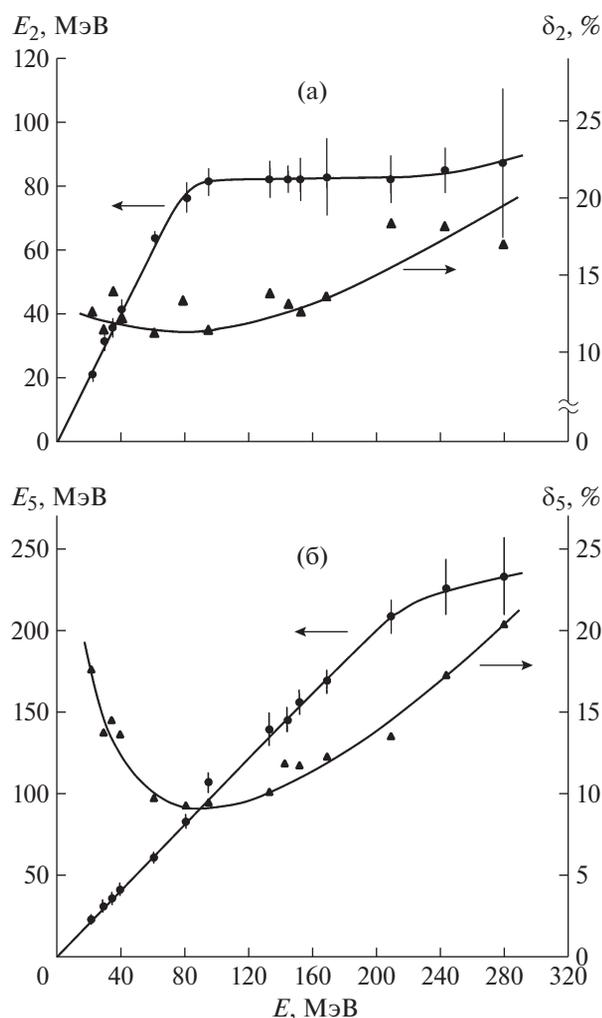


Рис. 5. Относительное амплитудное разрешение  $\delta_n$  спектра суммы каналов МСС в зависимости от энергии электронов и толщины МСС (без вычета энергетического разброса электронного пучка).

перегиба” в “точку перегиба” дает значения амплитуды  $A_m^{\text{калибр}}$  каждого канала (блока) МСС, в которых выделяется энергия  $\approx 40$  МэВ. Коэффициент  $k_m$  для каждого канала, таким образом, определялся как  $k_m = 40/A_m^{\text{калибр}}$  [МэВ/канал].

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОКАНАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

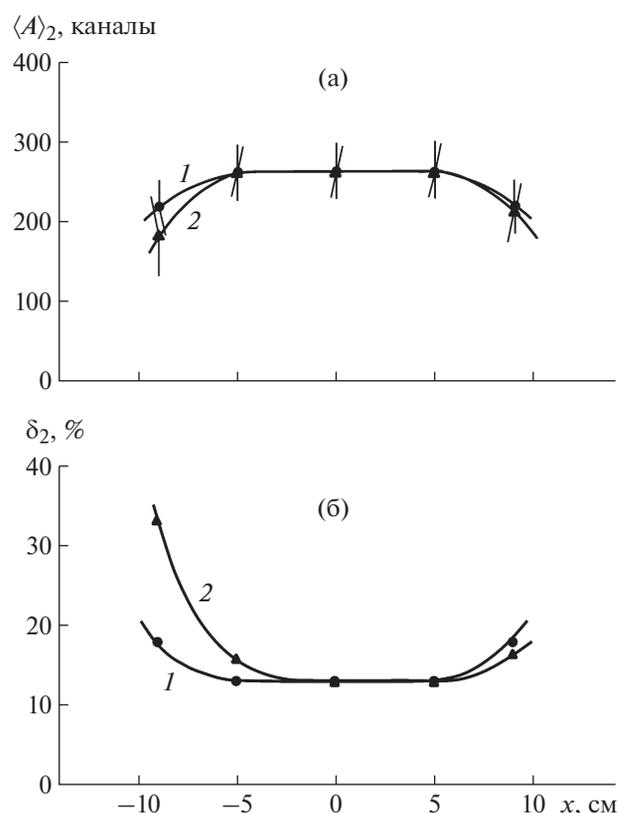
Относительное амплитудное разрешение  $\delta_n$  спектра суммы каналов МСС в зависимости от энергии электронов и толщины МСС (без вычета энергетического разброса электронного пучка) представлено на рис. 5. Видно, что разрешение МСС, исключая значения энергетического разрешения или первого блока, имеет минимум при энергии электронов  $E \approx 90$  МэВ. При увеличении энергии электронов  $\delta_n$  начинает ухудшаться, и начиная с энергии  $E \approx 140$  МэВ зависимость



**Рис. 6.** Зависимости энергии  $E_n$ , зарегистрированной  $MCC$ , и его относительного энергетического разрешения  $\delta_n$  (за вычетом энергетического разброса электронного пучка) для толщин спектрометра: **а** –  $1X_0$  ( $n = 2$ ), **б** –  $2.5X_0$  ( $n = 5$ ).

практически становится линейной, достигая при энергии электронов 280 МэВ значения  $\delta_n \approx 27\%$ . Подобная зависимость наблюдалась также в [2]. Можно предположить, что, начиная с энергии электронов  $E \approx 90$  МэВ и толщины спектрометра  $1X_0$  ( $n = 2$ ) и более, часть энергии электромагнитных ливней, которые развиваются в объеме  $MCC$  [3, 7, 8], выходят из объема через боковые стенки и заднюю полусферу спектрометра, ухудшая точность определения энергии.

Зависимости энергии  $E_n$ , зарегистрированной  $MCC$ , и его относительного энергетического разрешения  $\delta_n$  (за вычетом энергетического разрешения электронного пучка) для толщины спектрометра  $1X_0$ , являющейся рабочей толщиной для проводимого эксперимента, и толщины  $2.5X_0$  ( $n = 5$ ), являющейся рабочей при исследованиях характе-



**Рис. 7.** Зависимость энергии электронов **(а)** и энергетического разрешения **(б)**  $MCC$  относительно горизонтальной координаты  $x$  и угла входа электронов в спектрометр  $\Theta = 0$  (1) и  $\Theta = 5^\circ$  (2), где угол  $\Theta$  является углом между траекторией электронов и осью симметрии  $MCC$ .

ристик электронных калибровочных пучков ускорителя “Пахра”, представлены на рис. 6. Видно, что значения энергий, определяемые  $MCC$ , соответствуют энергиям электронного пучка до энергии пучка  $E \sim 80$  МэВ и  $E \sim 200$  МэВ при толщинах  $MCC$   $1X_0$  и  $2.5X_0$  соответственно. Наилучшее относительное энергетическое разрешение  $MCC$  достигается при энергии электронов  $E \approx 90$  МэВ и составляет  $\delta_2 \approx 13\%$  и  $\delta_5 \approx 9.4\%$  для обеих толщин  $MCC$  соответственно.

Рабочий диапазон энергий вторичных заряженных частиц, выходящих из мишени в поисковом эксперименте, ожидается в пределах энергий до 100 МэВ, поэтому энергетические характеристики  $MCC$  в зависимости от точки входа и угла входа электронов в спектрометр были исследованы при толщине  $MCC$   $1X_0$  ( $n = 2$ ) и энергии электронов  $E = 60$  МэВ.

Зависимость энергии электронов и энергетического разрешения  $MCC$  относительно горизонтальной координаты  $x$  и угла входа электронов в спектрометр  $\Theta = 0$  и  $\Theta = 5^\circ$ , где угол  $\Theta$  является углом между траекторией электронов и осью сим-

метрии  $MCC$  (рис. 1а), представлена на рис. 7. Из рисунка видно, что при отклонении входа электронов в спектрометр относительно оси симметрии в пределах  $-5 \text{ см} < x < 5 \text{ см}$  ( $x = 0$  – координата оси симметрии  $MCC$  в продольном направлении) относительно траектории электронов (рис. 1)) при обоих углах входа электронов в спектрометр энергия электронов, определяемая  $MCC$  (рис. 7а), и его энергетическое разрешение (рис. 7б) постоянны. В точках  $x \leq -5 \text{ см}$  и  $x \geq 5 \text{ см}$  зависимость энергии, определяемой спектрометром, от точки входа электронов в  $MCC$  имеет нелинейный характер (численные значения энергии уменьшаются) и точность определения энергии ухудшается. Можно также видеть, что при  $\Theta = 0$  зависимости энергии, регистрируемой  $MCC$ , и энергетического разрешения симметричны относительно  $x = 0$ . При  $\Theta = 5^\circ$  значение энергии при  $x = -9 \text{ см}$  уменьшилось на  $\sim 20\%$ , а при  $x = 9 \text{ см}$  увеличилось на  $\sim 10\%$  соответственно. При этом энергетическое разрешение в точке при  $x = -9 \text{ см}$  ухудшилось в  $\sim 1.8$  раза, а в точке при  $x = 9 \text{ см}$  улучшилось на  $\sim 10\%$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты калибровки многоканального сцинтилляционного спектрометра на пучке вторичных электронов ускорителя “Пахра” с энергиями от 23 до 280 МэВ показали, что в области энергий электронов  $E < 100 \text{ МэВ}$ , при которых проводится поисковый эксперимент, зависимость энергии, определяемой  $MCC$ , состоящего из двух сцинтилляционных блоков, до энергии электронов  $\sim 80 \text{ МэВ}$  имеет линейный характер. Зависимость энергии, определяемой  $MCC$ , состоящего из 5 сцинтилляционных блоков, который используется при исследованиях энергетических характеристик электронных пучков ускорителя “Пахра”, имеет линейный характер до энергии электронов  $\sim 200 \text{ МэВ}$ . Относительное энергетическое разрешение  $MCC$  минимально при энергии электронов  $E \sim 90 \text{ МэВ}$  и составляет  $\delta = 13\%$  и  $\delta = 9.4\%$  при толщинах  $MCC$   $1X_0$  и  $2.5X_0$  соответственно.

Величины энергии, регистрируемой  $MCC$ , и его относительного энергетического разрешения при углах входа электронов в спектрометр  $\Theta = 0$  и  $\Theta = 5^\circ$  в горизонтальной плоскости относительно траектории электронов и оси симметрии спек-

трометра сохраняют однородность при отклонении пучка на  $\pm 5 \text{ см}$  относительно точки симметрии спектрометра.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Т. Ралко за помощь в работе и группу эксплуатации ускорителя ФИАН “Пахра” под руководством Г.Г. Субботина за успешное и плодотворное сотрудничество

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований (НІСА – РФФИ) № 18-02-40061 и № 18-02-40079.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., Kretchov Yu.F., L'vov A.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 08009. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009>
2. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2021. № 1. С. 40. <https://doi.org/10.31857/S003281622101002X>
3. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В.* // ПТЭ. 2020. № 5. С. 10. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050079>
4. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // ПТЭ. 2019. № 2. С. 5. <https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
5. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // Краткие сообщения по физике. 2020. № 7. С. 18. <https://doi.org/10.3103/S1068335620070027>
6. *Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В., Сидорин С.С.* // Краткие сообщения по физике. 2020. № 9. С. 12. <https://doi.org/10.3103/S106833562009002X>
7. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* // Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
8. *Огрэвальский З., Стругальский З.С.* Препринт ОИЯИ Р1-4562. Дубна, 1969.

УДК 520.6.05

## КАЛИБРОВКА МАКЕТА КАЛОРИМЕТРА ГАММА-ТЕЛЕСКОПА ГАММА-400 НА ПУЧКЕ ПОЗИТРОНОВ УСКОРИТЕЛЯ “ПАХРА”

© 2021 г. С. И. Сучков<sup>a,\*</sup>, А. И. Архангельский<sup>b</sup>, В. А. Басков<sup>a</sup>, А. М. Гальпер<sup>a,b</sup>,  
О. Д. Далькаров<sup>a</sup>, А. И. Львов<sup>a</sup>, Н. Ю. Паппе<sup>a</sup>, В. В. Полянский<sup>a</sup>,  
Н. П. Топчиев<sup>a</sup>, И. В. Чернышева<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН  
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”  
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

\*e-mail: [soutch@mail.ru](mailto:soutch@mail.ru)

Поступила в редакцию 01.04.2021 г.

После доработки 07.04.2021 г.

Принята к публикации 19.04.2021 г.

На электронном синхротроне С-25Р “Пахра” ФИАН проведена калибровка макета электромагнитного калориметра  $\gamma$ -телескопа ГАММА-400. Результаты измерения энергетического разрешения согласуются с результатами расчетов методом Монте-Карло характеристик калориметра ГАММА-400. Подтверждена возможность применения ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН для калибровок детекторов в различных экспериментах.

DOI: 10.31857/S003281622105013X

### ВВЕДЕНИЕ

Российская космическая обсерватория с  $\gamma$ -телескопом ГАММА-400 создается в соответствии с Федеральными космическими программами России на 2009–2015 гг. и 2016–2025 гг. ГАММА-400 предназначен для исследования  $\gamma$ -излучения в диапазоне высоких энергий с высокими угловым и энергетическим разрешениями, а также для получения данных о природе “темной материи” во Вселенной, развития теории происхождения высокоэнергичных космических лучей и физики элементарных частиц [1–3]. В отличие от существующих спутниковых  $\gamma$ -телескопов Fermi-LAT [4] и AGILE [5], ГАММА-400 обладает лучшими характеристиками: высокими угловым,  $\sim 0.01^\circ$ , и энергетическим,  $\sim 2\%$ , разрешениями при энергии  $\gamma$ -квантов 100 ГэВ.

### КАЛИБРОВОЧНЫЙ ПУЧОК ЭЛЕКТРОНОВ (ПОЗИТРОНОВ) УСКОРИТЕЛЯ С-25Р

Калибровка макетов детекторов и самих детекторов различных экспериментальных установок на пучках заряженных частиц крайне необходима для проверки характеристик детекторов, их настройки, сравнения с результатами расчетов и отладки программного обеспечения. В настоящее время электронный синхротрон С-25Р “Пахра” в г. Троицке (рис. 1) является единственным в Рос-

сии постоянно работающим ускорителем, генерирующим пучки электронов и позитронов с энергиями от 100 до 500 МэВ [6].

Для осуществления ряда крупных национальных и международных проектов в области фундаментальной ядерной физики и астрофизики на ускорителе ФИАН “Пахра” был создан калибровочный канал квазимонохроматических вторичных электронов (позитронов) [6, 7].

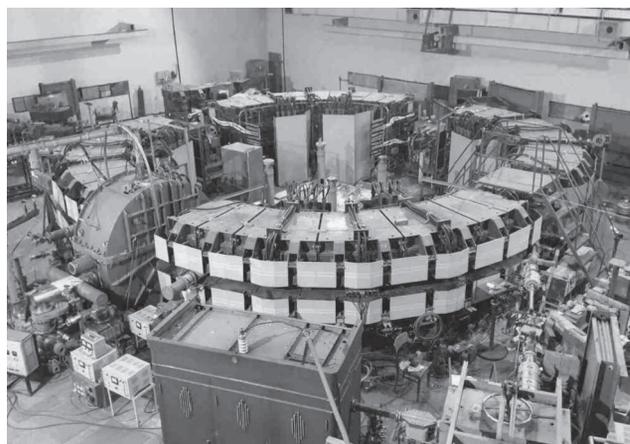
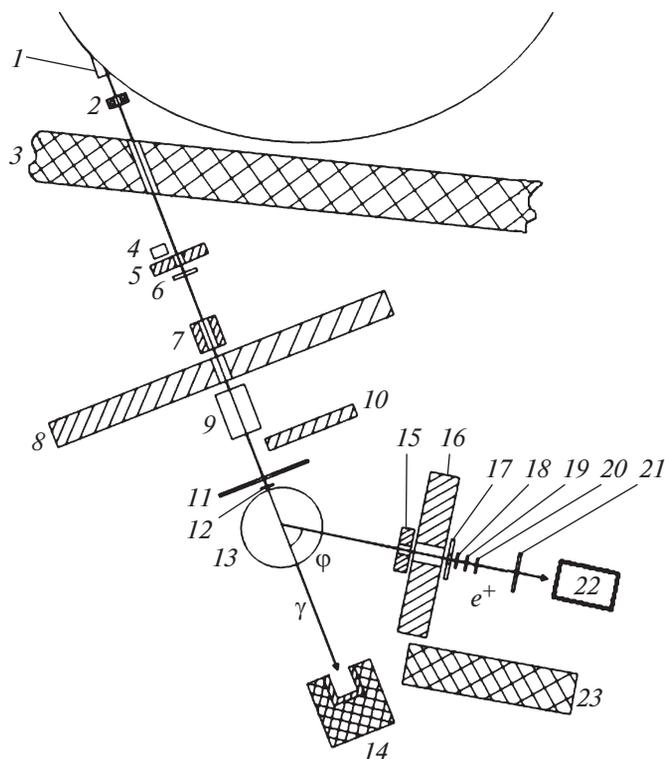


Рис. 1. Электронный синхротрон С-25Р “Пахра” ФИАН (г. Троицк).



**Рис. 2.** Схема калибровочного квазимонохроматического пучка вторичных электронов. 1 – выходное окно камеры ускорителя; 2 – коллиматор; 3 – бетонная стена ускорительного зала; 4 – монитор “растяжки”; 5, 7, 16 – коллиматоры; 6 – монитор пучка; 8 – протяженная свинцовая стенка; 9 – очищающий магнит СП-3; 10 – дополнительная свинцовая стенка; 11 – металлическая плита; 12 – конвертер; 13 – магнит СП-57; 14 – поглотитель фотонного пучка; 15 – дополнительный коллиматор перед основным; 17 – сцинтилляционный счетчик антисовпадений; 18–21 – сцинтилляционные счетчики; 22 – калибруемый детектор; 23 – бетонный блок.

Схема калибровочного пучка представлена на рис. 2. Тормозной пучок фотонов, образованный в результате сброса электронов в кольцо на внутреннюю мишень, после выхода из камеры ускорителя 1 формируется свинцовым коллиматором 2 с диаметром отверстия 13 мм, расположенным на расстоянии 3.2 м от выходного фланца ускорителя. Далее, пучок по воздуху транспортируется к конвертеру 12, находящемуся непосредственно на срезе полюсов магнита СП-57 (13). В магните осуществляется разделение выходящих из конвертера позитронов и электронов по импульсам. Вторичный пучок позитронов (электронов) (в зависимости от направления магнитного поля между полюсами магнита СП-57) формируется под углом  $\varphi = 36^\circ$  с помощью коллиматоров и выделяется системой сцинтилляционных счетчиков 17–21, расположенных вдоль траектории электронного (позитронного) пучка за коллиматором 16. В связи с тем что калибровочный пучок вторичных позитронов имеет меньший фон по сравнению с пучком электронов, для тестирования и калибровки макетов детекторов  $\gamma$ -телескопа ГАММА-400 использовался пучок позитронов. Сцинтилляци-

онный счетчик антисовпадений 17 размером  $60 \times 90 \times 10$  мм и с диаметром отверстия  $\varnothing 10$  мм предназначен для формирования позитронного пучка и устранения частиц, рассеянных от краев коллиматора. Сцинтилляционные счетчики 18–21 являются триггерными счетчиками и имеют размер  $15 \times 15 \times 1$  мм. Положение счетчиков 17–20 относительно коллиматора 16 постоянно, положение и размер счетчика 21 зависят от условий калибровки исследуемого детектора. Юстирование исследуемого детектора на калибровочном пучке относительно траектории пучка осуществляется с помощью лазера, расположенного на гониометрической подставке.

Основные характеристики квазимонохроматического калибровочного пучка позитронов, использованного при калибровке макета калориметра  $\gamma$ -телескопа ГАММА-400, следующие:

- диапазон энергий позитронов  $E = 30\text{--}300$  МэВ;
- относительный разброс по энергиям калибровочного пучка  $\sigma \approx 5\%$  при энергии позитронов 300 МэВ, диаметре коллиматора 16 10 мм и толщине медного конвертера 1 мм;

– интенсивность  $\sim 20 e^+/c$ .

### ГАММА-ТЕЛЕСКОП ГАММА-400

Гамма-телескоп ГАММА-400 с высокими угловым и энергетическим разрешениями предназначен для установки на российской космической обсерватории, которая будет выводиться на высокоэллиптическую орбиту с апогеем до 300000 км [1–3]. Основные научные задачи:

– измерение космического  $\gamma$ -излучения в диапазоне энергий от 20 МэВ до 1000 ГэВ;

– регистрация космического  $\gamma$ -излучения,  $\gamma$ -всплесков от активных астрофизических объектов разной природы (активные галактические ядра, блазары, пульсары, нейтронные звезды, остатки сверхновых, черные дыры, красные карлики и др., а также Солнце);

– поиск особенностей в энергетических спектрах от дискретных и протяженных источников, которые могут быть связаны с частицами “темной материи”;

– регистрация  $\gamma$ -излучения от дискретных переменных источников с целью выяснения природы ускорительных процессов элементарных частиц в этих источниках;

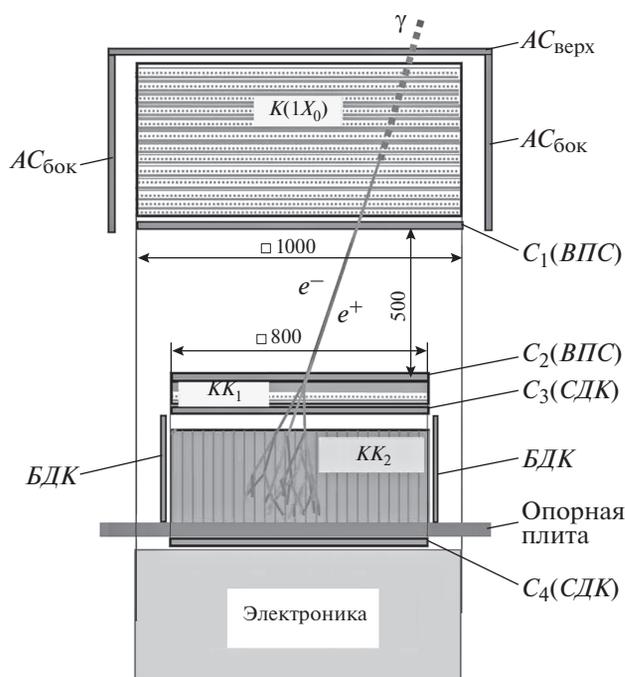
– проведение детальных обзоров и картографирования галактической плоскости, центра Галактики, протяженных источников с высокими угловым, энергетическим разрешениями и высокой чувствительностью;

– регистрация потоков электронов и позитронов космических лучей.

Физическая схема  $\gamma$ -телескопа ГАММА-400 представлена на рис. 3.

Одним из основных элементов  $\gamma$ -телескопа ГАММА-400 является калориметр, состоящий из позиционно-чувствительного калориметра  $KK_1$  толщиной  $2X_0$  ( $X_0$  – радиационная единица длины) и электромагнитного калориметра  $KK_2$ . Электромагнитный калориметр  $KK_2$  состоит из 484 кристаллов CsI(Tl), его толщина составляет от  $13X_0$  до  $16X_0$  для электромагнитного ливня вдоль оси симметрии кристалла в продольном направлении (окончательно толщина калориметра и число кристаллов будут определены после выбора ракеты-носителя и уточнения массы научной аппаратуры). При регистрации частиц с боковых направлений (с помощью боковой апертуры  $KK_2$ ) толщина  $KK_2$  составляет  $42.5X_0$ .

В дальнейшем мы будем рассматривать только калориметр  $KK_2$  в связи с особой сложностью его разработки, изготовления и тестирования. Калориметр  $KK_2$  представляет собой сборную конструкцию (рис. 4), состоящую из силового алюминиевого корпуса, углепластиковых ячеек с толщиной стенок 0.4 мм, в которые вставлены

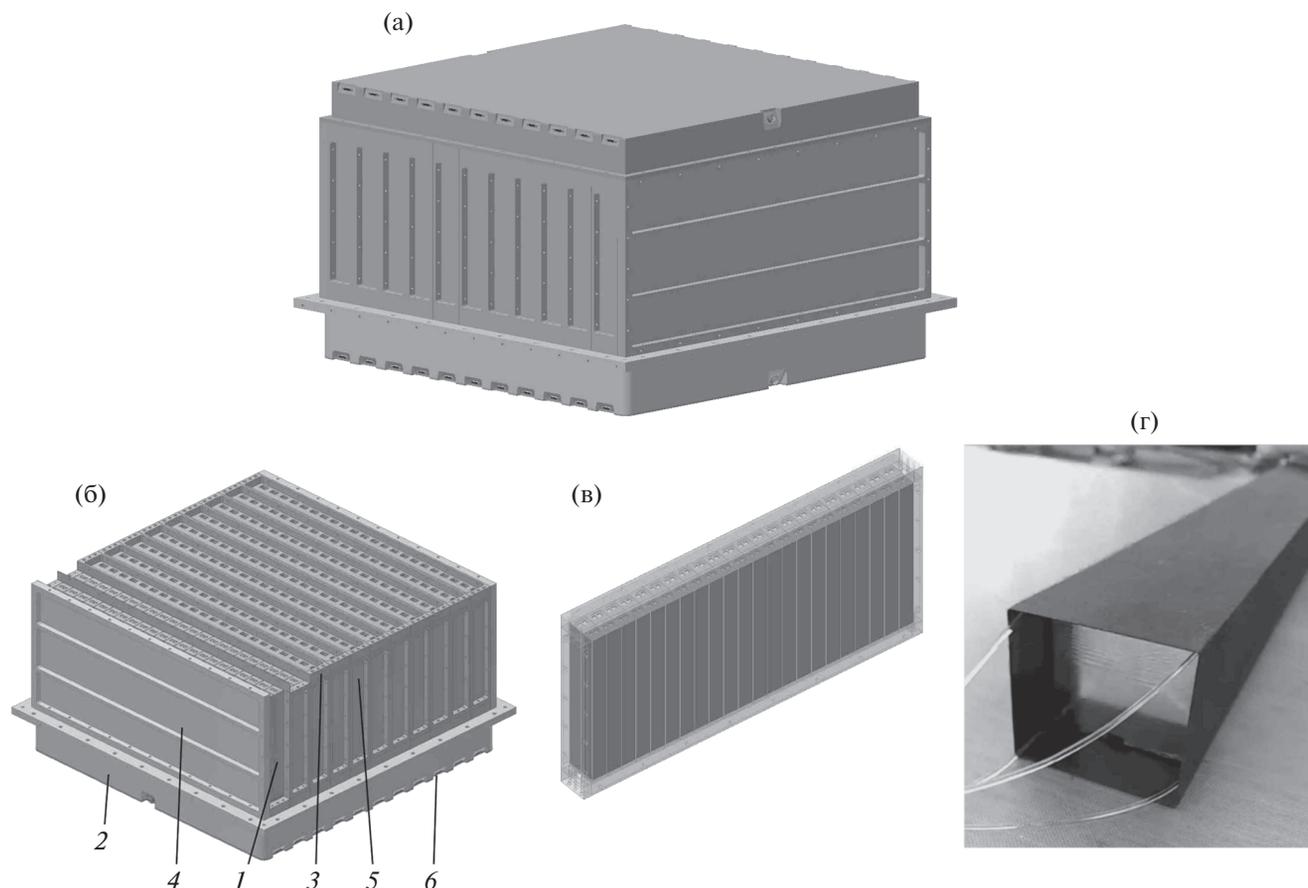


**Рис. 3.** Схема  $\gamma$ -телескопа ГАММА-400.  $AC$  – система антисовпадений (верхний  $AC_{\text{верх}}$  и боковые  $AC_{\text{бок}}$  детекторы);  $K$  – конвертер-трекер;  $C_1, C_2$  – сцинтилляционные детекторы времяпролетной системы (ВПС);  $C_3, C_4$  – сцинтилляционные детекторы калориметра (СДК);  $KK_1$  – позиционно-чувствительный калориметр;  $KK_2$  – электромагнитный калориметр;  $БДК$  – боковые детекторы (4 шт.) калориметра  $KK_2$ .

детекторы на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и кремниевых фотоприемников SiPM. Общая масса  $KK_2$  составляет 800–1000 кг (в зависимости от длины кристаллов). Положение каждого кристалла фиксируется в пространстве позиционирующей конструкцией, которая определяет положение кристаллов с точностью не хуже  $\pm 200$  мкм. В качестве позиционирующей конструкции используются кассеты из углепластика. Кассета содержит два ряда ячеек с кристаллами, по двадцать две ячейки в каждом ряду. Кассеты стягиваются в общий блок прижимными планками, зажимаются боковыми стенками, опорной рамой и крышкой. Проведенные расчеты по определению частот собственных колебаний и напряженно-деформированного состояния показали, что конструкция калориметра  $KK_2$  удовлетворяет требованиям прочности и жесткости.

### МАКЕТ КАЛОРИМЕТРА $KK_2$ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА ГАММА-400

Для проведения тестирования и калибровок был изготовлен макет калориметра  $KK_2$ . Он пред-



**Рис. 4.** Калориметр  $KK_2$   $\gamma$ -телескопа ГАММА-400: **а** – внешний вид; **б** – без верхней и боковой крышек; **в** – кассета из углепластика; **г** – углепластиковая ячейка со сцинтилятором CsI(Tl). 1 – детектор; 2 – опорная решетка; 3 – прижимная планка; 4 – боковые панели тип 1; 5 – боковые панели тип 2; 6 – нижняя панель.

ставляет собой сборку из четырех детекторов на основе кристаллов CsI(Tl) (размер каждого кристалла  $36 \times 36 \times 372$  мм) (рис. 5). Кристаллы оптолированы и обернуты тайвеком. Для регистрации светового сигнала к торцу каждого кристалла подсоединены два светоприемника SiPM SensL MicroSB-60035-X13 размером  $6 \times 6$  мм. Детекторы помещены в светонепроницаемый блок из алюминиевого сплава.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ МАКЕТА КАЛОРИМЕТРА $KK_2$

Модельные расчеты физических характеристик макета калориметра  $KK_2$   $\gamma$ -телескопа ГАММА-400 проведены с учетом процессов рождения, распространения и регистрации фотонов оптических длин волн в сцинтилляционных кристаллах CsI(Tl) при развитии электромагнитного ливня от моноэнергетического пучка позитронов. Оптические фотоны сцинтиллятора CsI(Tl) регистрируют-

ся светоприемником с заданной эффективностью и участвуют в формировании выходного сигнала.

Расчеты проводились с использованием пакета программ GEANT4, в котором для описания процессов и моделей, характеризующих сечения и вероятности процессов взаимодействия частиц с веществом, использовался стандартный набор библиотек PhysicsList, дополненный библиотекой G4OpticalPhoton, содержащей характеристики процессов с участием оптических фотонов и процедуры их обработки.

Для практического применения при моделировании сцинтилляционных материалов и их характеристик необходимо учитывать процессы, происходящие при рождении сцинтилляций (световыход и его флуктуации), распространении света в веществе (поглощение, рассеяние на флуктуациях плотности или примесях) и взаимодействии с границами сред (отражение, преломление, поглощение при переходе фотонов из сцинтиллятора в светоприемники), а также характеристики и структуру самого светоприемника.

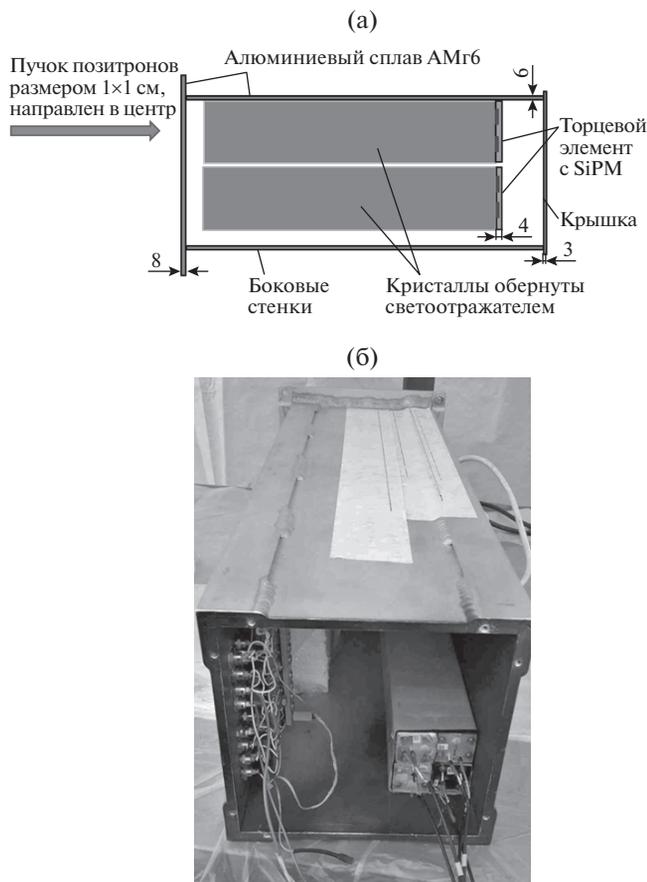


Рис. 5. Макет  $KK_2$  из четырех кристаллов: а – схема (размеры даны в миллиметрах), б – фотография.

Учет данных факторов позволяет максимально приблизиться к оценке реального энергетического разрешения, определяемого флуктуациями световых выходов сцинтиляционного кристалла, потерями света в веществе при его распространении по пути к светоприемнику, влиянием границ со-

прикосновения кристалла и светоприемника и границ самого кристалла, эффективностью поглощения в светоприемнике.

При моделировании использовалась схема макета  $KK_2$ , описанная выше. На рис. 6 показана схема моделирования макета  $KK_2$  с расположением осей, светоприемников SiPM в геометрии, когда пучок позитронов падает по нормали к торцу одного из кристаллов. Апертура плоскопараллельного моноэнергетического пучка позитронов с энергиями 100, 200 и 300 МэВ была определена площадью  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  с равномерным распределением частиц.

Кристаллы CsI(Tl) (см. рис. 6) обозначены чувствительными объемами с номерами № 1, 2, 3 и 4. Определялись полное энерговыделение внутри них и количество фотонов, рожденных в результате как сцинтилляций со световых выходов 54 фотона/кэВ, так и черенковского излучения. Пучок позитронов направлялся на центр торца углового кристалла № 4. Как было указано, на торцах кристаллов установлено по два SiPM размером  $6 \times 6 \text{ мм}$ . Каждый из них формирует оптически прозрачную поверхность соприкосновения с кристаллом площадью  $6 \times 6 \text{ мм}^2$ . При попадании фотонов на эту поверхность происходит фиксация фотонов, согласно как заданным характеристикам SiPM как оптического объема (коэффициент преломления и длина поглощения), так и характеристикам границы соприкосновения (коэффициент отражения и квантовая эффективность).

#### КАЛИБРОВКА МАКЕТА КАЛОРИМЕТРА $KK_2$ НА ПУЧКЕ ПОЗИТРОНОВ

На пучке моноэнергетических позитронов с энергией 100–300 МэВ была проведена калибровка макета  $KK_2$   $\gamma$ -телескопа ГАММА-400. Схема установки макета  $KK_2$  на пучке приведена на рис. 2. Комплекс измерительной аппаратуры, использовавшийся для калибровки, приведен на рис. 7.

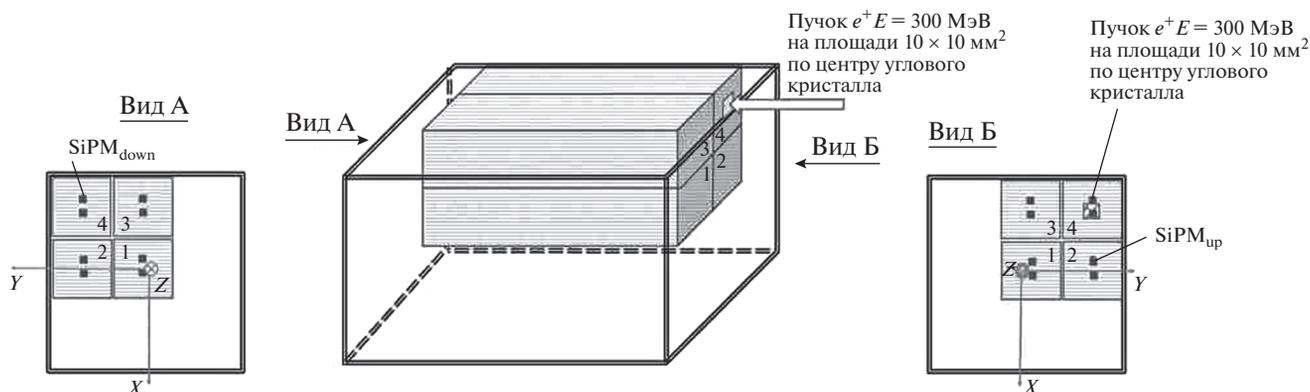
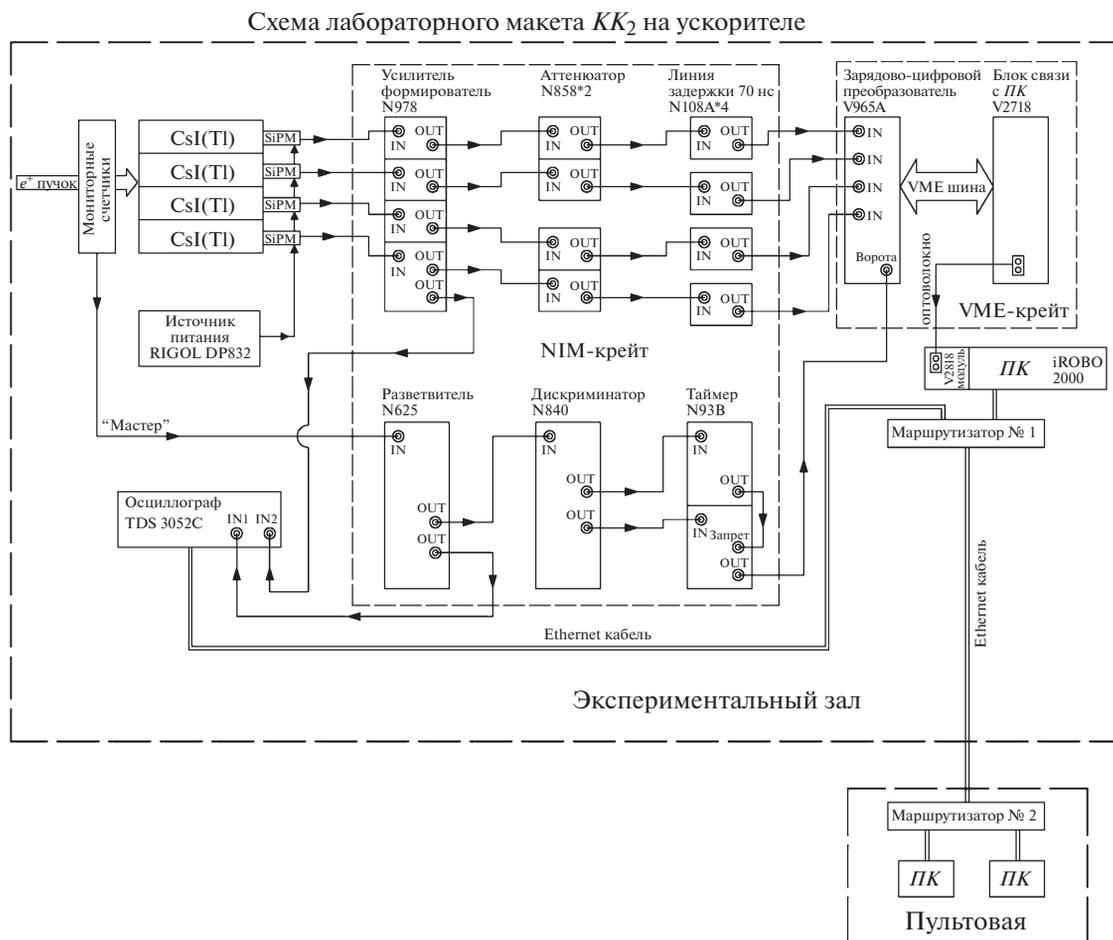


Рис. 6. Схема макета  $KK_2$ , использованная при моделировании.



**Рис. 7.** Комплекс измерительной аппаратуры для калибровки макета. RIGOL DP832 – источник питания; Tektronix S3032C – осциллограф цифровой; Tektronix AFG3022C – генератор; NIM – крейт с блоком питания N8301/60; N 978 CAEN – усилитель формирователь; N 840 CAEN – дискриминатор; N 108A – линии задержки; N 858 CAEN – аттенюатор; N 93B CAEN – таймер; VME – крейт с блоком питания VME8200; V965A CAEN – зарядо-цифровой преобразователь QDC; ПК – персональный компьютер с программным обеспечением работы QDC PC iROBO 2000; VX 2718 KIT CAEN – блок связи с персональным компьютером (ПК).

Для обеспечения связи между комплексом измерительной аппаратуры в экспериментальном зале и пультовой использовалась система удаленного доступа, состоящая из маршрутизатора № 1 в экспериментальном зале, к которому были подключены находящиеся здесь же сетевые устройства комплекса измерительной аппаратуры (ос-

циллограф и персональный компьютер), кабели, соединяющие маршрутизатор № 1 и маршрутизатор № 2 в пультовой, где находился персонал во время работы ускорителя. Маршрутизатор № 2 соединен с сервером, имеющим выход в Интернет.

Перед проведением калибровки проведен подбор параметров электроники: коэффициента ат-

**Таблица 1.** Влияние толщины конвертера на энергетическое разрешение пучка позитронов при энергии 300 МэВ

Толщина конвертера из Cu, мм	Энергетическое разрешение $\sigma$ пучка позитронов с учетом разрешения $KK_2$ , %	Интенсивность пучка позитронов, Гц
3	10.0	17
1	10.1	16
0.1	10.0	7.2
Без конвертера (конверсия на молекулах воздуха)	9.8	7.0

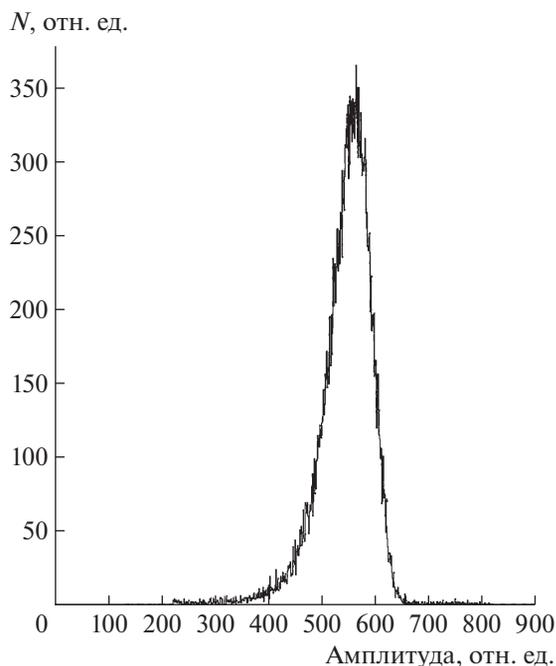


Рис. 8. Пример полученного распределения при облучении пучком позитронов с энергией 300 МэВ.

тенюатора, ширины ворот зарядово-цифрового преобразователя QDC (Charge-to-Digital Converter) с учетом параметров сигнала регистрации частиц, величины задержки.

На первом этапе калибровки было исследовано влияние толщины конвертера (поз. 12 на рис. 2) на энергетическое разрешение пучка позитронов при энергии 300 МэВ. Результаты исследования представлены в табл. 1. Видно, что толщина медного конвертера практически не влияет на энергетическое разрешение пучка. В дальнейшем при калибровке использовался медный конвертер толщиной 1 мм.

На втором этапе калибровки макета  $KK_2$  были исследованы его энергетические характеристики при энергиях пучка позитронов 100, 200 и 300 МэВ. Пример полученного распределения при облучении пучком позитронов с энергией 300 МэВ показан на рис. 8. Обнаружено, что полученное при облучении пучком позитронов энергетическое разрешение макета калориметра и результаты модельных расчетов его физических характеристик в пределах экспериментальных ошибок совпадают (рис. 9). Энергетическое разрешение макета при энергии позитронов 300 МэВ составило 10%.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе калибровки макета калориметра  $KK_2$   $\gamma$ -телескопа ГАММА-400 проведены измерения энергетического разрешения макета на основе

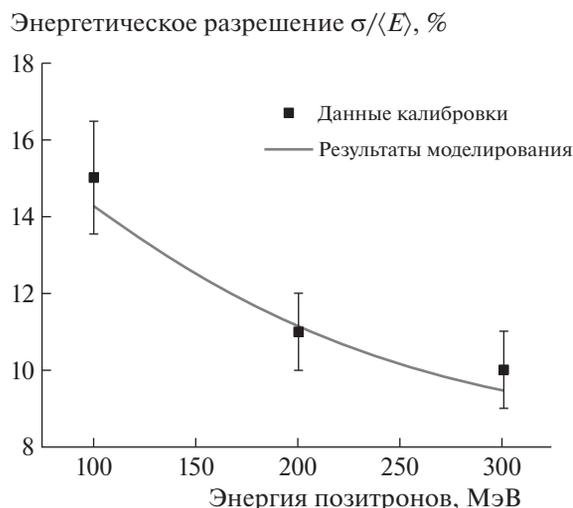


Рис. 9. Энергетическое разрешение макета калориметра  $KK_2$ : линия – расчет, точки – результаты калибровки.

сцинтилляторов CsI(Tl). Результаты измерений показали, что энергетическое разрешение не хуже 10% при энергии позитронов 300 МэВ.

Результаты исследований характеристик макета калориметра  $KK_2$   $\gamma$ -телескопа ГАММА-400 на калибровочном пучке позитронов ускорителя С-25Р “Пахра” ФИАН согласуются в пределах экспериментальных ошибок с результатами расчетов методом Монте-Карло.

Подтверждена возможность использования электронного синхротрона С-25Р “Пахра” ФИАН (г. Троицк) для калибровки детекторов ядерно-физической аппаратуры, включая аппаратуру для космического применения.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40061 и контракта с Роскосмосом № 024-5004/16/224.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Galper A.M., Topchiev N.P., Yurkin Yu.T. // Astronomy Reports. 2018. V. 62. № 12. P. 882. <https://doi.org/10.1134/S1063772918120223>
2. Topchiev I. N.P., Galper A.M., Arkhangel'skaja I.V., Arkhangel'skiy A.I., Bakaldin A.V., Chernysheva I.V., Dalkarov O.D., Egorov A.E., Gusakov Yu.V., Kheymits M.D., Leonov A.A., Naumov P.Yu., Pappé N.Yu., Runtso M.F., Stozhkov Yu.I., Suchkov S.I., Yurkin Yu.T., Zverev V.G. // IOP Conf. Ser.: J. Phys.: Conf. Series. 2019. V. 1181. № 012041. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1181/1/012041>

3. Leonov A.A., Galper A.M., Topchiev N.P., Bakaldin A.V., Kheimits M.D., Mikhailova A.V., Mikhailov V.V., Suchkov S.I. // *Physics of Atomic Nuclei*. 2019. V. 82. № 6. P. 855.  
<https://doi.org/10.1134/S1063778819660359>
4. Atwood W.B., Abdo A.A., Ackermann M., Althouse W., Anderson B., Axelsson M., Baldini L., Ballet J., Band D.L., Barbiellini G., Bartelt J., Bastieri D., Baughman B.M., Bechtol K., B'ed'er'ede D., Bellardi F., Bellazzini R., Berenji B., Bignami G.F., Bisello D. et al. // *The Astrophysical Journal*. 2009. V. 697. P1071.  
<https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1071>
5. Tavani M., Barbiellini G., Argan A., Boffelli F., Bulgarelli A., Caraveo P., Cattaneo P.W., Chen A.W., Cocco V., Costa E., D'Ammando F., del Monte E., de Paris G., di Cocco G., di Persio G., Donnarumma I., Evangelista Y., Feroci M., Ferrari A., Fiorini M., Fornari F. et al. // *The AGILE mission. Astronomy and Astrophysics*. 2009. V. 502. P. 995.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810527>
6. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Малиновский Е.И., Павлюченко Л.Н., Полянский В.В., Сидорин С.С. // *ПТЭ*. 2019. № 2. С. 5.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219020162>
7. Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кречетов Ю.Ф., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С. // *КСФ*. 2020. № 7. С. 18.  
<https://doi.org/10.3103/S1068335620070027>

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.074

### ПЕРЕДНИЕ ГОДОСКОПЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ФРАГМЕНТОВ ЯДЕР ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ВМ@N

© 2021 г. А. Г. Баранов<sup>a</sup>, В. А. Басков<sup>b</sup>, Д. П. Герасимов<sup>a</sup>, Ф. Ф. Губер<sup>a</sup>,  
В. А. Дронов<sup>b</sup>, А. П. Ивашкин<sup>a</sup>, А. В. Известный<sup>a</sup>, Н. М. Карпушкин, А. И. Львов<sup>b</sup>,  
С. В. Морозов<sup>a</sup>, П. Ю. Наумов<sup>c</sup>, В. В. Полянский<sup>b</sup>, А. И. Решетин<sup>a</sup>, Г. Х. Салахутдинов<sup>c</sup>, \*

<sup>a</sup> Институт ядерных исследований РАН  
Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Физическая, 27

<sup>b</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН  
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

<sup>c</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

\*e-mail: saip07@mail.ru

Поступила в редакцию 23.04.2021 г.

После доработки 13.05.2021 г.

Принята к публикации 18.05.2021 г.

Разработаны и изготовлены два варианта переднего годоскопа: на основе сцинтилляционных и радиационно-стойких кварцевых пластин. Годоскопы предназначены для регистрации ионов в эксперименте ВМ@N на ускорительном комплексе NICA. На калибровочном пучке вторичных электронов синхротрона «Пахра» ФИАН измерены световые выходы и их неоднородность в зависимости от координаты прохождения частиц через пластины годоскопов.

DOI: 10.31857/S0032816221050190

#### ВВЕДЕНИЕ

ВМ@N (Barionic Matter at Nuclotron) [1, 2] является первым действующим экспериментом с фиксированной мишенью на сооружаемом ускорительном комплексе NICA в ОИЯИ (Дубна), предоставляющим уникальную возможность изучения ядерной материи в условиях экстремальной плотности и температуры в столкновениях релятивистских тяжелых ионов при энергиях до 4.5 АГэВ (А – массовое число). Экспериментальная установка позволяет измерять импульс рожденных заряженных частиц в магнитном спектрометре и идентифицировать их тип с помощью времяпролетных детекторов. Центральность ядро-ядерных столкновений и ориентация плоскости реакции определяются передним адронным калориметром FHCAL [3]. Особенностью FHCAL является наличие сквозного квадратного отверстия размером 15 × 15 см в центре калориметра. Это отверстие необходимо для прохождения пучка тяжелых ионов с интенсивностью до  $2 \cdot 10^6$  ионов/с, предотвращения радиационных повреждений сцинтилляционных пластин центральных модулей калориметра и активации калориметра.

Значительная часть фрагментов-спектаторов сталкивающихся ядер проходит через отверстие в центре калориметра и не детектируется. В резуль-

тате выделенная энергия в калориметре имеет немонотонную зависимость от центральности ядро-ядерных столкновений, что создает определенные трудности в определении геометрии столкновений. Проблема детектирования фрагментов ядер решается установкой в центре калориметра переднего годоскопа, полностью перекрывающего пучковое отверстие в калориметре. Использование годоскопа позволяет определить центральность столкновений из двумерной корреляции между энергией, выделившейся в калориметре, и суммой зарядов фрагментов, измеренных годоскопом [4]. В зависимости от параметров пучка предполагается использовать годоскопы двух типов. В экспериментах на пучках легких ядер планируется установить годоскоп, собранный из сцинтилляционных пластин, а в экспериментах на пучках тяжелых ядер – годоскоп на основе кварцевых пластин.

#### КОНСТРУКЦИИ ГОДОСКОПОВ

Кварцевый и сцинтилляционный годоскопы имеют одинаковую структуру детекторной части. Каждый годоскоп состоит из шестнадцати кварцевых или сцинтилляционных пластин длиной 160 мм, толщиной 4 мм и шириной 10 мм. Актив-

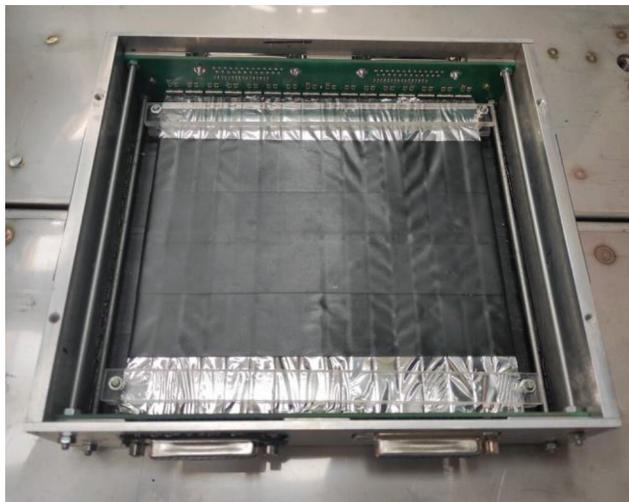


Рис. 1. Вид переднего годоскопа (без верхней крышки).

ная площадь каждого годоскопа составляет  $160 \times 160 \text{ мм}^2$ . Каждая пластина годоскопа обернута отражателем – тонкой пленкой алюминированного майлара. Внутренняя часть годоскопов показана на рис. 1.

В качестве фотодетекторов в обоих годоскопах используются кремниевые фотоумножители – микропиксельные лавинные фотодиоды с высоким коэффициентом усиления производства компании Hamamatsu (Japan). Амплитуды световых сигналов с кварцевой и сцинтилляционной пластин отличаются в несколько раз, поэтому в этих годоскопах используются фотодиоды двух разных типов в разном количестве. Свет с каждой из 16-ти кварцевых пластин считывается с двух противоположных торцов двумя парами фотодиодов MPPC S141160-015P с площадью активной области  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , размером одной ячейки  $15 \times 15 \text{ мкм}$  и квантовой эффективностью около 30%. При выборе фотодетекторов этого типа основное внимание уделялось максимальной эффективности регистрации черенковского излучения.

Свет со сцинтилляционных пластин считывается с двух противоположных торцов одиночными фотодиодами MPPC S141160-010P с площадью активной области  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ , размером одной ячейки  $10 \times 10 \text{ мкм}$  и квантовой эффективностью около 18%. В этом случае основное внимание уделяется максимальному динамическому диапазону регистрируемых сигналов, пропорциональному плотности индивидуальных ячеек в фотодиодах. При этом высокие амплитуды сцинтилляционных всплесков не требуют максимальной эффективности регистрации света фотодетекторами.

Сигналы с фотодиодов поступают по коаксиальным кабелям длиной  $\sim 1.5 \text{ м}$  на двухкаскадные усилители, расположенные в отдельном корпусе.

Такое выносное расположение усилителей позволяет разместить их вдали от пучка ионов и избежать радиационных повреждений электронных компонентов. Сигнал после усиления преобразуется в дифференциальный вид с амплитудами, рассчитанными для дальнейшего считывания и оцифровки с помощью амплитудно-цифровых преобразователей. Оцифровка сигналов осуществляется модулями TQDC производства AFI electronics (ОИЯИ, Дубна) [5].

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГОДОСКОПОВ

Параметры отдельных элементов (кварцевой и сцинтилляционной пластин) годоскопов были исследованы ранее и представлены в работе [6]. Результаты проведенных измерений образцов сцинтилляционной и кварцевой пластин на пучке электронов показали, что неоднородность светосбора составляет  $\pm 3\%$  и  $\pm 10\%$  соответственно. При этом суммарный световыход с двух торцов кварцевой пластины соответствует сигналу  $\sim 5$  фотоэлектронов, что позволяет надежно регистрировать даже частицы с зарядом  $Z = 1$ . Отметим, что в этих измерениях использовались фотодиоды предыдущего поколения MPPC S12572-015P с меньшей квантовой эффективностью.

В настоящей работе проведены измерения световых выходов и неоднородности светосбора всех детекторных элементов полностью собранных сцинтилляционного и кварцевого годоскопов. Оба годоскопа были исследованы на тестовом пучке электронов с энергией 280 МэВ синхротрона ФИАН “Пахра”. Детекторы были установлены на несущую платформу, перемещаемую в вертикальной и горизонтальной плоскостях, перпендикулярных направлению пучка. Триггер от электронов формировался двумя пучковыми счетчиками с размерами  $10 \times 10 \times 5 \text{ мм}$  каждый. Таким образом, установка позволяла выполнить сканирование элементов годоскопа пучком как в горизонтальном, так и в вертикальном направлении.

На первом этапе теста были измерены амплитуды сигналов с каждого торца сцинтилляционной и/или кварцевой пластины, а также получены усредненные значения амплитуд двух сигналов с каждой пластины. В этом случае пучок электронов проходил через центр каждой пластины. Результаты измерений амплитуд сигналов с пластин кварцевого и сцинтилляционного годоскопов представлены на рис. 2.

Согласно рис. 2, амплитуды двух сигналов с противоположных торцов пластин коррелируют для большинства пластин. Это указывает на то, что основным фактором, определяющим эффективность светосбора, является прозрачность и отражение света внутри самой пластины. Наблюда-

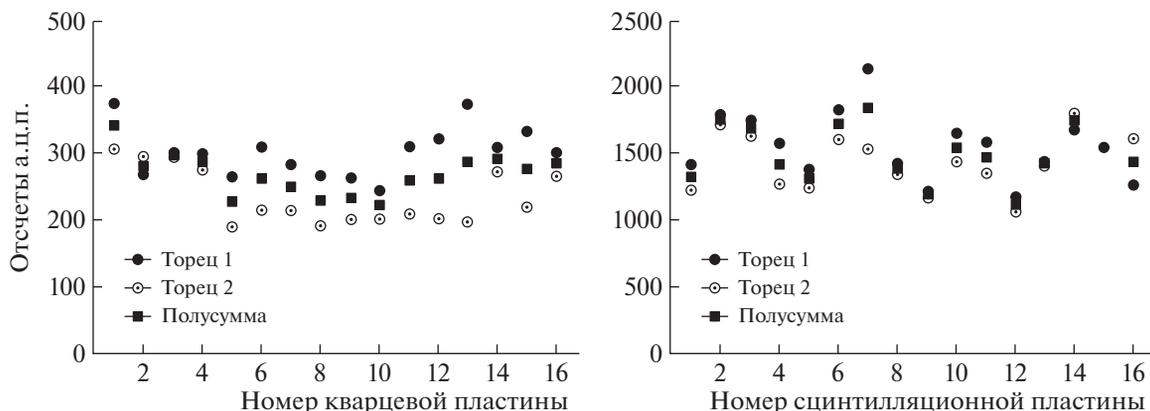


Рис. 2. Зависимости амплитуд сигналов с противоположных торцов пластин и среднего значения амплитуд от номера пластины кварцевого (слева) и сцинтиляционного (справа) годоскопов.

емая корреляция также свидетельствует о том, что качество оптического контакта, индивидуальное для каждого фотодетектора, играет вторичную роль.

На втором этапе было выполнено сканирование пучком вдоль пластин годоскопов для определения продольной неоднородности светосбора. На рис. 3 и 4 представлены результаты измерения амплитуд сигналов в зависимости от положения пучка вдоль пластин кварцевого (рис. 3) и сцинтиляционного (рис. 4) годоскопов. Здесь же представлены гистограммы распределений средних световых выходов вдоль пластин годоскопов. Как видно, разброс амплитуд сигнала с одного торца кварцевой пластины достигает 20% от среднего значения. Для сцинтиляционной пластины этот разброс в два раза больше, что указывает на худшую прозрачность сцинтиллятора и, соответственно, большее ослабление света при прохождении вдоль пластины. В то же время среднее значение световых выходов остается достаточно постоянным вдоль пластин со среднеквадратичным отклонением разброса  $\sim 2.2\%$  для кварцевой пластины и  $\sim 6.4\%$  для сцинтиляционной (см. рис. 3б и 4б).

Существенная зависимость амплитуды сигнала от точки прохождения заряженной частицы в сцинтиляционной пластине позволяет применить алгоритм восстановления координаты данной точки с использованием относительной разницы амплитуд на противоположных торцах пластины. Поскольку амплитуда сигнала практически прямо пропорциональна расстоянию от точки прохождения частицы до соответствующего торца, легко построить корреляционные зависимости между соответствующими амплитудами и координатами точки. На рис. 5 показана точность восстановления координаты точки прохождения заряженной частицы, определенная по разнице амплитуд сигналов с противоположных торцов сцинтиляционной пластины. Согласно рис. 5, точность со-

ставляет около 2 см. Таким образом, можно определить обе координаты точки прохождения заряженного фрагмента через плоскость сцинтиляционного годоскопа. Это позволяет использовать пространственную информацию о

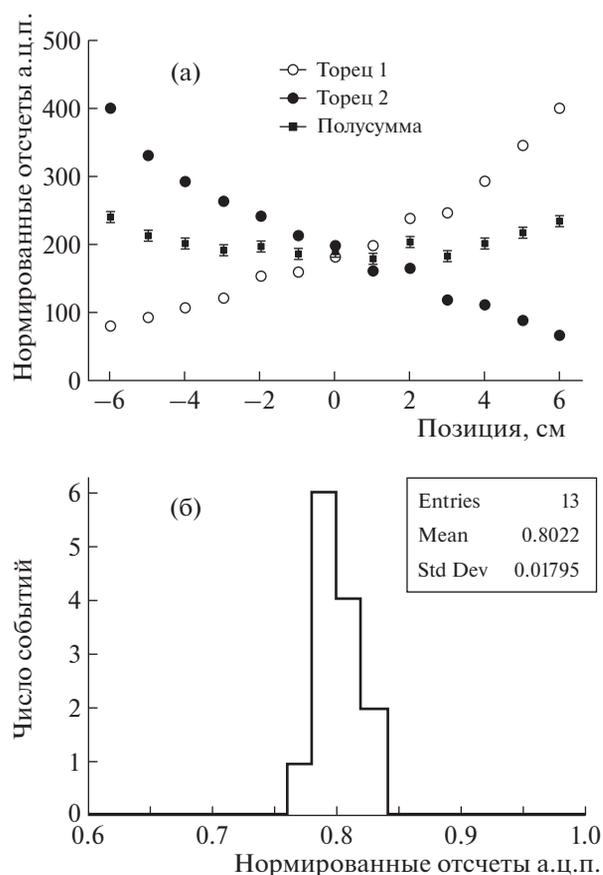
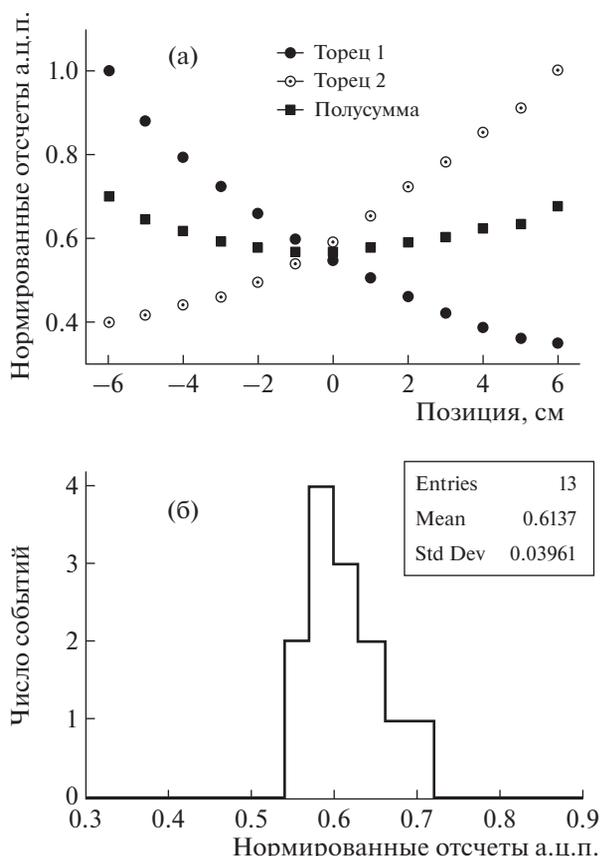


Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала от точки прохождения пучка в кварцевой пластине (а) и гистограмма средних значений амплитуд сигналов для всех точек вдоль кварцевой пластины (б).

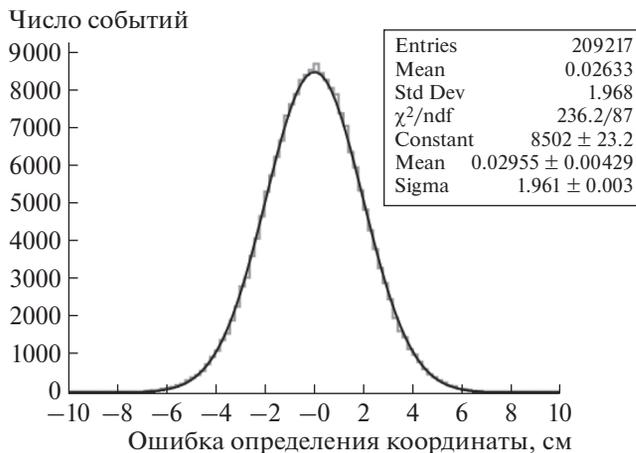


**Рис. 4.** Зависимость амплитуды сигнала от точки прохождения пучка в сцинтилляционной пластине (а) и гистограмма средних значений амплитуд сигналов для всех точек вдоль сцинтилляционной пластины (б).

распределениях ядерных фрагментов для восстановления плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных измерений световыхода и его неоднородности вдоль пластин сцинтилляционного и кварцевого годоскопов подтверждают возможность использования последних для регистрации фрагментов с зарядом, начиная с  $Z = 1$ , в эксперименте BM@N. Годоскопы предназначены для регистрации зарядов фрагментов, проходящих в отверстие переднего адронного калориметра. Информация о распределениях зарядов этих фрагментов в сочетании с



**Рис. 5.** Точность восстановления координаты точки прохождения заряженной частицы, определенная по разнице амплитуд сигналов с противоположных торцов сцинтилляционной пластины.

выделенной энергией фрагментов в переднем адронном калориметре позволит определить центральность ядро-ядерных столкновений в предстоящих экспериментах на BM@N.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. BM@N collaboration. Conceptual design report of BM@N. Russia, 2013. <http://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN-CDR.pdf>
2. Kapishin M. // PoS(CORFU2018). 2019. P. 188. <https://doi.org/10.22323/1.347.0188>
3. Guber F., Finogeev D., Golubeva M., Ivashkin A. // JINST. 2020. V. 15(05). C05020. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05020>
4. Morozov S., Golubeva M., Guber F., Ivashkin A., Karpushkin N., Makarov A., Zherebtsova E. // JINST. 2020. V. 15(09). C09028. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/C09028>
5. TQDC AFI electronics. <https://afi.jinr.ru/TQDC-16>
6. Баранов А.Г., Губер Ф.Ф., Ивашкин А.П., Известный А.В., Морозов С.В., Решетин А.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Полянский В.В., Салахутдинов Г.Х., Наумов П.Ю. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 15. <https://doi.org/10.31857/S0032816221020129>

## ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ГЕНЕРАТОР СУБНАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ ДРЕЙФОВЫХ ДИОДОВ С РЕЗКИМ ВОССТАНОВЛЕНИЕМ

© 2021 г. А. В. Рожков\*

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

*\*e-mail: rozh@hv.ioffe.rssi.ru*

Поступила в редакцию 05.02.2021 г.

После доработки 03.03.2021 г.

Принята к публикации 16.03.2021 г.

Показана перспектива использования высоковольтных дрейфовых GaAs-диодов с резким восстановлением для формирования импульсов субнаносекундной длительности. Приводится электрическая схема генератора, обеспечивающего при общей эффективности  $\geq 25\%$  получение на нагрузке 50 Ом импульсов амплитудой до 550 В с временем нарастания напряжения 0.43 нс, длительностью на полувысоте амплитуды 0.73 нс и частотой следования до 200 кГц.

DOI: 10.31857/S003281622104025X

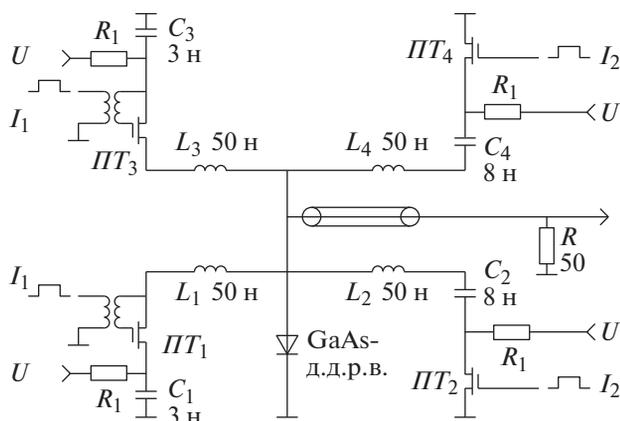
### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для генерации наносекундных высоковольтных импульсов в широком диапазоне коммутируемой мощности используются дрейфовые Si-диоды с резким восстановлением (д.д.р.в.). Наносекундное восстановление блокирующей способности полупроводниковой структуры д.д.р.в. обеспечивается как конструктивными особенностями самой структуры, так и параметрами режима модуляции [1]. В реализованных высоковольтных генераторах на основе сборки из нескольких последовательно включенных Si-д.д.р.в. при амплитуде импульсов  $\geq 2$  кВ время нарастания напряжения составляет  $\geq 1.5$  нс, а длительность на полувысоте амплитуды (FWHM – full width at half maximum) достигает 2–3 нс [2, 3]. На основе эпитаксиальных Si-д.д.р.в. изготовлены генераторы высоковольтных импульсов амплитудой  $\sim 500$  В, временем нарастания напряжения 0.5–0.7 нс и FWHM = (1.5–1.7) нс [4, 5].

Результаты первых экспериментальных исследований GaAs-д.д.р.в. [6] показали ряд фундаментальных и конструктивных преимуществ структур, выполненных на основе полупроводниковых материалов, обладающих большей по сравнению с Si шириной запрещенной зоны и большей подвижностью носителей заряда. Цель настоящей работы – экспериментальное подтверждение перспективы использования GaAs-д.д.р.в. для генерации субнаносекундных высоковольтных импульсов.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследования были выполнены с использованием GaAs- $p^+ - p - i - n - n^+$ -структур, изготовленных методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава арсенида галлия в галлии. Диодные структуры имели характерный для д.д.р.в. профиль распределения концентрации примесей в  $p$ -,  $i$ -,  $n$ -областях. Градиент концентрации в базовых областях достигал двух порядков при: концентрации остаточной примеси  $\leq 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$  в  $i$ -области и концентрации акцепторной и донорной примесей на уровне  $\sim 2 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  на границе  $p - p^+$ -области и  $\sim 5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$  на границе  $n - n^+$ -области. Толщина  $W_p$ -,  $i$ -,  $n$ -областей диодных структур изменялась в зависимости от технологических режимов и находилась в интервале значений:  $W_p = (20 - 30)$  мкм,  $W_i + W_n = (30 - 40)$  мкм. Площадь диодов составляла  $\sim 0.8$  мм $^2$  и ограничивалась диаметром мезаструктур, изготавливаемых с помощью химического травления. Измеренные методом Лэкса времена жизни неравновесных носителей заряда в  $n$ -базе ( $\tau_p$ ) не превышали 100 нс. Максимальное блокирующее напряжение диодов  $U_b \sim 500$  В было сопоставимо с  $U_b$  д.д.р.в., выполненных на основе Si с удельным сопротивлением 5 Ом · см [2]. Емкость GaAs-д.д.р.в. составляла 7–4 пФ при обратных напряжениях в интервале 200–500 В.

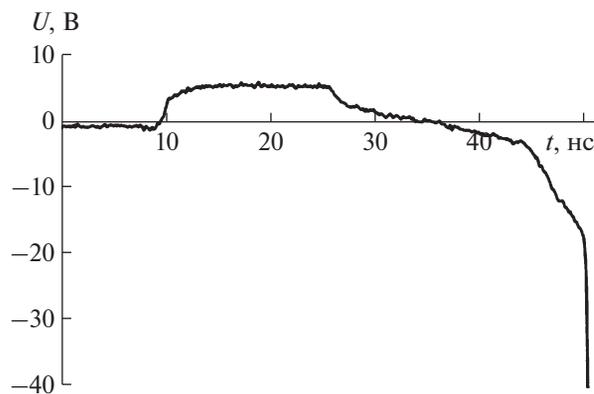


**Рис. 1.** Принципиальная электрическая схема двухтактного генератора высоковольтных субнаносекундных импульсов с двумя встречно-параллельными  $L$ - $C$ -конттурами.  $ПТ_1$ – $ПТ_4$  – полевые транзисторы IRLML0040.

При разработке конструкции генератора для обеспечения предельно высокой рабочей частоты использовалось схемотехническое решение, позволившее минимизировать тепловыделение на единичном активном элементе схемы. На рис. 1 приведена схема двухтактного генератора, в котором длительность и амплитуда импульсов прямого ( $J_p$ ) и обратного ( $J_r$ ) токов формировались с использованием двух встречно-параллельных  $L$ - $C$ -контуров. Логические микросхемы TTL и драйверы IXDD404SIA использовались при формировании управляющих сигналов  $I_1, I_2$ .

Схема работает следующим образом. При подаче импульса управления  $I_1$  на затвор полевых транзисторов  $ПТ_1, ПТ_3$  в течение первого полупериода колебаний симметричных  $L_1$ - $C_1$  и  $L_3$ - $C_3$  контуров через д.д.р.в. проходит ток накачки  $J_p = 2J_{max1}$ . В момент смены направления тока при подаче импульса управления  $I_2$  на затвор полевых транзисторов  $ПТ_2, ПТ_4$  включаются контуры  $L_2$ - $C_2$  и  $L_4$ - $C_4$  обратного тока  $J_r = 2J_{max2}$ . Токи  $J_{max1}$  и  $J_{max2}$  ограничены волновым сопротивлением контуров  $\rho_1 = (L_1/C_1)^{1/2} = (L_3/C_3)^{1/2}$ ,  $\rho_2 = (L_2/C_2)^{1/2} = (L_4/C_4)^{1/2}$ , сопротивлением базовой области д.д.р.в. и сопротивлением транзисторов  $ПТ_1$ – $ПТ_4$ . Минимальное время нарастания прямого и обратного тока составляло  $t^* = 7$  нс и ограничено временем срабатывания полевых транзисторов.

В ходе исследований были установлены условия быстрого восстановления блокирующей способности д.д.р.в., когда при выбранной скорости и длительности накопления и рассасывания неравновесных носителей заряда, в соответствии с [1, 6], наблюдалась необходимая синхронность момента истощения плазменного заряда в базе



**Рис. 2.** Осциллограмма напряжения при переключении GaAs-д.д.р.в. до момента резкого восстановления. Напряжение питания  $U = 30$  В.

диода и момента формирования области объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода. Осциллограф DS06102A Agilent Technologies обеспечивал регистрацию переходных характеристик с временным разрешением  $\sim 200$  пс. В измерительном тракте были использованы два 20 дБ аттенюатора. Для сохранения и дальнейшей обработки числовых данных использованы файлы текстового CSV-формата.

На рис. 2 приведена осциллограмма процесса переключения диода до момента резкого нарастания напряжения. В режиме формирования субнаносекундных импульсов длительность прямого тока  $t_f$  составляла  $\leq 20$  нс. При напряжении  $U = 40$  В максимальная величина накопленного в базе диода заряда достигала 120 нКл. При указанных длительностях прямого тока диффузионная модуляция слаболегированной базы диода отсутствовала.

Толщина диффузионного плазменного слоя  $L_D = (Dt_f)^{1/2}$  при характерных для GaAs значениях коэффициента диффузии  $D = 20$  см<sup>2</sup>/с не превышала 6 мкм. Остаточное сопротивление составляло  $\sim 1$  Ом. Время задержки сигнала управления  $I_2$  относительно  $I_1$  было подобрано таким образом, чтобы обрыв обратного тока происходил в максимуме его амплитуды  $J_r$ . В результате обрыва тока в д.д.р.в. энергия, накопленная в индуктивностях  $L_2, L_4$  контуров обратного тока, перебрасывалась за время  $\sim L_2/(2\rho)$  в согласованную линию передачи с волновым сопротивлением  $\rho = R$  и затем в нагрузку  $R = 50$  Ом. При этом амплитуда импульса на нагрузке достигала значений  $U_m = 2J_{max2}\rho$ .

Приведенная на рис. 3 осциллограмма выходного импульса генератора свидетельствует о достигнутых рекордно малых для дрейфовых диодов временах нарастания  $t_n$  и спада  $t_c$  напряжения:  $t_n = 0.43$  нс,  $t_c = 0.53$  нс – при длительности импульса на полувысоте FWHM, равной 0.72 нс.

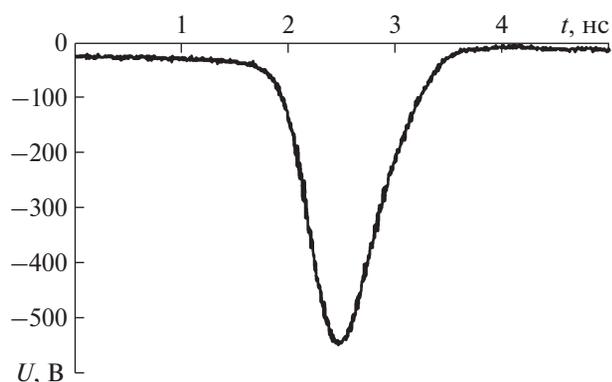


Рис. 3. Осциллограмма напряжения на нагрузке  $R = 50$  Ом. Напряжение питания  $U = 39$  В.

Разброс длительности задержки формирования выходного импульса относительно момента включения импульса управления  $I_2$  не превышал значения, задаваемого стабильностью синхронизации измерительной схемы ( $\sim 30$  пс). Используемая электрическая схема генератора и динамические характеристики полевых транзисторов обеспечивали генерирование высоковольтных субнаносекундных импульсов на частотах вплоть до 200 кГц (период следования импульсов  $T = 5$  мкс). При этом амплитуда напряжения, формируемого на нагрузке, в 14 раз превышала напряжение питания схемы генератора.

В отсутствие радиаторов и воздушной вентиляции активных элементов схемы общий объем, занимаемый элементами схемы двухтактного генератора с двумя встречно-параллельными  $L-C$ -контурами, ограничивался размерами  $30 \times 30 \times 50$  мм. Оценки показывают, что основное тепловыделение происходило на этапе нарастания и спада напряжения на активных элементах схемы. При сопоставимости суммарных динамических потерь на транзисторах  $ПТ_1-ПТ_4$  и единичном GaAs-д.д.р.в. рабочая частота генератора ограничивалась возможностями транзисторных ключей и величиной рассеиваемой мощности в диодной структуре, плотность тока в которой достигала  $1.5$  кА/см<sup>2</sup>.

Для анализа уровня достигнутых частотно-импульсных характеристик и оценки эффективности модуляции при повышенных частотах в табл. 1 приведены основные импульсные параметры ге-

Таблица 1. Основные импульсные параметры генератора в зависимости от рабочей частоты

$U_m$ , В	$t_n$ , нс	FWHM, нс	$f$ , кГц	$U$ , В	$i_n$ , мА	$\eta$ , %
300	0.43	0.76	400	19	110	27
400	0.43	0.75	250	26	85	27
500	0.42	0.73	200	34	84	25

нератора в зависимости от рабочей частоты. Здесь также указаны значения напряжения  $U$ , среднего тока  $i_n$  источника питания и полного коэффициента полезного действия  $\eta$  генератора.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, экспериментально показана эффективность использования GaAs-д.д.р.в. для генерации субнаносекундных высоковольтных импульсов на частотах в несколько сотен килогерц. Установлено, что коэффициент полезного действия генератора во всем диапазоне частот был не ниже 25%. По ряду параметров подтверждено преимущество GaAs-структур, обладающих большей по сравнению с Si шириной запрещенной зоны и большей подвижностью носителей заряда. Так, плотность тока GaAs-д.д.р.в. более чем в 10 раз превосходит оптимальную плотность тока Si-д.д.р.в. Время нарастания напряжения и длительность импульсов на полувывоте амплитуды для GaAs-д.д.р.в. существенно меньше значений соответствующих параметров для Si-д.д.р.в. Последнее дает определенные преимущества при использовании GaAs-д.д.р.в. в короткоимпульсных модуляторах в системах сверхширокополосной электроники, так как снижение длительности строб-импульсов приводит к повышению общей помехозащищенности. Существующий интерес к разработкам такого рода устройств определяет необходимость дальнейших исследований, направленных на повышение амплитуды выходного импульса в генераторах на основе сборок из нескольких последовательно включенных GaAs-д.д.р.в.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грехов И.В., Месяц Г.А. // УФН. 2005. Т. 175. № 7. С. 735.
2. Воронков В.Б., Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В., Степаняня А.Л. // ПТЭ. 2007. № 3. С. 75.
3. Merensky L.M., Kardo-Sysoev A.F., Shmilovitch D., Kesar A.S. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. № 11. P. 3138. <https://doi.org/10.1049/el.2013.2129>
4. Merensky L.M., Kesar A.S., Kardo-Sysoev A.F. // IEEE International Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS 2013). Tel Aviv, Israel, 21-23 October 2013. 978-1-4673-5756-2/13.
5. Kesar A.S., Sharabani Y., Shafir I., Zoran Sh. and Sher A. // IEEE Trans. Plasma Science. 2016. V. 44. № 10. P. 2424. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2605744>
6. Рожков А.В., Козлов В.А. // ФТП. 2003. Т. 37. № 12. С. 1477.

## МОЩНЫЙ ДИОДНО-ДИНИСТОРНЫЙ ГЕНЕРАТОР ДЛЯ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

© 2021 г. С. В. Коротков<sup>а,\*</sup>, А. Л. Жмодиков<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

Поступила в редакцию 12.04.2021 г.

После доработки 13.04.2021 г.

Принята к публикации 14.04.2021 г.

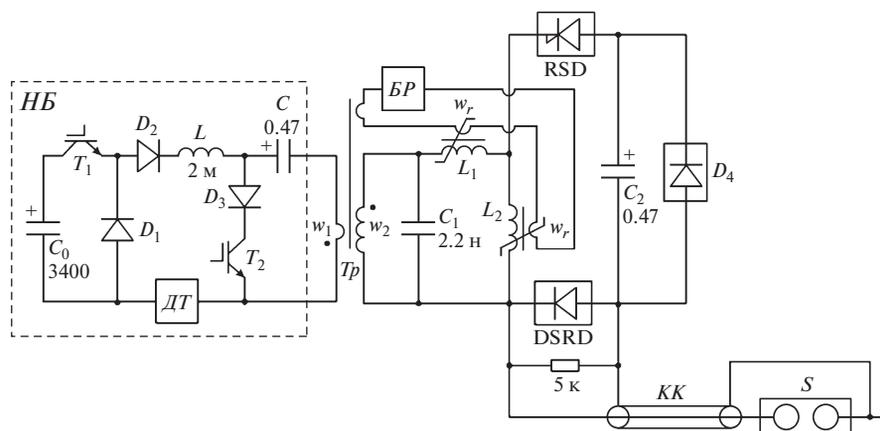
Рассмотрен генератор импульсов высокого напряжения, содержащий выходную цепь на основе последовательно соединенных блоков реверсивно включаемых динисторов и диодов с резким восстановлением. На нагрузке 50 Ом он формирует импульсы напряжения с фронтом 4 нс и амплитудой 24 кВ. Приведены результаты использования генератора для создания разрядов в атмосферном воздухе. На частоте 100 Гц генератор формирует импульсы разрядного тока с амплитудой 1.7 кА и фронтом 900 нс и коммутирует в канал разряда энергию ~3 Дж. Показана возможность существенного увеличения коммутируемой энергии.

DOI: 10.31857/S0032816221050049

В настоящее время хорошо известны импульсные устройства, в которых используется электрический пробой газового промежутка (лазеры, излучатели частиц с высокой энергией, плазменные установки для синтеза полезных элементов и разложения вредных химических соединений, различное биологическое оборудование и т.д.). В этих устройствах заполненный газом межэлектродный промежуток пробивается при приложении импульса высокого напряжения. После пробоя в канал разряда вкладывается энергия, требуемая для конкретной плазменной технологии. Производительность газоразрядных технологий повышается при увеличении объема образованной неравновесной плазмы, который определяется расстоянием между электродами. При увеличении межэлектродного расстояния повышается напряжение пробоя газового промежутка. Высокая эффективность плазменных технологий достигается при создании большой напряженности электрического поля в процессе развития разряда. Для этого требуется короткий (наносекундный) фронт инициирующего пробоя импульса высокого напряжения. Так как после пробоя газоразрядного промежутка сопротивление канала разряда мало, то для коммутации в разряд большой электрической мощности необходим большой ток. Причем длительность разрядного тока, как правило, невелика и определяется характерным временем плазменных реакций.

Таким образом, генераторы для питания газоразрядных устройств должны сначала формировать импульс высокого напряжения с наносекундным фронтом, а затем коммутировать в канал разряда достаточно большой ток. Рабочая частота таких генераторов определяется техническими характеристиками используемых устройств и может достигать несколько килогерц.

Хорошо известны [1–3 и др.] килогерцовые генераторы мощных наносекундных импульсов высокого напряжения на основе дрейфовых диодов с резким восстановлением (DSRD – drift step-recovery diodes) [4–6 и др.]. В этих генераторах используется выходная цепь, содержащая последовательно соединенные накопительный конденсатор, индуктивный накопитель энергии и прерыватель тока в виде блока DSRD. Сначала через блок DSRD пропускается принципиально короткий (<500 нс) импульс прямого тока, который создает резко неоднородное распределение концентраций электронов и дырок в базовых областях диодов и обеспечивает зарядку накопительного конденсатора. В процессе разряда накопительного конденсатора через блок DSRD протекает быстро нарастающий обратный ток, который обеспечивает вывод из диодных структур накопленных носителей и выключение блока DSRD. При очень малой (<300 нс) длительности и оптимальной плотности этого тока время выключения блока DSRD составляет несколько наносекунд. В процессе выключения блока DSRD ток, протекающий через



**Рис. 1.** Электрическая схема диодно-динисторного генератора. *НБ* – низковольтный блок, *БП* – блок размагничивания, *ДТ* – датчик тока, *КК* – коаксиальный кабель, *S* – искровой разрядник;  $T_1$  – IRG6S60B120KDP,  $T_2$  – IRG6S60B120KDP (2 параллельно);  $D_1$ – $D_3$  – 80APF12,  $D_4$  – 80APF12 (4 последовательно); RSD – диаметр структур 16 мм (2 последовательно), DSRD – диаметр структур 16 мм (25 последовательно);  $L_1$ ,  $L_2$  – феррит Еrcos 63 × 38 × 50 мм, 15 витков ( $L_1$ ), 4 витка ( $L_2$ ),  $w_r$  – одновитковые обмотки размагничивания;  $T_p$  – сплав 2НСП 64 × 40 × 60 мм,  $w_1 = 1$ ,  $w_2 = 15$ ; *КК* – РК50 (3 мм).

индуктивный накопитель, коммутируется в нагрузку. Амплитуда импульса напряжения на нагрузке определяется произведением коммутируемого тока на сопротивление нагрузки. Величина коммутируемой энергии определяется величиной энергии, накопленной в индуктивном накопителе к моменту выключения блока DSRD.

Так как время накопления энергии в индуктивном накопителе ограничено максимально допустимой длительностью обратного тока через блок DSRD, а скорость нарастания этого тока ограничена собственной индуктивностью накопителя, то большая величина энергии, коммутируемой в нагрузку, может быть обеспечена только при большом напряжении зарядки накопительного конденсатора. Так, например, в [3] выходная энергия генератора ~0.1 Дж достигалась при напряжении зарядки накопительного конденсатора ~12 кВ.

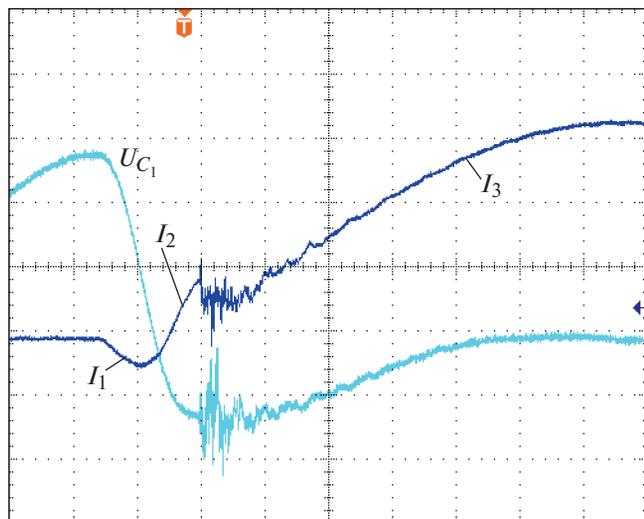
Более высокая выходная энергия генератора при существенно меньшем напряжении зарядки накопительного конденсатора может быть получена при использовании схемы, представленной на рис. 1. Эта схема содержит блок DSRD, который формирует фронт и амплитуду импульсов выходного напряжения, и блок реверсивно включаемых динисторов (RSD – reversely switched dynistors) [7–10 и др.], который обеспечивает выключение блока DSRD и коммутацию энергии в нагрузку.

RSD являются четырехслойными кремниевыми приборами тиристорного типа. В отличие от тиристоров они не имеют электрода управления и переключаются путем кратковременного реверса блокируемого напряжения. При приложении не-

большого обратного напряжения через структуры RSD протекает равномерно распределенный по площади ток управления, обуславливающий накопление запускающих носителей. При восстановлении исходной полярности напряжения эти носители обеспечивают быстрое включение RSD, которое происходит одновременно по всей рабочей площади. В результате RSD имеют очень малые потери энергии при коммутации мощных быстро нарастающих импульсов тока.

Схема на рис. 1 содержит повышающий трансформатор  $T_p$ , цепь магнитного сжатия  $C_1$ ,  $L_1$  и выходную цепь, состоящую из последовательно соединенных накопительного конденсатора  $C_2$ , блока RSD, дросселя  $L_2$  и блока DSRD. В качестве нагрузки используется искровой разрядник  $S$ , который подключен к блоку DSRD с помощью коаксиального кабеля *КК*. Импульсное питание цепи магнитного сжатия обеспечивает низковольтный блок *НБ*. Блок размагничивания *БП* обеспечивает протекание через одновитковые обмотки  $w_r$ , дросселей  $L_1$ ,  $L_2$  тока ~3 А, который приводит сердечники дросселей в рабочее состояние.

Исходно конденсаторы  $C$  и  $C_2$  заряжены до напряжения 1 кВ и 3.5 кВ. При включении транзистора  $T_2$  конденсатор  $C$  быстро (~900 нс) разряжается через обмотку  $w_1$  трансформатора  $T_p$ . Ток вторичной обмотки  $T_p$  обеспечивает зарядку конденсатора  $C_1$  до напряжения ~14 кВ. Так как в исходном состоянии дроссель  $L_1$  имеет большую индуктивность, то в процессе зарядки  $C_1$  напряжение на дросселе  $L_2$  мало. В момент окончания процесса зарядки конденсатора  $C_1$  происходит насыщение сердечника дросселя  $L_1$ . В результате



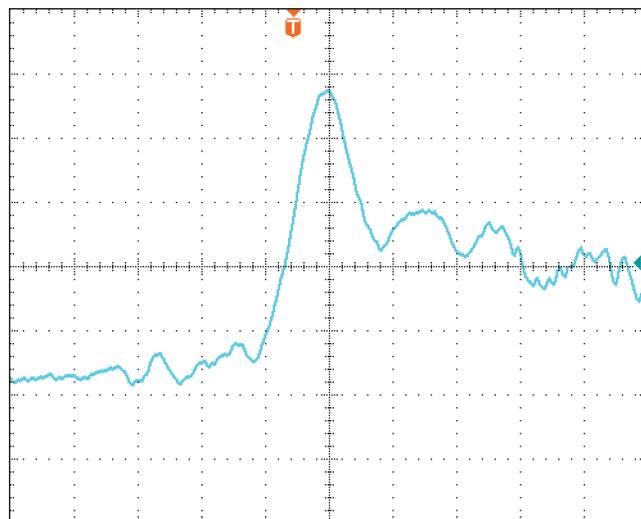
**Рис. 2.** Осциллограммы напряжения на конденсаторе  $C_1$  ( $U_{C_1}$ ) и тока через цепь RSD– $C_2$ –DSRD ( $I_1, I_2, I_3$ ). Масштаб по вертикали: тока – 500 А/деление, напряжения – 5 кВ/деление; по горизонтали – 200 нс/деление.

индуктивность дросселя  $L_1$  резко уменьшается и напряжение на дросселе  $L_2$  резко нарастает. Когда напряжение на дросселе  $L_2$  становится больше напряжения зарядки конденсатора  $C_2$ , в цепи RSD– $C_2$ –DSRD формируется ток  $I_1$  с амплитудой  $\sim 250$  А и длительностью  $\sim 200$  нс (см. рис. 2). Этот ток протекает через блок RSD в обратном направлении, а через блок DSRD в прямом направлении. В результате в структурах динисторов и диодов накапливается заряд запускающих носителей.

Полярность тока через блоки RSD и DSRD изменяется после насыщения сердечника дросселя  $L_2$ . Так как индуктивность насыщенного дросселя  $L_2$  очень мала, то через блок RSD резко нарастает ток разряда конденсатора  $C_2$ . В результате к блоку RSD прикладывается прямое напряжение, и он без задержки включается и коммутирует в блок DSRD быстро нарастающий ток  $I_2$ . Этот ток протекает через блок DSRD в обратном направлении и обуславливает его выключение. В момент выключения блока DSRD ток  $I_2$  ( $\sim 500$  А) коммутируется в коаксиальный кабель  $KK$  с волновым сопротивлением 50 Ом. В результате на входе кабеля формируется импульс напряжения с амплитудой  $\sim 24$  кВ и фронтом  $\sim 4$  нс (см. рис. 3).

На конце кабеля  $KK$  напряжение нарастает до момента пробоя разрядника  $S$ , который происходит при напряжении  $\sim 38$  кВ (см. рис. 4).

После пробоя разрядника  $S$  конденсатор  $C_2$  разряжается через межэлектродный промежуток. В результате формируется разрядный ток  $I_3$  (см. рис. 2) с амплитудой 1.7 кА и фронтом  $\sim 900$  нс.

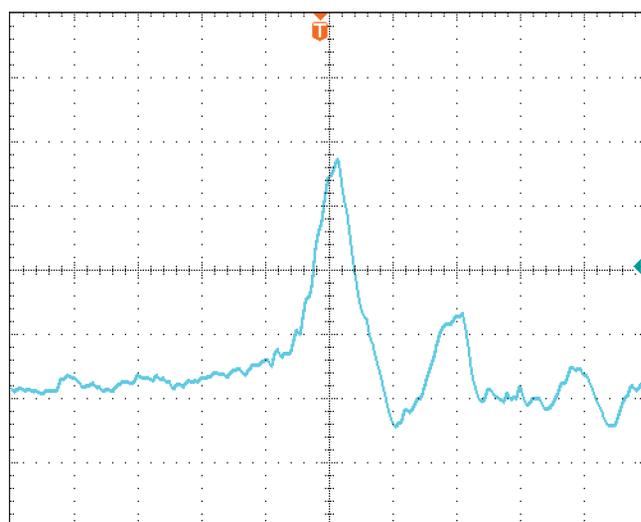


**Рис. 3.** Осциллограмма напряжения на входе кабеля  $KK$ . Масштаб по вертикали 5 кВ/деление, по горизонтали – 4 нс/деление.

Диодный блок  $D_4$  обеспечивает униполярную форму разрядного тока. В процессе протекания разрядного тока в разрядник  $S$  коммутируется энергия, запасенная в конденсаторе  $C_2$  ( $\sim 3$  Дж).

Как видно из осциллограмм на рис 2, при запуске блока RSD конденсатор  $C_1$  перезаряжается до обратного напряжения  $\sim 6.5$  кВ. Остающаяся в нем энергия возвращается в блок  $HB$ , а затем эффективно используется при следующей зарядке конденсатора  $C$ .

Принцип работы блока  $HB$  описан в работе [11]. Он заключается в следующем.



**Рис. 4.** Осциллограмма напряжения на разряднике  $S$ . Масштаб по вертикали 10 кВ/деление, по горизонтали – 4 нс/деление.

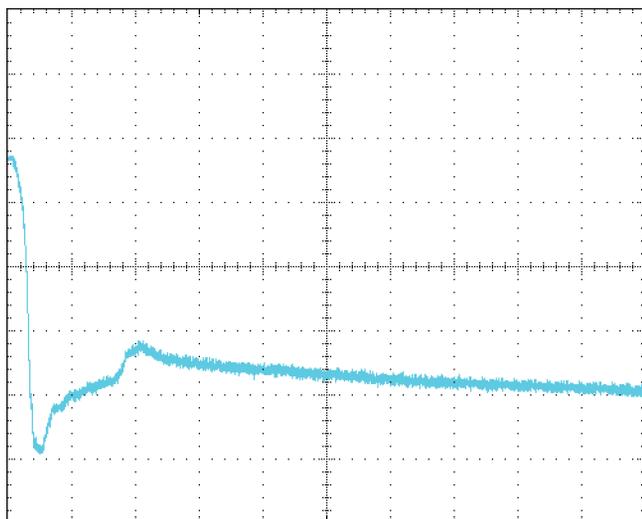


Рис. 5. Осциллограмма напряжения на блоке RSD. Масштаб по вертикали 1 кВ/деление, по горизонтали – 200 нс/деление.

В исходном состоянии конденсатор  $C_0$  заряжен до напряжения  $\sim 300$  В. После включения транзисторов  $T_1, T_2$  через индуктивность  $L$  и датчик тока  $ДТ$  протекает линейно нарастающий ток разряда конденсатора  $C_0$ . В момент, когда этот ток достигает заданной величины, датчик тока  $ДТ$  формирует сигнал, по которому осуществляется выключение транзисторов  $T_1, T_2$ . В результате происходит коммутация энергии из индуктивности  $L$  в конденсатор  $C$ . При включении транзистора  $T_2$  эта энергия коммутируется в конденсатор  $C_1$ . После окончания процесса коммутации транзистор  $T_2$  не выключается до следующего цикла зарядки конденсатора  $C$ .

Рекуперация энергии, остающейся в конденсаторе  $C_1$  после его перезарядки, осуществляется следующим образом. Обратное напряжение на конденсаторе  $C_1$  обуславливает протекание тока по цепи  $C-D_3-T_2$  и перезарядку конденсатора  $C$  до обратного напряжения. Затем конденсатор  $C$  перезарядается до напряжения исходной полярности по цепи  $ДТ-D_1-D_2-L$  и в индуктивность  $L$  передается энергия, которая возвратилась в блок  $НБ$  из конденсатора  $C_1$ . В момент, когда на конденсаторе  $C$  восстанавливается исходная полярность напряжения, ток, протекающий через индуктивность  $L$ , коммутируется в цепь  $D_3-T_2$  и практически не изменяется до момента включения транзистора  $T_1$ . При включении  $T_1$  диод  $D_1$  выключается, и через индуктивность  $L$  протекает ток разряда конденсатора  $C_0$ . Когда этот ток нарастает до заданной величины, транзисторы  $T_1, T_2$  выключаются и конденсатор  $C$  заряжается до рабочего напряжения.

Исследование рассмотренного генератора проводилось на частоте 100 Гц, которая ограничивалась мощностью блока зарядки конденсатора  $C_2$ . В наших экспериментах использовался разрядник  $S$ , который имел электроды сферической формы и был заполнен атмосферным воздухом. Блок RSD состоял из двух последовательно соединенных диодисторов с диаметром структур 16 мм и рабочим напряжением 2 кВ. Блок DSRD состоял из 25 последовательно соединенных диодов с диаметром структур 16 мм и рабочим напряжением 1 кВ.

На рис. 5 показана осциллограмма напряжения на блоке RSD при протекании разрядного тока. Из осциллограммы следует, что в рассмотренном режиме коммутационные потери энергии в блоке RSD малы и допускают его использование на частоте  $>1$  кГц. Увеличение амплитуды разрядного тока может быть получено при увеличении емкости конденсатора  $C_2$ .

Так как предельная амплитуда тока через RSD и DSRD пропорциональна их рабочей площади, а групповое соединение этих приборов достаточно надежно, то более высокий уровень импульсной и средней мощности генераторов, построенных по рассмотренной схеме, можно получить при увеличении диаметра структур диодисторов и диодов и при увеличении их количества.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Козлов А.К., Коротков Д.А., Люблинский А.Г., Спичкин Г.Л. // ПТЭ. 2012. № 5. С. 99.
2. Lyublinsky A.G., Korotkov S.V., Aristov Y.V., Korotkov D.A. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. Issue 10. Part 1. P. 2625. <https://doi.org/10.1109/TPS.2013.2264328>
3. Коротков С.В. Кузнецов А.С., Аристов Ю.В. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 53.
4. Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сусоев А.Ф., Шендерей С.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 435.
5. Grekhov I.V., Efanov V.M., Kardo-Susoev A.F., Shenderay S.V. // Solid State Electronics. 1985. V. 28. № 4. P. 597.
6. Коротков С.В., Воронков В.Б., Аристов Ю.В. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 48. <https://doi.org/10.7868/S0032816215040072>
7. Grekhov I.V., Gorbatyuk A.V., Kostina L.S., Korotkov S.V., Iakovthuk N.S. // Solid-State Electronics. 1983. V. 26. № 11. P. 1132.
8. Коротков С.В. // ПТЭ. 2002. № 4. С. 5.
9. Korotkov S.V., Lyublinsky A.G., Aristov Y.V., Zhmodikov A.L., Kozlov A.K. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2013. V. 41. Issue 10. Part 1. P. 2879. <https://doi.org/10.1109/TPS.2013.2267555>
10. Коротков С.В., Жмодиков А.Л. // ПТЭ. 2011. № 1. С. 68.
11. Коротков С.В., Коротков Д.А., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 50. <https://doi.org/10.1134/S0020441221030283>

## ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ ОБЪЕМНЫХ РАЗРЯДОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

© 2021 г. С. В. Коротков<sup>а,\*</sup>, А. С. Кузнецов<sup>б</sup>, Ю. В. Аристов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

<sup>б</sup> АО «Астор»  
Россия, 188663, Ленинградская обл., Всеволожский р-н, пос. Кузьмоловский, ул. Заводская, 75

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

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.

После доработки 26.03.2021 г.

Принята к публикации 29.03.2021 г.

Описан генератор мощных наносекундных импульсов, содержащий высоковольтный блок, выполненный на основе цепи магнитного сжатия и диодного прерывателя тока, и низковольтный транзисторный блок, который обеспечивает высокоэффективную коммутацию энергии в высоковольтный блок. Приведены результаты использования генератора в экспериментальной плазменной установке, разработанной для исследования возможности синтеза кремния из смеси  $H_2$  и  $SiF_4$ .

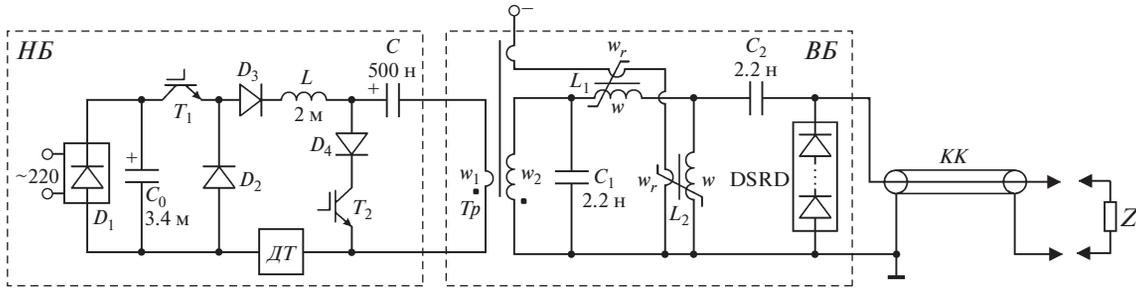
DOI: 10.31857/S0032816221050050

В статье представлены результаты исследований генератора мощных импульсов высокого напряжения, разработанного для создания наносекундных разрядов в плазмохимических устройствах.

Электрическая схема генератора приведена на рис. 1. Наносекундные импульсы выходного напряжения формируются с помощью высоковольтного блока (ВБ), который содержит повышающий трансформатор  $Tr$  и прерыватель тока в виде блока последовательно соединенных дрейфовых диодов с режимом восстановления (DSRD — drift step recovery diodes) [1, 2 и др.]. Для коммутации энергии в первичную обмотку  $Tr$  используется описанный в [3] низковольтный транзисторный блок (НБ), который при значительном изменении импеданса цепей блока ВБ обеспечивает высокую стабильность напряжения зарядки накопительного конденсатора  $C$  и высокую эффективность рекуперации энергии, отраженной от блока ВБ. В блоке DSRD используются описанные в [4] кремниевые диоды с диаметром структур 20 мм, имеющие рабочее напряжение 1 кВ. Они позволяют обрывать ток с амплитудой до 600 А за время  $\sim 3$  нс. Эффективная работа используемых диодов достигается с помощью цепей магнитного сжатия  $L_1, C_1$  и  $L_2, C_2$ , которые обеспечивают протекание через структуры DSRD спаренных импульсов прямого и обратного тока с длительностью не более 300 нс и 150 нс. При протекании прямого тока в структурах DSRD накап-

ливаются электроны и дырки, которые затем выносятся быстро нарастающим обратным током. Когда в диодных структурах не остается накопленного заряда, проводимость DSRD резко уменьшается, и происходит коммутация тока в коаксиальный кабель (КК), а затем в нагрузку  $Z$ . В результате в нагрузке выделяется энергия, накопленная в индуктивности  $L_2$ . Заданная выходная энергия ( $\sim 100$  мДж) обеспечивается при достаточно большой индуктивности  $L_2$  ( $\sim 0.8$  мкГн). При такой индуктивности требуемая для эффективного выключения блока DSRD высокая скорость нарастания обратного тока достигается при зарядке конденсатора  $C_2$  до напряжения  $\sim 12$  кВ.

Генератор работает следующим образом. В исходном состоянии конденсатор  $C_0$  заряжен от сети  $\sim 220$  В, через обмотки  $w$ , протекает постоянный ток  $\sim 1$  А, который переводит сердечники трансформатора  $Tr$  и дросселей  $L_1, L_2$  в рабочее состояние. После включения транзисторов  $T_1, T_2$  через индуктивность  $L$  и датчик тока (ДТ) протекает ток разряда  $C_0$ . В момент, когда этот ток достигает заданной величины, датчик тока ДТ формирует сигнал, по которому осуществляется выключение  $T_1, T_2$ . В результате происходит коммутация тока из индуктивности  $L$  в конденсатор  $C$  и его зарядка до рабочего напряжения (1 кВ). Величина этого напряжения определяется только энергией, запасенной в индуктивности  $L$ , и не зависит от величины сетевого напряжения и от процессов, про-



**Рис. 1.** Электрическая схема генератора. *ВБ* – высоковольтный блок, *НБ* – низковольтный блок, *ДТ* – датчик тока, *DSRD* – блок дрейфовых диодов с режимом восстановления, *КК* – коаксиальный кабель;  $T_1$  – IRGPS60B120KDP (2 параллельно),  $T_2$  – IRGPS60B120KDP (4 параллельно);  $D_1$  – KBPC3506,  $D_2, D_3$  – 80APF12,  $D_4$  – 80APF12 (2 параллельно); *DSRD* – диаметр структур 20 мм (20 последовательно);  $T_p$  – сплав 2НСП 64 × 40 × 50 мм,  $w_1 = 1, w_2 = 15$ ;  $L_1$  – феррит Epcos 63 × 38 × 25 мм,  $w = 25, w_r = 1$ ;  $L_2$  – феррит Epcos 41.8 × 26.2 × 12.5 мм,  $w = 10, w_r = 1$ ; *КК* – РК75-7-15 (3 м).

текающих в блоке *ВБ* при формировании импульса выходного напряжения.

После окончания процесса зарядки конденсатора  $C$  включается транзистор  $T_2$  и не отключается до следующего цикла зарядки  $C$ . В результате осуществляется разряд конденсатора  $C$  и зарядка конденсатора  $C_1$ . В процессе зарядки  $C_1$  дроссель  $L_1$  имеет большую индуктивность, которая препятствует нарастанию тока через блок *DSRD*. В момент насыщения сердечника индуктивность дросселя  $L_1$  резко уменьшается и конденсатор  $C_1$  быстро разряжается по цепи *DSRD*– $C_2$ – $L_1$ . В результате происходит зарядка конденсатора  $C_2$  и через блок *DSRD* протекает прямой ток с амплитудой ~250 А и длительностью ~260 нс. В процессе зарядки  $C_2$  ток через дроссель  $L_2$  очень мал, так как индуктивность дросселя велика. После насы-

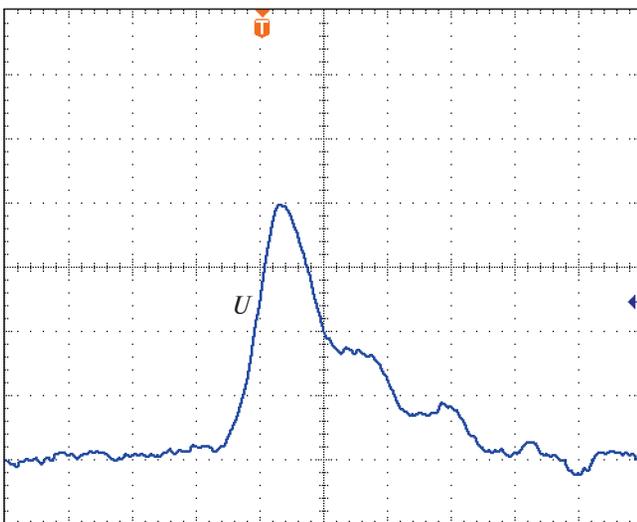
щения сердечника дросселя  $L_2$  конденсатор  $C_2$  разряжается по цепи *DSRD*– $L_2$ , и в блок *DSRD* коммутируется быстро нарастающий обратный ток. Блок *DSRD* выключается через ~80 нс после коммутации обратного тока. В процессе выключения блока *DSRD* протекающий через индуктивность  $L_2$  выходной ток генератора (~550 А) коммутируется в коаксиальный кабель *КК*, имеющий волновое сопротивление 75 Ом и длину ~3 м. Фронт и амплитуда импульса напряжения на входе кабеля определяются временем выключения блока *DSRD* и произведением выходного тока на волновое сопротивление кабеля, а амплитуда и форма импульса напряжения на конце кабеля *КК* – параметрами нагрузки  $Z$ .

При использовании нагрузки в виде резистора с сопротивлением 75 Ом импульс выходного напряжения имел амплитуду ~40 кВ, фронт ~3 нс и длительность ~18 нс. Осциллограмма этого напряжения приведена на рис. 2.

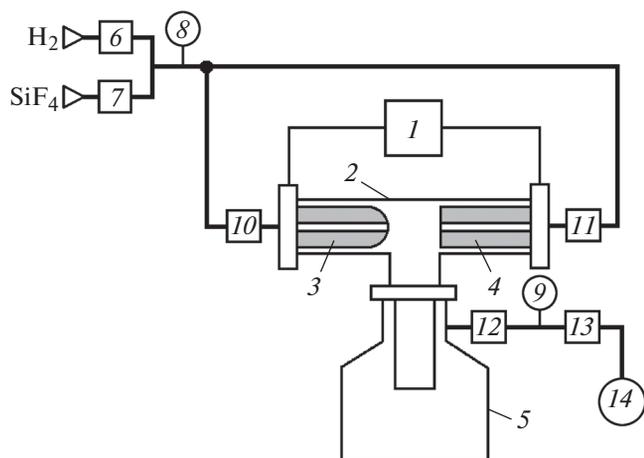
Известным недостатком *LC*-цепей магнитного сжатия является то, что после коммутации выходного тока в конденсаторах остается неиспользованная энергия. В разработанном генераторе эта энергия коммутируется в цепь первичной обмотки трансформатора и обуславливает протекание тока по цепи  $D_2$ – $D_3$ – $L$ – $D_4$ – $T_2$ . В результате происходит рекуперация энергии в индуктивность  $L$ . После окончания процесса рекуперации происходит включение транзистора  $T_1$ , и ток через индуктивность  $L$  нарастает до заданной величины, которая при выключении транзисторов  $T_1, T_2$  обеспечивает зарядку конденсатора  $C$  до рабочего напряжения.

Рассмотренный *DSRD*-генератор был использован в АО “Астор” (Санкт-Петербург, Россия) для исследования возможности газоразрядного синтеза кремния.

В настоящее время поликристаллический и аморфный кремний остаются основными мате-



**Рис. 2.** Осциллограмма напряжения  $U$  на нагрузке с сопротивлением 75 Ом. Масштаб по вертикали 10 кВ/деление; по горизонтали – 4 нс/деление.

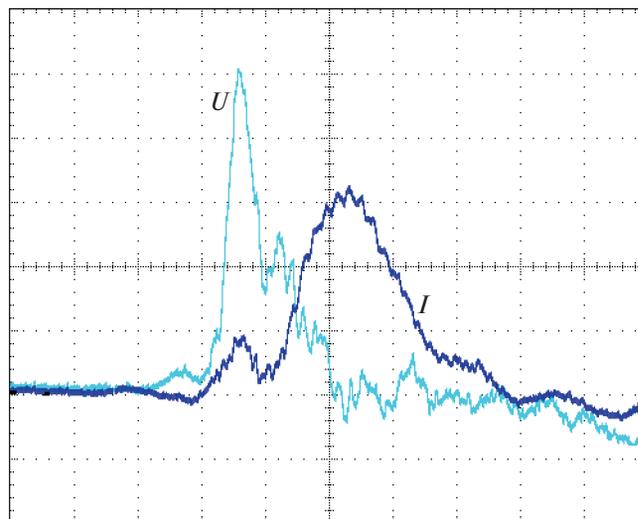


**Рис. 3.** Схема опытной установки. 1 – генератор импульсов высокого напряжения; 2 – разрядная камера; 3, 4 – электроды; 5 – накопительная емкость; 6, 7 – регуляторы массового расхода  $H_2$  и  $SiF_4$ ; 8, 9 – датчики давления; 10, 11 – вентили; 12 – фильтр; 13 – запорный клапан; 14 – вакуумный насос.

риалами для фотоэлектрических систем. Хорошо известен метод осаждения кремния из паровой фазы смеси силанов с водородом на затравках-стержнях (метод Сименса). Альтернативный метод основан на использовании водорода и тетрафторида кремния  $SiF_4$  ( $SiF_4 + 2H_2 \Rightarrow Si + 4HF$ ). Перспективность этого метода определяется малой стоимостью и взрывобезопасностью  $SiF_4$ . Основные трудности при его использовании обусловлены высокой стабильностью молекулярных связей  $SiF_4$ . Авторами [5] описана установка, обеспечивающая синтез кремния из смеси водорода и тетрафторида кремния в плазме индукционного высокочастотного (в.ч.) разряда. При входной мощности генератора в.ч.-разрядов  $\sim 300$  Вт средняя скорость осаждения кремния составляла  $\sim 0.2$  г/ч. Полученные в результате экспериментов “хлопья” кремния были преобразованы в объемный монокристалл при использовании “миниметода Чохральского” [6], специально разработанного для роста кремния при экстремально низких нагрузках тигля.

Нами была исследована возможность синтеза кремния из газовой смеси  $H_2$  и  $SiF_4$  в низкотемпературной плазме, создаваемой объемными разрядами наносекундной длительности. Схема опытной плазменной установки представлена на рис. 3.

Генератор 1 создавал разряды в камере 2 с объемом  $\sim 2$  см<sup>3</sup>. Электроды 3, 4 были изготовлены из чистого кремния и располагались на расстоянии  $\sim 2.5$  см друг от друга. Через отверстия в электродах в камеру 2 подавались водород и высокоочищенный тетрафторид кремния (содержание примесей  $< 0.001\%$ ). Объемное соотношение  $H_2:SiF_4$  составляло 4.6–6.6. В камере 2 поддерживалось

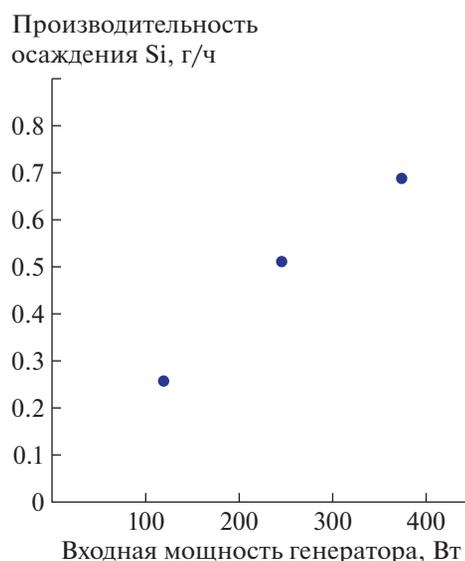


**Рис. 4.** Осциллограммы разрядного тока  $I$  и напряжения на разрядной камере  $U$ . Масштаб по вертикали: тока – 100 А/деление, напряжения – 10 кВ/деление; по горизонтали – 10 нс/деление.

давление  $\sim 100$  Торр. Расход газовой смеси составлял  $\sim 300$  норм. см<sup>3</sup>/мин.

В процессе экспериментов частота объемных разрядов регулировалась в диапазоне 0.5–1.5 кГц. Полученный кремний частично ссыпался в накопительный бак 5, а частично оседал на стенки камеры 2.

На рис. 4 приведены характерные осциллограммы разрядного тока  $I$  и напряжения  $U$  на разрядной камере. Как видно из осциллограмм, амплитуда и фронт импульса напряжения на раз-



**Рис. 5.** Зависимость производительности осажденного кремния от входной мощности генератора.

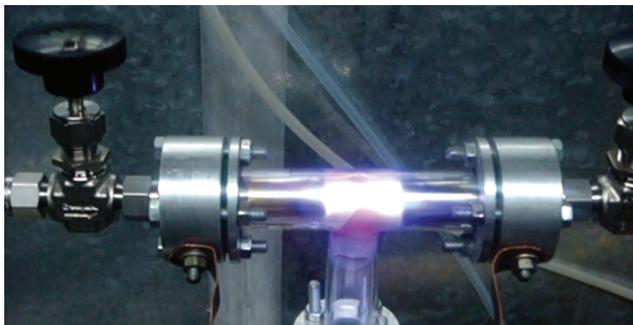


Рис. 6. Внешний вид разрядной камеры.

рядной камере составляют  $\sim 50$  кВ и  $\sim 3$  нс. Разрядный ток имеет амплитуду  $\sim 300$  А и длительность  $\sim 40$  нс.

На рис. 5 приведена зависимость производительности осаждения кремния от входной мощности генератора объемных разрядов.

На рис. 6 показан внешний вид разрядной камеры при частоте следования разрядов 1.5 кГц.

Таким образом, результаты наших пилотных исследований показывают возможность синтеза кремния из смеси  $H_2$  и  $SiF_4$  в плазме наносекундного объемного разряда. При одинаковой входной мощности 300 Вт описанная технология получения неравновесной плазмы с использованием объемных разрядов обеспечивает примерно в 3 раза большую производительность осаждения кремния по сравнению с технологией [5], основанной на использовании индукционного в.ч.-разряда.

Производительность рассмотренной плазменной установки может быть повышена при увеличении выходной энергии и средней мощности генератора импульсов высокого напряжения. Выходная энергия может быть увеличена в несколько раз при использовании высоковольтного блока с более высоким рабочим напряжением. Средняя мощность генератора может быть существенно увеличена при увеличении частоты следования выходных импульсов. При эффективном охлаждении элементы схемы генератора способны работать на частоте несколько десятков килогерц.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грехов И.В., Ефанов В.М., Кардо-Сусоев А.Ф., Шендерей С.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 7. С. 435.
2. Grekhov I.V., Efanov V.M., Kardo-Susoev A.F., Shenderey S.V. // Solid State Electronics. 1985. V. 28. № 4. P. 597.
3. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2021. № 3. С. 50. <https://doi.org/10.7868/S0032816215040072>
4. Коротков С.В., Воронков В.Б., Аристов Ю.В. // ПТЭ. 2015. № 4. С. 48.
5. Sennikov P., Pryakhin D., Abrosimov N., Andreev B., Drozdov Yu., Drozdov M., Kuznetsov A., Murel A., Pohl H.-J., Riemann H., Shashkin V. // Cryst. Res. Technol. 2010. V. 45. № 9. P. 899. <https://doi.org/10.1002/crat.201000090>
6. Abrosimov N.V., Riemann H., Schröder W., Pohl H.-J., Kaliteevski A.K., Godisov O.N., Korolyov V.A., Zhilnikov A.Ju. // Cryst. Res. Technol. 2003. V. 38. P. 54. <https://doi.org/10.1002/crat.200310079>

## ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ БИПОЛЯРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

© 2021 г. А. А. Лубков<sup>а,\*</sup>, В. Н. Котов<sup>а,\*\*</sup>,  
С. В. Перебейнос<sup>а</sup>, А. А. Зотов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт автоматизации и электрометрии СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

\*e-mail: lubkov@iae.nsk.su

\*\*e-mail: vkot@ngs.ru

Поступила в редакцию 19.03.2021 г.

После доработки 07.04.2021 г.

Принята к публикации 08.04.2021 г.

Разработан генератор высоковольтных биполярных импульсов с регулируемыми значениями частоты переключения (0–2000 Гц) и амплитуды выходного напряжения (300–3600 В), равной по модулю у импульсов разной полярности. Длительность фронтов выходных импульсов напряжения при работе на емкостную нагрузку 400 пФ – не более 3 мкс. Асимметрия действующих значений напряжений импульсов разной полярности при частотах переключения 0–200 Гц не более 0.02%. Генератор обеспечивает синхронизацию моментов переключения высокого напряжения с работой видеокамеры магнитографа и других устройств. Генератор может быть использован в различных областях экспериментальной физики, связанных с поляризационными измерениями.

DOI: 10.31857/S0032816221050098

### ВВЕДЕНИЕ

Генераторы высоковольтных биполярных импульсов (г.в.б.и.) с диапазоном выходного напряжения от сотен вольт до нескольких киловольт, с частотой переключения 0–2000 Гц, работающие на емкостную нагрузку в несколько сотен пикофард, находят широкое применение в электрофизике, электрооптике, медицине, а также в других областях науки и техники. Они используются для управления фазовыми модуляторами света на основе электрооптического эффекта Поккельса. При этом показатель преломления сегнетоэлектрического кристалла (ADP, KDP, DKDP) [1, 2] линейно изменяется под воздействием внешнего электрического поля, которое формируется высоковольтным генератором. Подобные генераторы, выпускаемые российскими [3, 4] и зарубежными фирмами [5], несмотря на широкую функциональность, по совокупности параметров не подходят для управления электрооптическими модуляторами, используемыми в магнитографах солнечных телескопов.

Магнитографы солнечных телескопов предъявляют к г.в.б.и. следующие требования.

1. Амплитуда импульсов выходного напряжения генератора, управляющего сегнетоэлектрическим кристаллом, должна обеспечивать полуволновое  $\pm(\lambda/2)$  или четвертьволновое  $\pm(\lambda/4)$

смещение плоскости поляризации исследуемого излучения. Форма разнополярных импульсов должна быть зеркально симметричной, а амплитуда одинаковой по модулю. Для этого требуются:

- диапазон регулирования амплитуды выходных импульсов для четвертьволнового смещения ( $\lambda/4$ ) не менее  $\pm 1.55$  кВ, для полуволнового ( $\lambda/2$ ) – не менее  $\pm 3.1$  кВ;

- пульсации выходного напряжения при постоянном токе и на плоской вершине импульса – не более  $\pm 0.1\%$  при напряжении 500 В,  $0.02\%$  – при 3600 В;

- изменение выходного напряжения за 8 ч непрерывной работы при постоянном токе нагрузки – не более  $\pm 0.1\%$  от установленного значения;

- асимметрия амплитуд и длительностей положительного и отрицательного импульсов – не более  $0.02\%$ ;

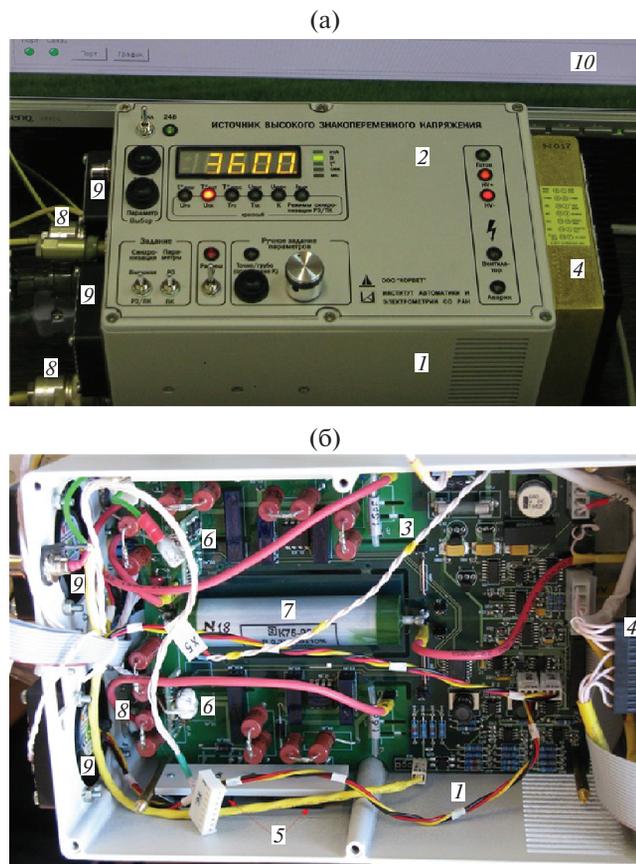
- коррекция амплитуды выходного напряжения в зависимости от температуры кристалла;

- работа г.в.б.и. на емкостную нагрузку до 400 пФ.

2. Частота переключения 0–2000 Гц.

3. Возможность синхронизации моментов переключений одного или нескольких г.в.б.и. с работой видеокамеры магнитографа и других устройств.

4. Работа в автономном режиме и с управлением от персонального компьютера (п.к.), про-



**Рис. 1.** Внешний вид г.в.и. (а) и устройства высоковольтного коммутатора (б). 1 – корпус; 2 – крышка корпуса с платой микроконтроллера; 3 – плата коммутатора; 4 – высоковольтный DC/DC-преобразователь; 5 – высоковольтные IGBT-ключи; 6 – изолированный DC/DC-преобразователь K.1682.03.01.700 питания драйвера верхнего плеча; 7 – накопительный конденсатор  $C_f$ ; 8 – выходы HV+ и HV–; 9 – вентиляторы; 10 – монитор п.к.

граммное обеспечение которого должно обеспечивать задание, визуализацию и архивирование параметров генерируемых сигналов, тестирование и калибровку генератора.

5. Диапазон рабочих температур от  $+40$  до  $-30^\circ\text{C}$ , так как по условиям поляризационных измерений на солнечных телескопах генератор должен работать в неотапливаемом помещении.

6. Малые габариты и масса.

### УСТРОЙСТВО И РАБОТА Г.В.Б.И.

Серийно выпускаемые высоковольтные генераторы в совокупности не обеспечивают указанные выше требования, что делает их мало пригодными для построения модуляторов электрооптических кристаллов в астрофизике. Поэтому был разработан и выпущен малой серией г.в.б.и. для

модулятора электрооптических кристаллов магнитографов солнечных телескопов (рис. 1).

Управление генератором высоковольтных биполярных импульсов (рис. 2) осуществляется либо от п.к. по каналу RS-422/485 или USB, либо в автономном режиме – от тумблеров, кнопок управления и энкодера.

Величина выходного напряжения г.в.б.и. устанавливается микроконтроллером и передается в цифроаналоговый преобразователь (ц.а.п.), выходное низковольтное значение которого пропорционально высоковольтному напряжению, формируемому DC/DC-преобразователем [6].

Момент изменения полярности выходного напряжения в ведущем режиме определяется контроллером синхрогенератора в соответствии с заданным периодом переключения либо входными синхроимпульсами – в ведомом режиме. Тактовые импульсы контроллера синхрогенератора задаются кварцевым генератором CFPT-125, имеющим временную нестабильность  $\pm 1$  ppm/год.

В высоковольтном коммутаторе используется мостовая схема, ключи  $A$ ,  $C$  и  $B$ ,  $D$  которой управляются контроллером синхрогенератора через драйверы верхнего (ВП) и нижнего плеча (НП).

Микроконтроллер измеряет значения тока и напряжения ( $I_{\text{mdc}}$  и  $U_{\text{mdc}}$ ) мониторируемых высоковольтным DC/DC-преобразователем, а также значение напряжения  $HV_{\pm}$  на нагрузке  $C_L$  ( $U_{\text{mHV}\pm}$  – после делителя 1:1000 и детектора).

Два встроенных датчика предназначены для контроля температуры синхрогенератора и высоковольтного коммутатора, третий (внешний) – для измерения температуры кристалла  $C_L$ .

Для обеспечения контроля и управления значения напряжений, частоты переключения, температур и статусная информация г.в.и. индицируются на пятисекционном семисегментном индикаторе и светодиодах, расположенных на верхней крышке прибора, а также могут передаваться в п.к.

Микроконтроллер генератора формирует сигнал *Авария*, который используется для защиты высоковольтного DC/DC-преобразователя и IGBT-транзисторов коммутатора. По этому сигналу отключается высокое напряжение при превышении выходным током  $I_{\text{mdc}}$  заданного значения уставки (по умолчанию – 13 мА) и при существенном (более 40%) расхождении значений заданного и измеренного ( $U_{\text{mHV}\pm}$ ) напряжений. Для повышения надежности защиты сигнал *Авария* формируется двумя путями: программно – микроконтроллером и аппаратно – более быстрым аналоговым способом.

Диапазон рабочих температур г.в.б.и. от  $+40$  до  $-30^\circ\text{C}$  обеспечивается выбором комплектующих и подогревом синхрогенератора при экстремально низких температурах, вентиляцией корпуса и

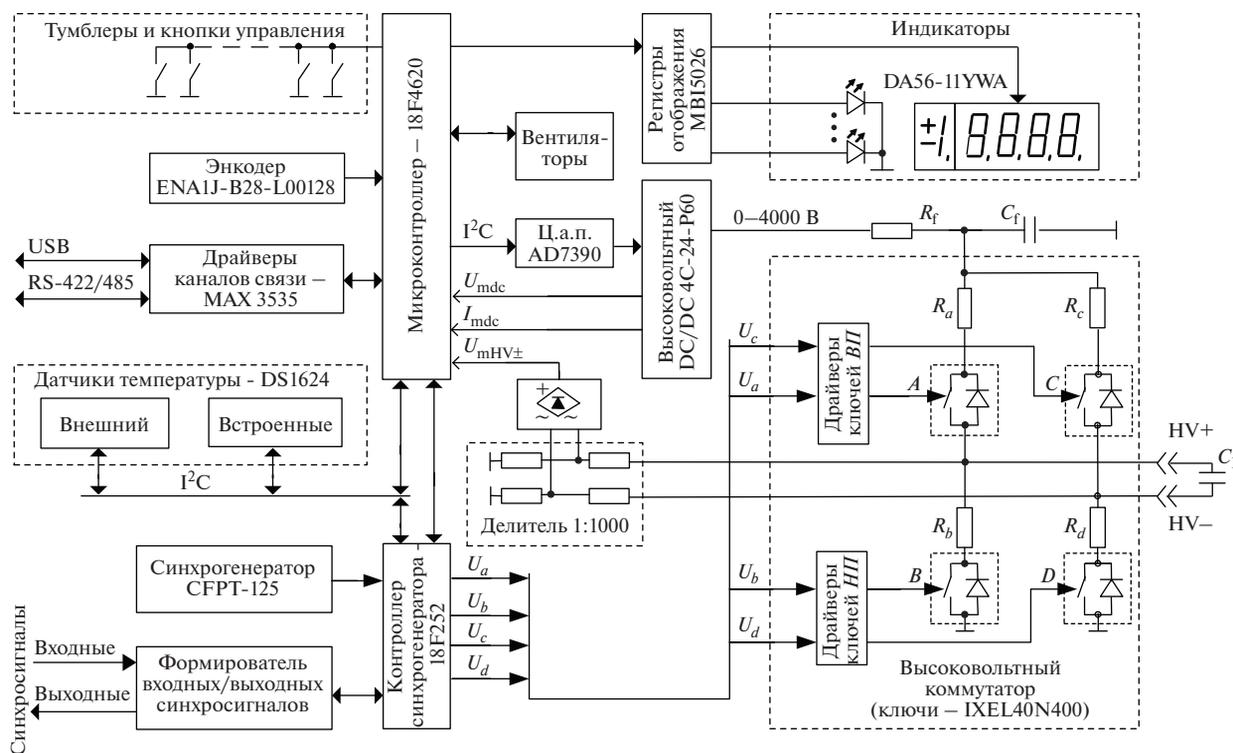


Рис. 2. Структурная схема генератора.

коммутатора – при высоких. Генератор расположен в металлическом корпусе размером 315 × 146 × 135 мм; питание – 24 В, потребляемая мощность – 55 Вт.

### ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ КОММУТАТОР

Это один из основных элементов г.в.б.и. Он в первую очередь определяет максимальные характеристики генератора: амплитуду и частоту выходных импульсов, емкость нагрузки. Эти параметры г.в.б.и. зависят от средней мощности высоковольтного DC/DC-преобразователя, ориентировочно определяемой по формуле:

$$P_z = C_z U_{\max}^2 F_{\max} = 51.84 \text{ Вт},$$

где  $U_{\max} = \pm 3600 \text{ В}$  – заданная максимальная амплитуда выходных импульсов;  $F_{\max} = 2000 \text{ Гц}$  – заданная максимальная частота выходных импульсов;  $C_z = C_L + C_{\text{out}}$  – максимальная величина нагрузки;  $C_L = 400 \text{ пФ}$  – максимальная емкость кристалла и емкость кабеля;  $C_{\text{out}} \approx 100 \text{ пФ}$  – выходная емкость и емкость монтажа.

Для обеспечения симметрии положительных и отрицательных выходных импульсов по амплитуде высоковольтный коммутатор генератора выполнен по симметричной схеме полного H-моста. В одну диагональ моста включен электрооптический кристалл, представляющий емкостную нагрузку ( $C_L$ ), а питание – во вторую. Причем

осуществляется оно от одного высоковольтного HV DC/DC-преобразователя с положительным выходным напряжением. Такое решение позволило добиться высокой идентичности положительных и отрицательных импульсов по амплитуде, но в то же время снизило универсальность, так как не позволяет генерировать биполярные импульсы разной амплитуды. Высоковольтный DC/DC-преобразователь определяет диапазон регулировки амплитуды выходных импульсов 0–4000 В, погрешность задания амплитуды не более  $\pm 0.1\%$ , временную нестабильность не более  $\pm 5 \text{ ppm/год}$  и температурную – не более  $\pm 0.1\%$  на каждые  $10^\circ\text{C}$  изменения внешней температуры, амплитуду пульсаций на плоской вершине импульсов не более  $\pm 0.017\%$  при максимальной амплитуде 3600 В.

Выбранный для г.в.б.и. управляемый высоковольтный HV DC/DC-преобразователь 4C-24-P60-P был специально разработан фирмой ULTRAVOLT [7] для импульсных нагрузок и быстрой зарядки конденсаторов большой емкости. Для предотвращения перегрузок по току, возникающих во время заряда и разряда емкости нагрузки и во время больших изменений при задании высокого напряжения, на его выходе предусмотрен низкочастотный фильтр, состоящий из резистора  $R_f = 100 \text{ Ом}$  и накопительного конденсатора  $C_f = 0.22 \text{ мкФ}$ . Максимальная мощность преобразователя 60 Вт, максимальный средний ток нагрузки не менее 15 мА при любых

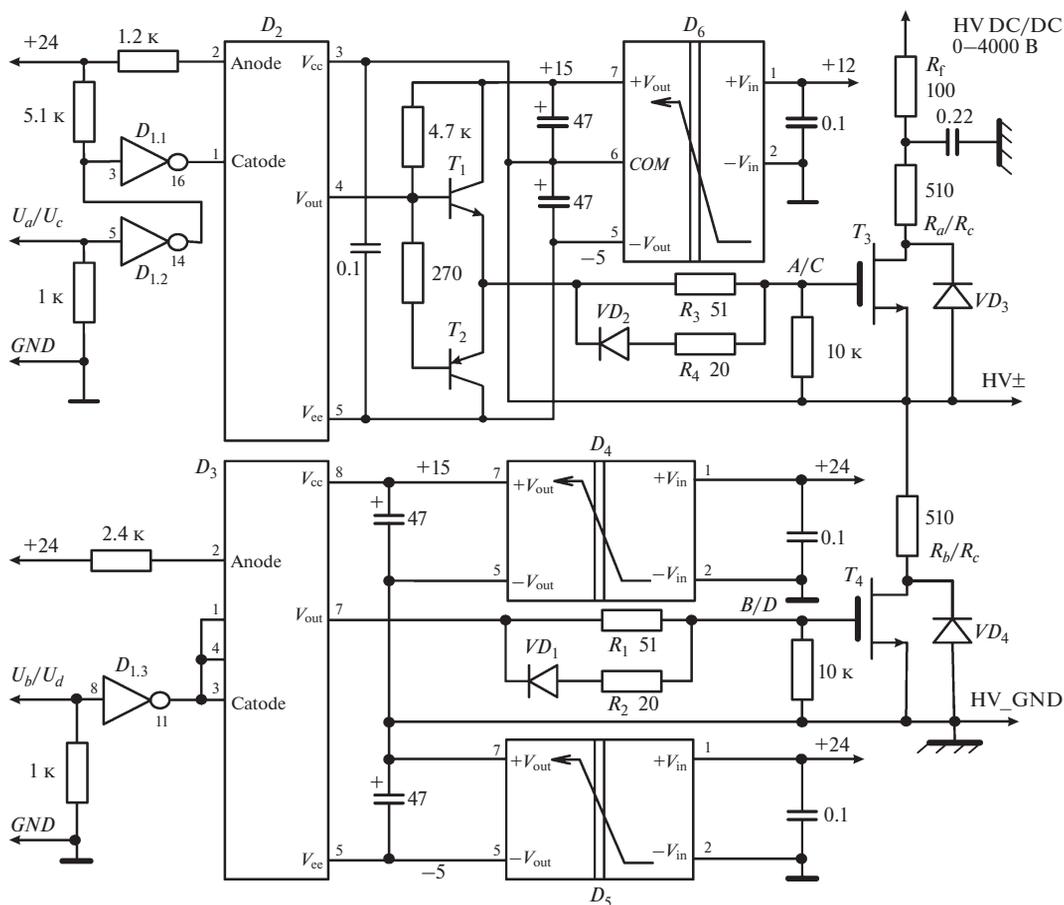


Рис. 3. Драйверы и ключи высоковольтные верхнего (A, C) и нижнего (B, D) плеча.  $D_1$  – ULQ2803LW,  $D_2$  – OPI1268,  $D_3$  – HCNW-3120,  $D_4$  – P6LU-2415,  $D_5$  – P6LU-2405,  $D_6$  – K.1682.03.01.700;  $T_1$  – BC817,  $T_2$  – BC807,  $T_3$ ,  $T_4$  – IX-EL40N400;  $VD_1$ ,  $VD_2$  – LL4148,  $VD_3$ ,  $VD_4$  – R5000F.

заданиях выходного напряжения в диапазоне от 0 до 4000 В.

В качестве переключающего элемента высоковольтного ключа был выбран IGBT-транзистор IXEL40N400 [8]. Балластные резисторы  $R_a$ ,  $R_b$ ,  $R_c$ ,  $R_d$  (рис. 2), включенные последовательно в цепь с каждым высоковольтным ключом, ограничивают ток разряда накопительного конденсатора  $C_f$  через высоковольтные ключи во время фазы заряда/перезаряда емкости нагрузки  $C_L$ , формируя, таким образом, стабильные фронт и спад, уменьшая выбросы на вершинах импульсов и спасая высоковольтные ключи от возможных перегрузок по току при коротком замыкании в нагрузке  $C_L$ .

Каждое плечо моста содержит высоковольтный ключ с драйвером – два ключа и два драйвера верхнего плеча A, C и два ключа и два драйвера нижнего плеча B, D (рис. 3).

Для уменьшения эффекта Миллера [9, 10], возникающего при управлении силовыми транзисторами  $T_3$  и  $T_4$ , применены следующие меры:

разделение резисторов включения  $R_1$ ,  $R_3$  и выключения  $R_2$ ,  $R_4$  в цепи затворов ключей; введение отрицательного напряжения ( $-5$  В) в цепь запитания ключей.

Входные оптроны драйвера верхнего плеча должны иметь напряжение изоляции оптоэлектронного переключателя с заданной длительностью и частотой повторения  $U_{IORM}$  [11] между входом и выходом не менее 4 кВ, а нижнего плеча – не менее 630 В. Такие же требования предъявляются к напряжению изоляции DC/DC-преобразователей ( $D_4$ – $D_6$ ) для питания выходной цепи драйверов. Электрическую схему DC/DC-преобразователя для верхних плеч ( $D_6$ ) пришлось разработать в лаборатории, так как не удалось найти подходящей серийной микросхемы с напряжением изоляции  $U_{IORM} \geq 4$  кВ (рис. 4).

Сигналы управления  $U_a$ ,  $U_b$ ,  $U_c$ ,  $U_d$  (рис. 3) для драйверов формируются контроллером синхронизатора. Драйвер инвертирует сигнал – низкий уровень на его входе соответствует открытию

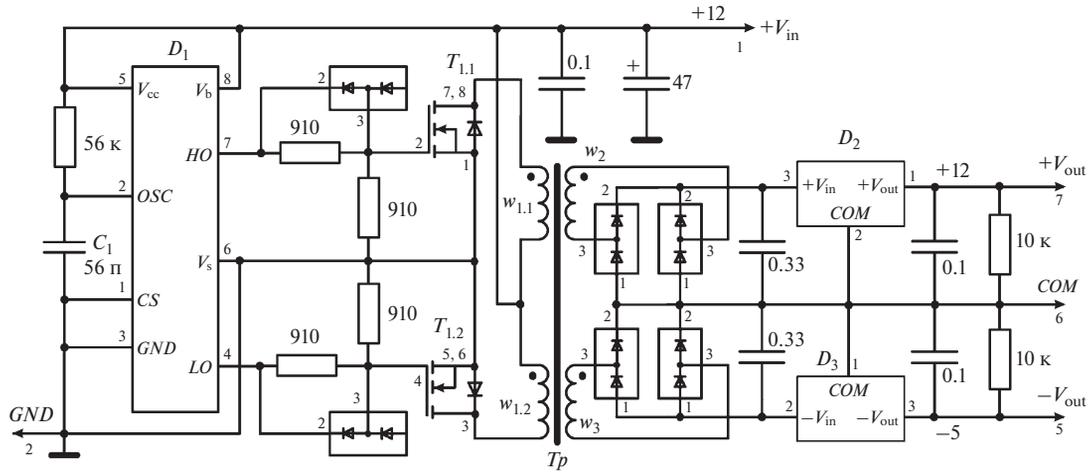


Рис. 4. DC/DC-преобразователь К.1682.03.01.700.  $D_1$  – IR2085S,  $D_2$  – 78L12,  $D_3$  – 79L05;  $T_1$  – IRF7303; диоды – ВАТ-54S;  $T_p$  – трансформатор (ферритовое кольцо М2000НМ1-А,  $K_{10} \times 6 \times 4,5$ ,  $w_{1,1}$ ,  $w_{1,2}$  – 22 витка,  $w_2$  – 30 витков,  $w_3$  – 16 витков).

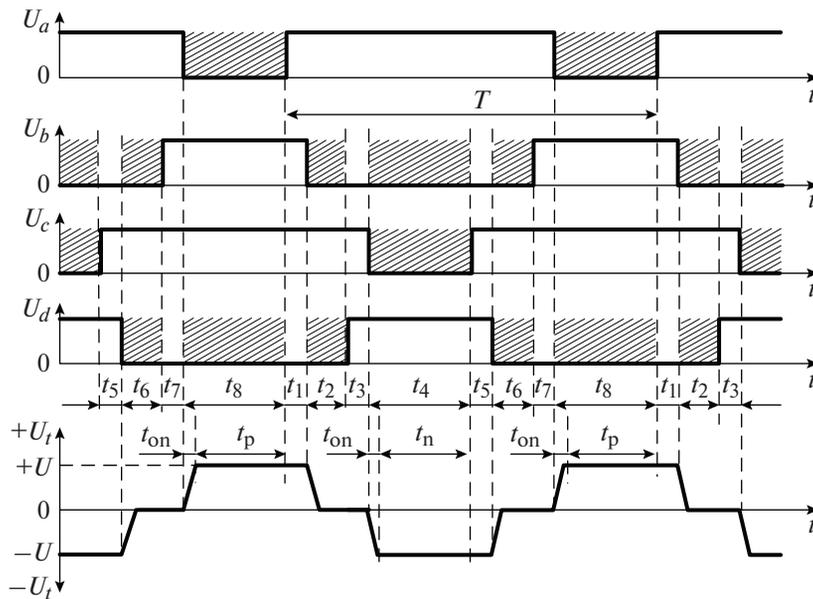
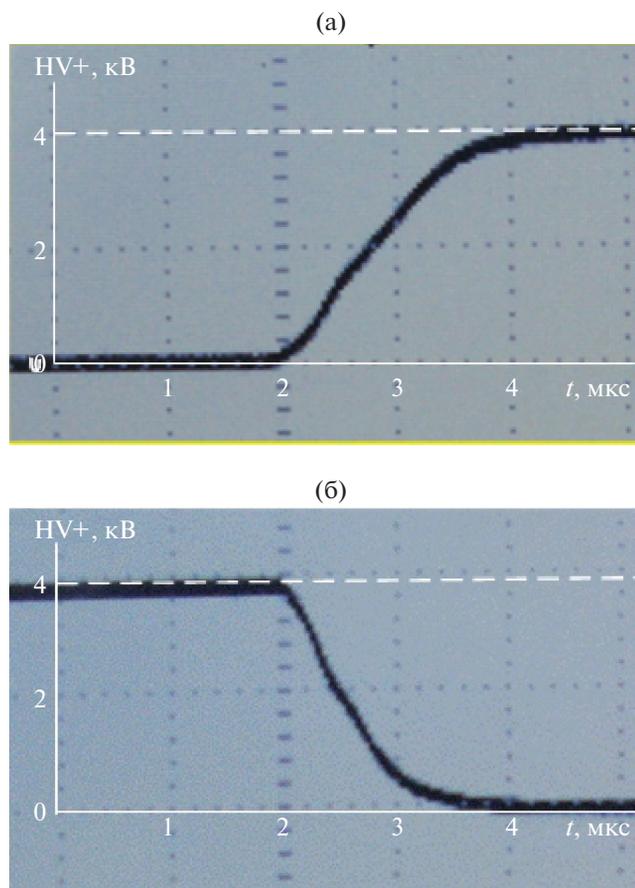


Рис. 5. Временная диаграмма работы высоковольтного коммутатора.

ключа (рис. 5). Заштрихованные на диаграмме интервалы соответствуют одновременному открытию двух ключей, обеспечивающих заряд/перезаряд или разряд емкости нагрузки. Период разбит на 8 интервалов ( $t_1-t_8$ ), при этом каждый интервал начинается переключением только одного высоковольтного ключа. Это исключает возможность появления сквозных токов, которые протекают между уже открытым и еще не закрытым транзисторами, при одновременном замыкании высоковольтных ключей одного плеча, минуя нагрузку. Такую же роль выполняют защитные интервалы ( $t_1$ ,  $t_3$ ,  $t_5$ ,  $t_7$ ), что уменьшает

выбросы от коммутации на фронтах выходных импульсов. Открытие ключей диагонали  $A$  и  $D$  ( $t_8$ ) формирует положительный импульс в нагрузке, а открытие ключей диагонали  $B$  и  $C$  ( $t_4$ ) – отрицательный. Открытие ключей  $B$  и  $D$  ( $t_2$ ,  $t_6$ ) нижних плеч разряжает емкость нагрузки перед переполюсовкой выходного напряжения, а поэтому заряд/перезаряд ее происходит с одного уровня, как положительной, так и отрицательной полувольты, что улучшает симметрию выходных импульсов.

На временной диаграмме (рис. 5)  $t_p = t_n = T/2 - (t_{on} + t_1 + t_2 + t_3)$  – интервалы поляризационных



**Рис. 6.** Осциллограммы фронта (а) и спада (б) выходных импульсов коммутатора HV+ на нагрузке  $C_L$  (через делитель 1:100 – PINTEK HVP-15HF), частота повторения импульсов 1 кГц.

измерений в положительной и отрицательной фазе периода, где  $t_{он} = 2-3$  мкс – время включения транзистора; ориентировочное значение  $t_p = t_n = (T/2) - 30$  мкс.

Микропрограммное обеспечение контроллера позволяет устанавливать длительность защитных интервалов  $t_1, t_3, t_5, t_7$  равной значению  $T_1$ , а интервалов  $t_2, t_6$  – значению  $T_2$ , которые задаются в окне параметров г.в.б.и. в зависимости от конструктивных особенностей электрооптических кристаллов.

Осциллограммы фронта и спада выходных импульсов коммутатора представлены на рис. 6.

Сформулированные выше требования к г.в.б.и. магнитографов солнечных телескопов полностью реализованы благодаря совокупности схемотехнических решений. Это использование единственного высоковольтного DC/DC-преобразователя, низкочастотного фильтра и симметричной схемы полного H-моста, ограничение пиковых значений токов заряда емкости нагрузки, уменьшение

эффекта Миллера при управлении силовыми ключами, микропроцессорное управление, исключившее сквозные токи. Создана оригинальная схема генератора высоковольтных биполярных импульсов [12, 13].

## РЕЖИМЫ СИНХРОНИЗАЦИИ

Г.в.б.и. переключает полярность выходного напряжения в моменты времени, задаваемые от внутреннего или внешнего синхрогенератора.

При внутренней синхронизации цикл переключения полярности /HV+/0/HV-/0 повторяется через заданный пользователем интервал  $T$ .

При внешней синхронизации переключения полярности происходят по сигналам, поступающим на вход контроллера синхронизатора г.в.б.и. (рис. 2). Этих сигналов четыре:  $Sm, S+, S-, Bl$ .

Сигнал блокировки ( $Bl$ ) в состоянии “1” запрещает формирование высокого напряжения на выходах HV+ HV-.

Выбор сигналов, по которым производятся переключения, определяется режимом работы контроллера синхрогенератора.

Режим 1. При  $Sm$  в состоянии “1” формируется высокое напряжение на выходе HV+ и нулевое на HV-. При  $Sm$  в состоянии “0” формируется высокое напряжение на выходе HV- и нулевое на HV+. Таким образом, при последовательном переключении / $Sm$ “1”/ $Sm$ “0”/ $Sm$ “1” осуществляется переключение полярности в следующем порядке: /HV+/0/HV-/0/HV+ и т.д.

Режим 2. Переключение полярности высокого напряжения на выходах HV+ и HV- происходит по фронту сигнала  $Sm$  (переход 0 → 1).

Режим 3. Переключение полярности высокого напряжения на выходах HV+ и HV- происходит по спаду сигнала  $Sm$  (переход 1 → 0).

Время одновременного нахождения обоих высоковольтных выходов в состоянии “0” в режимах 1–3 не зависит от частоты переключения  $Sm$  и равно 30 мкс.

Режим 4. При  $S+$  в состоянии “1” формируется высокое напряжение на выходе HV+ (рис. 7). При  $S-$  в состоянии “1” формируется высокое напряжение на выходе HV-. Одновременное формирование сигналов  $S+$  в состоянии “1” и  $S-$  в состоянии “1” запрещено.

При работе от внешних синхросигналов (режим ведомого) г.в.б.и. может пришедшие на его входной разъем синхросигналы транслировать на выходной разъем. Это обеспечивает возможность каскадного включения нескольких синхронно переключающихся генераторов, где первый (или предыдущий) будет формировать синхросигналы для последующего (или остальных).

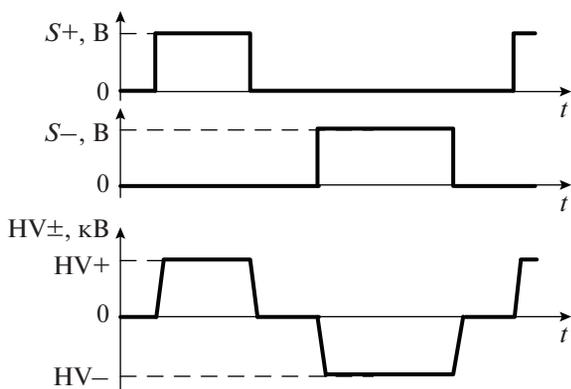


Рис. 7. Синхронизация г.в.б.и. от сигналов S+ и S-.

Г.в.б.и. используется совместно с CCD-видеокамерой ProEM [14] в составе магнитографа солнечного телескопа оперативных прогнозов СТОП [15]. Видеокамера за время экспозиции, выполняемой при стабильном значении напряжения, например, HV+ в течение 10 мс накапливает изображение массива спектров выбранной области Солнца. После окончания экспозиции видеокамера инициирует переключение полярности г.в.б.и., работающего в режиме внешней синхронизации по спаду сигнала Sm. Одновременно (в течение 30 мс) происходит передача накопленного массива в память магнитографа. К моменту окончания передачи г.в.б.и. уже генерирует стабильное значение напряжения противоположного знака, в рассматриваемом случае HV-, т.е. магнитограф может выполнять измерение следующего кадра.

### ИНТЕГРАЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Для оценки асимметрии действующих значений напряжений, определяемой отличиями фронтов и амплитуд положительной и отрицательной фаз выходных импульсов, предложена и реализована схема (рис. 8), выходное напряжение которой пропорционально разности интегралов площадей фаз разной полярности. Если при равной длительности биполярных импульсов, которая в режиме внутренней синхронизации формируется г.в.б.и. с погрешностью <math>\lt;0.001\%</math>, их площади не равны, то это означает, что действующие значения фаз не равны. Если площадь положительной фазы больше отрицательной, то на выходе схемы появится положительное напряжение, если меньше – отрицательное. При установившемся значении измеряемого вольтметром напряжения  $U_V$  интегральное значение тока, протекающего через  $C_{инт}$ , равно нулю. Поэтому величина  $\Delta_{HV}$ , равная разности действующих значений напряжений на высоковольтных выходах HV+ и HV-, которая и определяет

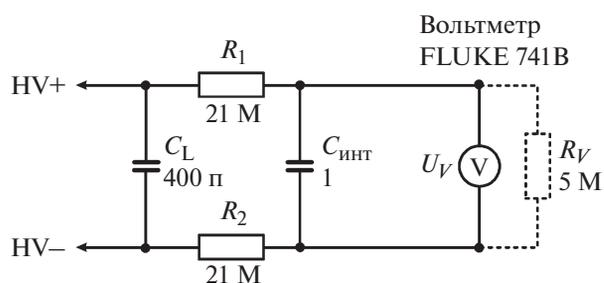


Рис. 8. Схема интегратора.

асимметрию фронтов и амплитуд биполярных импульсов, может быть вычислена по формуле:

$$\Delta_{HV} = U_V \frac{R_1 + R_2 + R_V}{R_V}, \quad (1)$$

а относительная погрешность асимметрии равна

$$\delta U_{HV} = \frac{\Delta_{HV}}{U_{HV}} 100\%,$$

где  $U_{HV}$  – заданное значение напряжения.

По описанной методике были проведены измерения абсолютных значений  $\Delta_{HV}$  в диапазонах напряжений от 500 до 3600 В и частот биполярных переключений от 20 до 2000 Гц. Максимальная относительная погрешность асимметрии  $\delta U_{HV}$  во всех точках измерения не превысила 0.036%, а при частотах переключения 0–200 Гц – 0.02%.

Оценка значения пульсации выходного напряжения при постоянном токе и на плоской вершине импульса была выполнена с помощью интегрирования переменной составляющей на высоковольтных выходах HV+ и HV-. Значение пульсаций составило  $\pm 0.06\%$  при HV = 500 В и  $\pm 0.017\%$  при HV = 3600 В.

### ИНТЕРФЕЙС Г.В.Б.И.

Управление и конфигурирование г.в.б.и. осуществляется от п.к. по каналам (USB или RS-485/422) или в автономном режиме (используя кнопки, тумблеры, энкодер и расположенные на верхней крышке блока индикаторы).

Интерфейс взаимодействия генератора с оператором включает:

- *окно управления* с панелями “Параметры”, “Задание напряжения”, “Задание периода”, “Задание синхронизации”, “Разрешение HV” (рис. 9); здесь же показаны статусная информация, графики амплитуды заданного напряжения и измеренных значений напряжений и тока в силовых цепях г.в.б.и., а также температура синхрогенератора, высоковольтного коммутатора и электрооптического модулятора;

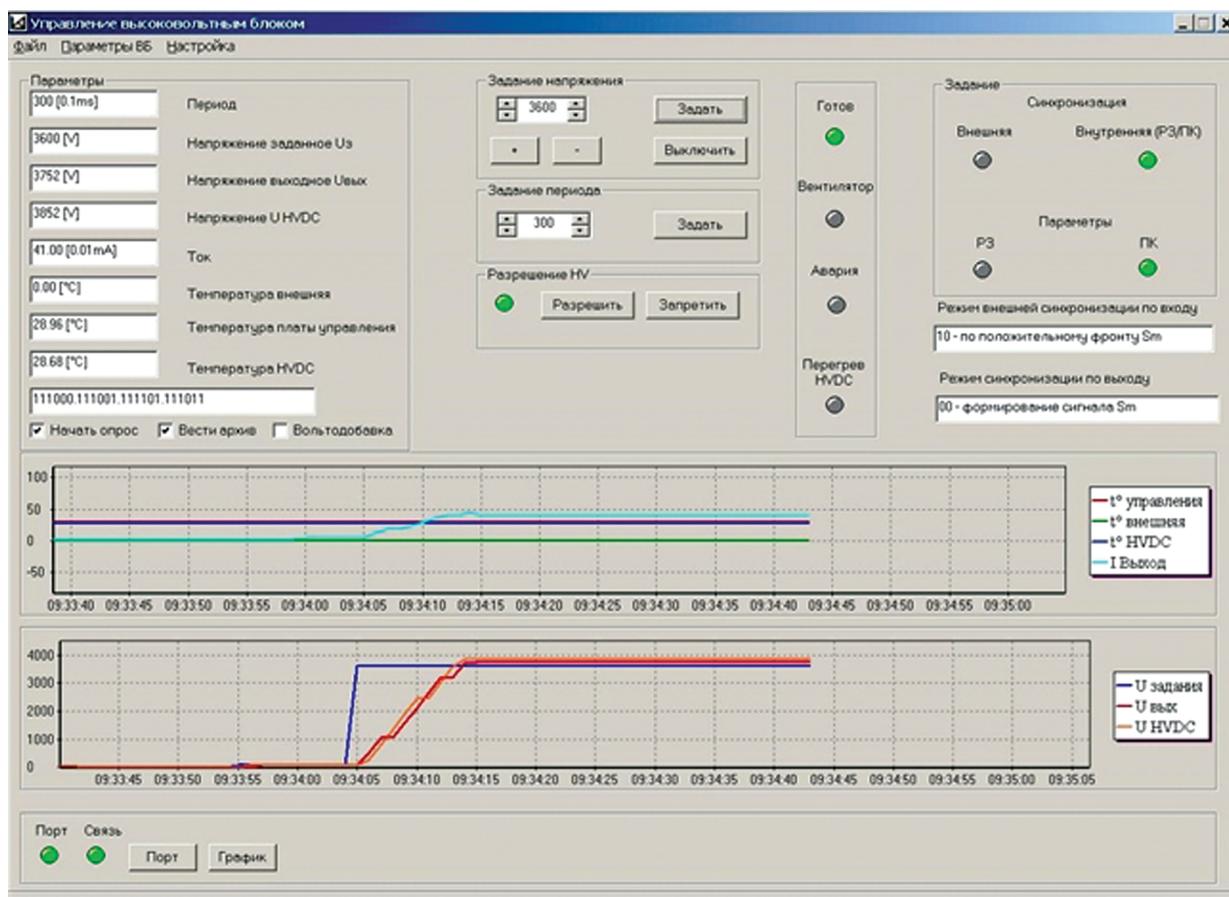


Рис. 9. Окно управления г.в.б.и.

— *окно параметров* с панелями “Тарировочные коэффициенты”, “Синхросигнал”, “Уставки” используется для задания тарировочных коэффициентов цифроаналогового и аналого-цифровых преобразователей, длительности защитных интервалов, режимов синхронизации по входу и выходу; здесь же задаются адрес блока на канале RS-422 и скорость обмена, уставки на ток аварийного отключения г.в.б.и., “ $t^{\circ}$ С включения” и “ $t^{\circ}$ С выключения” вентиляторов охлаждения, “ $t^{\circ}$ С блокировки” и “ $t^{\circ}$ С снятия блокировки” выходного напряжения по причине перегрева формирователя высокого напряжения.

Интерфейс г.в.б.и. интегрирован в состав программного обеспечения оператора автоматизированной системы управления солнечного телескопа СТОП.

#### ТАРИРОВКА Г.В.Б.И.

Основная цель тарировки канала формирования высокого напряжения — обеспечение соответствия цифрового значения амплитуды высокого напряжения на нагрузке с ее цифровым заданием. При генерации напряжения в г.в.б.и. выполняется следующая последовательность

преобразований. Заданное в цифровом виде значение амплитуды  $U_3$  [V] преобразуется цифроаналоговым преобразователем в аналоговый ток  $I_3$  [mA], затем высоковольтным HV DC/DC-преобразователем в аналоговое напряжение  $U_{HV}$  [V]. Фактическое значение  $U_{HV}$  измеряется внешним вольтметром, на выходе которого получаем цифровое значение  $U_{HV}$  и [V], которое в идеальном случае должно быть равно  $U_3$  [V], а на практике может отличаться на 0–5%.

Тарировка заключается в линеаризации переходной характеристики системы в диапазоне задания напряжений. Это осуществляется изменением цифрового значения задания  $U_3$ , поступающего на вход ц.а.п., на цифровое значение  $U_m$ , которое вычисляется контроллером в соответствии с линейным выражением:

$$U_m = \frac{U_3 K_m}{2^N} + K_a, \quad (2)$$

где  $N$  — разрядность ц.а.п.,  $K_m$  и  $K_a$  — коэффициенты, вычисленные в процессе тарировки и загруженные в контроллер управления г.в.б.и.

При тарировке в контроллер устанавливаются начальные значения  $K_m$  и  $K_a$  равными  $2^N$  и 0. Затем оператор задает напряжения  $U_{31}$  и  $U_{32}$  в двух точках диапазона, например 200 В и 3000 В (рис. 9), измеряет внешним вольтметром соответствующие значения  $U_{HV и1}$  и  $U_{HV и2}$  и по нижеследующим формулам вычисляет рабочие значения коэффициентов  $K_m$  и  $K_a$ , которые загружает в контроллер вместо начальных:

$$K_m = 2^N \frac{U_{32} - U_{31}}{U_{HV и2} - U_{HV и1}}, \quad (3)$$

$$K_a = U_{32} - K_m U_{HV и2}.$$

Тарировка осуществляется при постоянной полярности напряжения. Погрешность тарировки зависит от амплитуды и частоты переключения полярности, при этом (в диапазонах изменения напряжения 200–3600 В и частоты переключения от постоянного напряжения до 2000 Гц) отличие  $U_3$  [В] от  $U_{HV и}$  не превосходит 0.39%.

Тарировка других каналов измерения (тока и напряжения, мониторируемых HV DC/DC-преобразователем, и напряжения на выходах HV+ и HV-) так же осуществляется контроллером в соответствии с рассмотренной методикой.

### РАБОТА Г.В.Б.И. В РЕЖИМЕ ВОЛЬТОДОБАВКИ

Напряжение, обеспечивающее заданный сдвиг фаз необыкновенного и обыкновенного лучей электрооптического модулятора, зависит от температуры кристалла, изменение которой за время наблюдения Солнца может достигать десятков градусов. Поэтому в процессе поляризационных измерений для поддержания заданного сдвига фаз  $\varphi_0$ , например равного  $\lambda/2$ , необходимо контролировать температуру оптического кристалла и регулировать управляющее сдвигом фаз напряжение в соответствии с выражением

$$U_{\varphi_0,t} = U_{\varphi_0,t_0} + K(t - t_0), \quad (4)$$

где  $U_{\varphi_0,t_0}$  и  $U_{\varphi_0,t}$  – два различных напряжения на кристалле, при которых сдвиг фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами равен  $\varphi_0$ , а температура в первом случае  $t_0$ , а во втором –  $t$ . Коэффициент  $K$  равен добавке напряжения [В], которая необходима для сохранения заданного сдвига фаз  $\varphi_0$  при изменении температуры кристалла на 1°C. Для определения  $K$  достаточно выполнить два измерения напряжения  $U_{\varphi_0,t}$ , обеспечивающих заданный сдвиг фаз при различных температурах кристалла  $t_0$  и  $t_1$ . Факт соответствия обоих напряжений  $U_{\varphi_0,t_0}$  и  $U_{\varphi_0,t_1}$  требуемому значению сдвига фаз, например  $\lambda/2$ , определяется по параметрам спектров, которые формируются син-

хронно с изменением напряжения, управляющего кристаллом. Значение  $K$  равно:

$$K = \frac{U_{\varphi_0,t_1} - U_{\varphi_0,t_0}}{t_1 - t_0}. \quad (5)$$

Контроллер г.в.б.и. позволяет автоматически изменять управляющее напряжение кристалла (4). Диапазон задаваемых значений  $K$  от 0.0 В/°С до 50.0 В/°С, шаг 0.1 В/°С. Момент изменения вольтодобавки с переключением фаз выходного напряжения не синхронизован. При работе г.в.б.и. под управлением п.к. значение управляющего напряжения рассчитывается компьютером с учетом изменения температуры кристалла. Момент изменения вольтодобавки в этом случае синхронизован с циклом измерения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан генератор высоковольтных биполярных импульсов с регулируемыми значениями частоты переключения (0–2000 Гц) и амплитуды напряжения (300–3600 В), обеспечивающий работу на емкостную нагрузку (до 400 пФ).

Г.в.б.и. формирует высоковольтные биполярные импульсы, действующие значения которых отличаются не более 0.02% (в диапазоне частот переключения от 0 до 200 Гц) и не более 0.036% (в диапазоне 200–2000 Гц). Пульсации при постоянном токе и на плоской вершине импульса при напряжении 3600 В не более 0.6 В (0.017%).

Микроконтроллерное управление генератора обеспечивает формирование импульсов с заданными характеристиками, возможность синхронизации г.в.б.и. с другими устройствами тракта измерений, взаимодействие с оператором и компьютером, а также линейризацию переходной характеристики (от задания до формирования и измерения амплитуды выходного напряжения), вольтодобавку для учета зависимости свойств оптического кристалла от температуры.

Созданный г.в.б.и. входит в составе стокс-магнитографов солнечных телескопов оперативных прогнозов Саянской солнечной и Байкальской астрофизической обсерваторий Института солнечно-земной физики СО РАН, Кисловодской горной астрономической станции Главной (Пулковской) обсерватории РАН.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственная регистрация № 121042900050-6).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бородин А.Н., Домышев Г.Н., Кобанов Н.И., Летунов А.С., Петров А.С., Скоморковский В.И., Чупраков С.А.* // Солнечно-земная физика. 2004. № 6. С. 161.
2. *Бородин А.Н., Петров А.С., Домышев Г.Н., Скоморковский В.И.* Патент на изобретение RU 2248601 С1 // Оpubл. 20.03.2005. Бюл. № 8.
3. <http://okb-horizon.ru/eng/rus/hr-2500.html>
4. [http://mantigora.ru/PHVD\\_manual.pdf](http://mantigora.ru/PHVD_manual.pdf)
5. [https://ixapps.ixys.com/DataSheet/PVX-4450\\_Manual.pdf](https://ixapps.ixys.com/DataSheet/PVX-4450_Manual.pdf)
6. <https://ru.mouser.com/ProductDetail/Advanced-Energy/4C24-P60-H?qs=BZBei1rC-qCC6R9rJ64XrFg%3D%3D>
7. Application Notebook//Ultravolt. Inc. 2011. <https://cal.equipment/doc/Vendors/UltraVolt/OnlineAppNotebook.pdf>
8. <https://datasheet.octopart.com/IXEL40N400-IXYS-datasheet-580629.pdf>
9. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. М.: Бином, 2014. С. 112–114.
10. *Гери О (Gary Aw)* // Силовая электроника. 2007. № 4. С. 28.
11. ГОСТ 27299. С. 5. <https://www.gostexpert.ru/gost/gost-27299-87/download>
12. *Лубков А.А., Лылов С.А., Недосекин А.П., Перебейнос С.В.* // Proceedings 2nd International Conference “Telecommunications, Electronics and Informatics” (ICTEI 2008). Chisinau. Technical University of Moldova. 2008. V. 1. P. 351.
13. *Лубков А.А., Перебейнос С.В., Зотов А.А., Котов В.Н., Лылов С.А.* Патент на полезную модель RU 120297 U1 // Оpubл. 10.09.2012. Бюл. № 25.
14. ProEM EMCCD Camera System.// Princeton Instruments. 2009. Version 1A. P. 55. [https://nstx.pppl.gov/DragNDrop/Operations/Diagnostics\\_&\\_Support\\_Sys/DIMS/ProEM%20System%20Manual.pdf](https://nstx.pppl.gov/DragNDrop/Operations/Diagnostics_&_Support_Sys/DIMS/ProEM%20System%20Manual.pdf)
15. *Пещеров В.С., Григорьев В.М., Свидский П.М., Бевзов А.Н., Будников К.И., Власов С.В., Зотов А.А., Котов В.Н., Китов А.К., Лубков А.А., Лылов С.А., Перебейнос С.В.* // Автометрия. 2013. № 6. С. 62.

## АНАЛИЗ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

© 2021 г. Р. Р. Исмагилов<sup>а,\*</sup>, А. Б. Логинов<sup>а</sup>, С. А. Малыхин<sup>а</sup>,  
В. И. Клещ<sup>а</sup>, А. Н. Образцов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, строение 2

\*e-mail: ismagil@polly.phys.msu.ru

Поступила в редакцию 25.02.2021 г.

После доработки 17.03.2021 г.

Принята к публикации 19.03.2021 г.

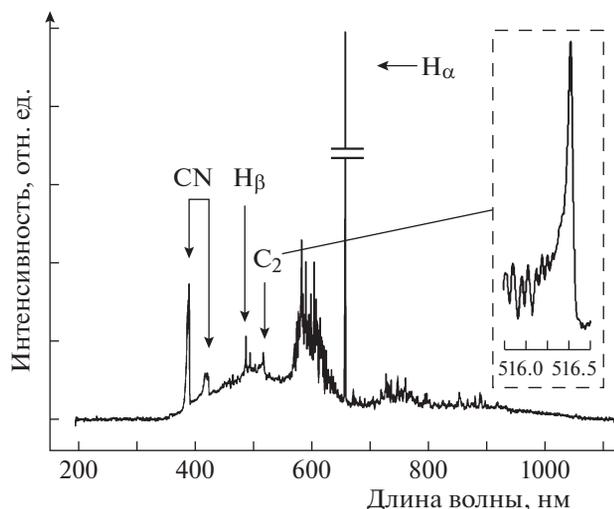
Описана автоматизированная установка, позволяющая получать карты пространственного распределения состава и интенсивности компонент оптических эмиссионных спектров активированной газовой среды, а также проводить термометрию методами машинного обучения, основанного на быстром сопоставлении расчетных и экспериментально регистрируемых спектров излучения. Интерпретируемый язык программирования Python с набором специализированных библиотек использовался как для автоматизации регистрации спектров, так и для их анализа с помощью методов машинного обучения. Установка апробирована на примере метан-водородной газовой среды, активированной разрядом постоянного тока, в установке по плазмохимическому осаждению углеродных наноматериалов. Программные средства автоматизированной установки позволяют дополнить методику измерений посредством включения дополнительных программных модулей без изменения программного кода основной управляющей программы.

DOI: 10.31857/S0032816221040170

### ВВЕДЕНИЕ

Низкотемпературная газоразрядная плазма нашла широкое применение в различных областях современной науки и техники. В частности, она используется в качестве источника света, в полупроводниковой промышленности, в технологических процессах микроэлектроники, в разнообразных процессах поверхностной модификации материалов, напыления и осаждения покрытий, в качестве активной среды космических электрореактивных двигателей и др. [1]. Разнообразные применения газоразрядной плазмы стимулировали ее интенсивное изучение в течение длительного времени. В литературе представлено огромное количество экспериментальных фактов и различных теоретических построений о свойствах газоразрядной плазмы и определяющих их механизмах. Тем не менее, сложность протекающих в плазме явлений и взаимозависимости их многочисленных параметров запутанных явлений привела к тому, что до сих пор существует множество открытых вопросов и задач, решение которых необходимо для реализации потенциала практического использования низкотемпературной газоразрядной плазмы.

Среди различных методов, используемых при изучении активированных газовых сред, одним из наиболее информативных является оптическая эмиссионная спектроскопия (о.э.с.). В этом методе сочетаются высокая информативность и отсутствие воздействия на исследуемую среду, что представляется исключительно важным при изучении низкотемпературной плазмы газовых разрядов. Метод о.э.с. состоит в регистрации и анализе спектров оптического излучения, возникающего при рекомбинации активированных компонент плазмы. В качестве примера на рис. 1 представлен типичный спектр излучения тлеющего разряда в газовой смеси, поддерживаемого в плазмохимическом реакторе, который используется для получения углеродных пленочных наноматериалов из углеводородной газовой среды. В подавляющем большинстве случаев в спектрах активированной газовой смеси, содержащей углеводородные компоненты, регистрируются линии, соответствующие относительно небольшому количеству соединений. Наиболее типичными из них являются соединения C<sub>2</sub>, CH, CN, атомарный и молекулярный водород. Помимо фиксации наличия линий определенных частиц, метод о.э.с. позволяет до-



**Рис. 1.** Характерный вид о.э.с.-спектра газоразрядной углеводородной плазмы. На вставке — фрагмент спектра, полученный с высоким разрешением.

статочно легко оценить температуру электронов, например, сравнением интенсивностей эмиссионных линий атомарного водорода.

Одним из существенных недостатков метода о.э.с. является сложность интерпретации регистрируемых спектров. С практической точки зрения наиболее удобным представляется регистрация спектров с помощью многоканальных систем, позволяющих быстрый анализ в достаточно широком спектральном диапазоне. В то же время подобные системы, как правило, обладают спектральными характеристиками, недостаточными для разрешения отдельных участков спектра, что особенно важно в случае групп близкорасположенных или перекрывающихся между собой линий. Для исключения подобных проблем представляется целесообразной регистрация выбранных участков спектра приборами с более высоким спектральным разрешением.

Так, например, для того чтобы спектрально разрешить структуру колебательно-вращательных молекулярных переходов и определить вращательные, колебательные температуры привлекают спектрометры высокого разрешения [2], техническая сложность и стоимость которых затрудняют их массовое использование в рутинных измерениях. Недавние публикации показывают, что эффективное преодоление обусловленных этими обстоятельствами проблем оказывается возможным с помощью комбинации экспериментальных и расчетных методик изучения о.э.с. (см. например, [3]). В рамках модели, которая предполагает бoльцмановское распределение заселенности уровней, близкорасположенные вращательные и колебательные линии двухатомных частиц могут быть рассчитаны путем задания

только двух параметров — вращательной температуры  $T_{вр}$  и колебательной температуры  $T_{кол}$ . Сопоставляя анализируемый экспериментальный спектр с расчетными спектрами, которые соответствуют множеству пар чисел  $(T_{вр}, T_{кол})_i$ , можно получить их значения, наилучшим образом совпадающие с экспериментальными данными. К существенным недостаткам такого метода “сравнения экспериментального с модельным” можно отнести высокую субъективность сравнения и значительные временные затраты, необходимые на поиск наиболее подходящего расчетного спектра. В частности, этот недостаток проявляется при использовании данных, полученных для ограниченного числа точек в пространстве, занятом исследуемой активированной газовой средой, (см., например, [3]). Однако развитие методов машинного обучения и доступность открытых библиотек, которые реализуют эти методы, позволяют значительно сократить время поиска подходящего расчетного спектра и снизить субъективность сравнения спектров. Высокая скорость обработки большого массива спектров методом сравнения, обеспечиваемая “обученным интеллектом”, позволила создать прототип установки, объединяющей возможности анализа о.э.с.-спектров, регистрируемых для локальных областей плазмы, и пространственное сканирование всей области, занятой плазмой.

В данной работе представлено описание разработанной автоматизированной сканирующей установки, позволяющей регистрацию о.э.с. Установка также позволяет создавать карты распределения интенсивности отдельных спектральных компонент, а также осуществлять обработку собираемых данных для определения ключевых параметров низкотемпературной плазмы.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

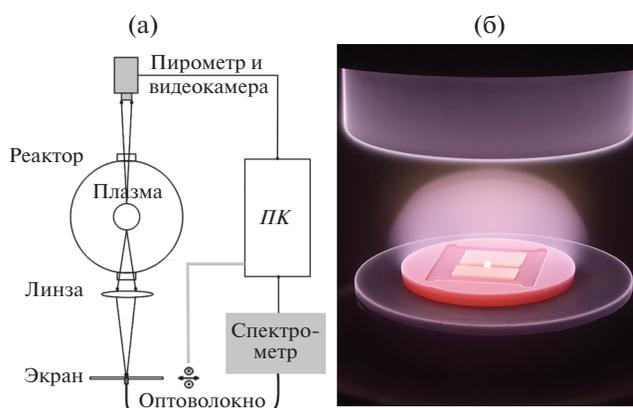
В качестве объекта спектроскопических исследований использовался тлеющий разряд постоянного тока, который возбуждается в метановодородной газовой смеси при давлении 0.1 атм в ходе осаждения различных углеродных наноматериалов (см., например, [4]). Концентрация метана в такого рода процессах, как правило, составляет от 0.1 до 15%. Для регистрации спектров излучения газоразрядной плазмы была разработана установка, схема которой приведена на рис. 2а. Излучение активированной газовой среды, проходя сквозь кварцевое окно реакционной камеры, фокусировалось кварцевой линзой на экран таким образом, что можно было наблюдать перевернутое изображение плазменного столба на экране. Оптические элементы располагались так, чтобы источник света (плазма) и изображения (экран) находились на двойном фокусном рас-

стоянии от линзы. Экран, установленный на століке с вертикальной и горизонтальными микроподачами, имел сквозное отверстие  $\varnothing 1$  мм, в котором с обратной стороны экрана был закреплен оптоволоконный световод. По световоду излучение попадало на входную щель спектрометра. Таким образом, изменяя положение экрана с отверстием, можно было направлять в спектрометр и анализировать спектр излучения от различных областей плазменного столба в межэлектродном промежутке. В качестве спектрометра был использован малогабаритный быстродействующий спектрометр Plasma Process Monitor C10346 фирмы Hamamatsu, обладающий удовлетворительным оптическим разрешением 0.7 нм, что позволяет проводить идентификацию линий в регистрируемых спектрах. Данный прибор способен регистрировать излучение в диапазоне 192–956 нм. Наличие второго окна в реакционной камере позволяет осуществлять видео- и фотосъемку, а также проводить измерение температуры подложки с помощью оптического пирометра. В данной работе использовался пирометр Cyclops компании AMATEK land.

В качестве примера на рис. 2б представлена фотография области газового разряда в межэлектродном пространстве при осаждении углеродной пленки на подложки, расположенные на нижнем электроде. В спектре о.э.с. такого разряда обычно хорошо различимы линии свечения атомарного водорода серии Бальмера  $H_{\alpha}$ ,  $H_{\beta}$  (656.2 нм и 486.1 нм, соответственно), которые использовались для определения электронной температуры методом относительных интенсивностей [1]. Данный метод часто используется для определения электронной температуры плазмы, находящейся в условии локального термодинамического равновесия. Это условие осуществляется в случае, если заселенность верхних энергетических уровней возбужденного атома обеспечивается электронным ударом. Также в спектре наблюдаются широкая полоса излучения молекулы водорода 560–650 нм и молекулярная полоса излучения, соответствующая димерам  $C_2$  500–520 нм. Последняя полоса соответствует системе переходов Свана  $d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$  с максимальной интенсивной линией ( $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$ ) на длине волны, равной 516.5 нм. Эта система полос использовалась для определения колебательной и вращательной температур активированной газовой среды.

### АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

С целью достижения автоматического сканирования изображения свечения активированной газовой среды горизонтальные и вертикальные микроподачи были снабжены двумя шаговыми двигателями Nema 17HS4401 (с драйверами на ба-



**Рис. 2.** Схема установки для регистрации эмиссионных спектров газоразрядной плазмы (а, стрелки у экрана обозначают возможность его горизонтального и вертикального перемещений; ПК – персональный компьютер); б – вид реакционной камеры (диаметр ниобевого держателя подложки, выполненный в виде диска с выемкой, составляет 40 мм).

зе микросхемы DRV8825), которые приводили в движение экран и закрепленный на нем световод в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Персональным компьютером ПК с помощью соответствующей программы через USB-соединения осуществлялись как управление работой двигателей (с помощью микроконтроллерной платформы Arduino Nano [5]), так и сбор и анализ информации, поступающей от спектрометра. Программные и аппаратные средства позволили сопоставлять каждой точке пространства (x, y) в заданном прямоугольнике сканирования соответствующий спектр, подобный тому, который представлен на рис. 1. Программное обеспечение было написано на интерпретируемом языке Python с использованием различных библиотек, включая PyQt5, numpy, pandas, pymata3, matplotlib.

С целью реализации метода сравнения модельного и экспериментального спектров был создан большой массив модельных, синтетических спектров электронно-колебательно-вращательных переходов для димеров  $C_2$ . Для этого использовалась хорошо развитая и описанная теория излучения двухатомных молекул [6]. Интенсивность вращательных переходов для фиксированного колебательного перехода вычисляется по формуле:

$$I_{J,J'} = \text{const} \times \nu_{J,J'}^4 \left\{ \frac{-F(J)}{kT_{вр}} \right\} S_{J,J'} q_{v,v''},$$

где  $\nu_{J,J'}$ ,  $\text{см}^{-1}$  – частота перехода  $J \rightarrow J'$ ;  $F(J)$  – вращательный терм, соответствующий вращательному квантовому числу  $J$ ;  $S_{J,J'}$  – фактор интенсивности во вращательной структуре (фактор Хенля–Лондона);  $q_{v,v''}$  – фактор Франка–Кондона;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_{вр}$  – вращатель-

ная температура, в некоторых случаях отождествляемая с температурой газа неравновесной плазмы (значения упомянутых факторов и формулы для вычисления термов для димеров  $C_2$  можно найти в [6]). После этого вычисленный спектр, состоящий из набора “бесконечно” узких линий определенной интенсивности, подвергся операции свертки с эффективной аппаратной функцией, полуширина которой определялась по полуширине экспериментально определенной линии излучения атома водорода  $H_\beta$ . Для выбранного спектрометра и собранного оптического стенда полуширина составила 1.5 нм. Всего было отобрано 40 каналов информации вблизи линии излучения димеров  $C_2$ , покрывающие диапазон от 505.2 до 518.4 нм. Модельные спектры в этой окрестности приводились в соответствие с экспериментальными. В частности, проводилась нормировка по интенсивности, при которой максимальная интенсивность системы Свана (0,0) принималась равной единице; осуществлялось совмещение экспериментальных и модельных каналов информации. В результате работы были получены и приведены в единый вид 115 521 синтетический спектр, охватывающий прямоугольную сетку с вращательной температурой  $T_{вр}$  в диапазоне от 500 до 6000 К (с шагом 1 К) и с колебательной температурой  $T_{кол}$  в диапазоне от 2000 до 3000 К (с шагом 50 К).

Применение методов машинного обучения осуществлялось с помощью открытых библиотек с интерфейсом для языка программирования Python. Регрессионные классификаторы Random Forest, XGboost использовались из библиотеки scikit-learn. Создание и обучение плотных нейронных сетей осуществлялись с помощью библиотеки Keras, являющейся удобной надстройкой над библиотекой TensorFlow от компании Google.

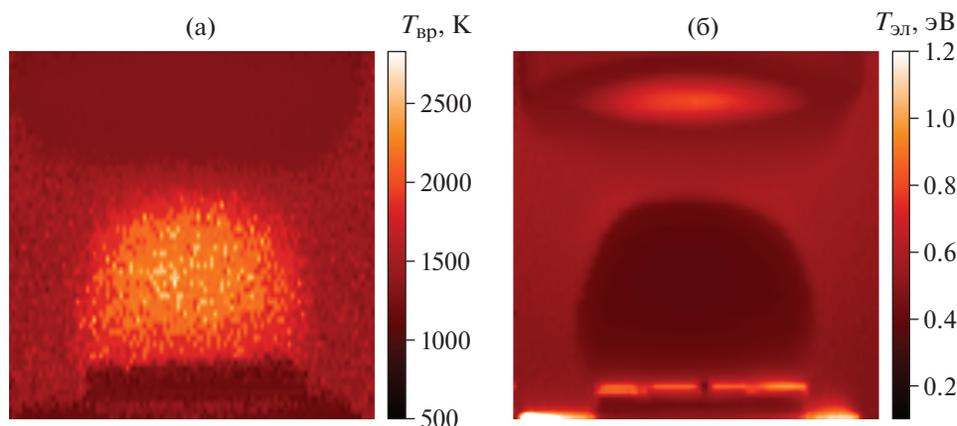
Синтетические спектры случайным образом делились на обучающую выборку и проверочную выборку в соотношении 80% и 20%. В ходе работы осуществлялся поиск оптимальных, специфичных для каждого алгоритма параметров. Одним из нескольких критериев успеха служила низкая среднеквадратичная ошибка обученного “интеллекта” при анализе им экзаменационных спектров из проверочной выборки. Среднеквадратичное отклонение (ошибка) истинных значений температуры от предсказанных значений определялось по формуле

$$\Delta = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (T_i - \hat{T}_i)^2},$$

где  $\Delta$  – среднеквадратичное отклонение,  $N$  – количество спектров в проверочной выборке,  $T_i$  – истинная температура  $i$ -го расчетного спектра из проверочной выборки,  $\hat{T}_i$  – предсказанная темпе-

ратура для  $i$ -го расчетного спектра из проверочной выборки. Для RandomForest реализованный в пакете scikit-learn (версия 21.3) поиск оптимальных параметров осуществлялся специальными дополнительными инструментами RandomizedSearchCV и GridSearchCV из того же пакета. Для XGboost варьировались количество “деревьев с градиентным усилением” и максимальная глубина “дерева”. Для нейронных сетей проводилась оптимизация архитектуры, заключающаяся в вариации числа слоев, количества узлов в слое, а также передаточных функций (использовались плотные сети, т.е. каждый нейрон был связан со всеми нейронами следующего слоя). Размерность входного слоя нейронной сети была равна 39, что на единицу меньше каналов спектроскопических данных, и получена путем исключения неинформативного канала с постоянным максимальным значением интенсивности. Размерность выходного слоя равнялась двум, что соответствовало искомому ответу регрессионной задачи –  $T_{вр}$  и  $T_{кол}$ . В отличие от ранее использованных подходов, данные для нейронных сетей подвергались дополнительной нормировке по тренировочной выборке. Нормировка каждого канала информации подразумевает уменьшение данных каждого канала на соответствующее среднее по каналу данных из тренировочной выборки и последующее деление на соответствующее среднеквадратичное отклонение по каналу данных из той же выборки. В результате таких операций для данных из тренировочной выборки среднее по любому каналу равно 0, а среднеквадратичное отклонение по любому каналу равно 1; в то время как для данных из проверочной выборки эти характеристики близки к соответствующим значениям 0 и 1, но не равны им. При обучении нейронной сети использовался имеющийся в библиотеке оптимизатор RMSprop с параметрами, которые были выставлены по умолчанию. Для исследованных трех подходов были достигнуты различные результаты, описание лучших из них представлено ниже.

Оптимизированный классификатор Random Forest в ансамбле состоял из 1000 деревьев. Пороговое значение для минимального количества выборок, которое должно быть в листовом узле, было установлено равным 1, а пороговое значение для минимального количества выборок, требуемого для разделения внутреннего узла, было установлено равным 5. Максимальная глубина дерева составила 40. Другие параметры были оставлены по умолчанию. Среднеквадратичная ошибка определения вращательной и колебательной температур такого классификатора при анализе экзаменационных спектров из проверочной выборки составила 1.6 К и 1.7 К, соответственно. Наилучшая спроектированная нейронная сеть состояла всего лишь из одного дополни-



**Рис. 3.** Карты распределений параметров активированной метан-водородной газовой смеси (концентрация метана 9.7%, давление 0.1 атм, сила тока 6.5 А, напряжение 700 В), полученные автоматизированной сканирующей установкой: **а** – распределение вращательной температуры, определенное по спектрам излучения димеров  $C_2$  методом сравнения экспериментального спектра с модельным, используя технику машинного обучения; **б** – распределение электронной температуры, полученное методом относительных интенсивностей линии свечения атомарного водорода  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ .

тельного скрытого слоя, содержащая 390 узлов. Среднеквадратичная ошибка определения вращательной температуры составила 17 К, колебательной температуры – 6 К. Наилучший результат для XGboost был достигнут в случае, когда число деревьев было 10000, максимальная глубина дерева – 30, другие параметры – по умолчанию. Среднеквадратичная ошибка определения вращательной температуры составила 1.3 К, колебательной температуры – 5 К. Стоит отметить, что необходимый объем памяти для хранения обученной системы, реализующий RandomForest с перечисленными выше параметрами, составляет 2.7 Гбайт, в то время как для хранения обученной нейронной сети с простой структурой сети (39-390-2) требуется значительно меньше – 151 Кбайт. Для XGboost требуется 281 Мбайт памяти на персональном компьютере.

В рамках автоматизации экспериментальной установки на том же языке программирования Python была реализована возможность определения электронной температуры методом относительных интенсивностей, а также возможность отображения интенсивности любой линии излучения.

### АПРОБАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

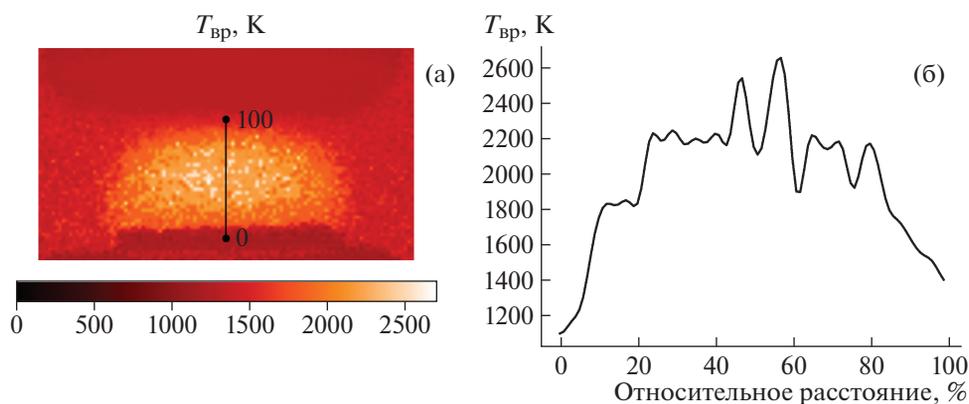
С помощью созданной установки были получены карты распределения ключевых характеристик тлеющего разряда постоянного тока. В качестве примера на рис. 3 представлены пространственные распределения вращательной температуры и электронной температуры активированной метан-водородной газовой смеси (концентрация метана 9.7%, давление 0.1 атм, сила тока 6.5 А, напряже-

ние 700 В). На рис. 4 представлен профиль распределения вращательной температуры вдоль линии, соединяющей центры цилиндрических электродов. Детали и дополнительные результаты использования созданной установки представлены в работе [7].

Стоит отметить, что аналогичные зависимости (см. рис. 3 и 4) для температуры газа, в некоторых случаях отождествляемой с вращательной температурой  $T_{вр}$ , были предсказаны компьютерной жидкостной моделью разряда постоянного тока в смеси водорода и метана при 50–200 Торр [8]. Кроме того, вблизи подложки вращательная температура  $T_{вр}$  соизмерима с температурой самой подложки, определенной с помощью пирометра. Эти наблюдения косвенно свидетельствуют о корректности работы автоматизированной установки и правильности выбора димеров  $C_2$  в качестве источника информации о температуре газовой среды.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана автоматизированная установка, позволяющая измерять спектральные характеристики активированной газовой среды. В частности, созданная сканирующая установка позволяет определять следующие пространственные и временные распределения параметров: вращательной и колебательной температур; температуры возбуждения атомарного водорода, которая в определенных случаях равна температуре свободных электронов; любой линии излучения, выбранной из широкого спектра. Установка успешно апробирована при изучении газового разряда постоянного тока в ходе осаждения углеродных наноматериалов. Разработанное программное обеспечение может



**Рис. 4.** Профиль распределения вращательной температуры (б) вдоль линии, представленной на двумерной карте распределения  $T_{вр}$  (а).

быть легко адаптировано под другое оборудование и другие задачи путем написания дополнительных программных пакетов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-00203).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фортон В.* Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Т. II. Кн. II. М.: Наука, 2000.
2. *Carbone E., D'Isa F., Hecimovic A., Fantz U.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2020. V. 29. № 5. P. 055003. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab74b4>
3. *Шавелкина М., Амиров Р., Кавыришин Д., Чиннов В.* // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. № 3. С. 327. <https://doi.org/10.31857/S0040364420030163>
4. *Золотухин А.А., Образцов А.Н., Устинов А.О., Волков А.П.* // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. С. 1291. <https://doi.org/10.1134/1.1641898>
5. <https://store.arduino.cc/arduino-nano>
6. *Очкин В.* Спектроскопия низкотемпературной плазмы. М.: Физматлит, 2006.
7. *Ismagilov R., Kudarenko I., Malykhin S., Babin S., Loginov A., Kleshch V., Obraztsov A.* arXiv:2011.12647
8. *Kostiuk S., Mankelevich Y.A., Rakhimov A., Suetin N.* // Proc Phys. Technol. Inst Moscow. 2000. V. 16. P. 38.

## К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ “РЕНТГЕНОВСКОЙ ЯМЫ” В РЕЖИМАХ ОМИЧЕСКОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСНОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ Л-2М

© 2021 г. А. И. Мещеряков<sup>а,\*</sup>, И. А. Гришина<sup>а,\*\*</sup>, И. Ю. Вафин<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

\*e-mail: meshch@fpl.gpi.ru

\*\*e-mail: grishina@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 26.03.2021 г.

После доработки 13.04.2021 г.

Принята к публикации 19.04.2021 г.

Предпринята попытка обнаружить путем прямых спектральных измерений явление “рентгеновской ямы” в различных режимах нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. Явлением “рентгеновской ямы” называют аномально сильное поглощение мягкого рентгеновского излучения плазмы при его прохождении через бериллиевые фольги толщиной 90 мкм и более, которое наблюдалось на токамаке Т-11М и ряде других токамаков. В эксперименте использованы сканирующий спектрометр и многохордовая диагностика мягкого рентгеновского излучения. Показано, что при параметрах плазмы, близких к параметрам плазмы на токамаке Т-11М, на стеллараторе Л-2М не удалось зарегистрировать явление “рентгеновской ямы” ни в режиме омического нагрева, ни в режиме электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы.

DOI: 10.31857/S0032816221050104

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В статье [1] описано явление возникновения “рентгеновской ямы” на токамаке Т-11М. Термином “рентгеновская яма” автор обозначил аномально сильное поглощение интенсивности мягкого рентгеновского излучения (м.р.и.) плазменного шнура при его прохождении через бериллиевые фольги толщиной 90 мкм и более. Это явление возникает в условиях сравнительно низкой электронной температуры плазмы (~200–400 эВ) и низкой электронной плотности ( $n_e \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ). При этом автор ссылается на эксперименты на более старых токамаках Т-3М и Т-4, где подобные явления тоже наблюдались. В работе [1] приведена зависимость от плотности интенсивности м.р.и., прошедшего через бериллиевые фольги с толщинами 30 и 90 мкм. Согласно этой зависимости, при плотностях плазмы  $n_e < 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  поглощение в более толстой фольге становится непропорционально большим по сравнению с тонкой фольгой.

Автором для объяснения этого явления сделано предположение об “обеднении” максвелловского распределения электронов по энергии за счет электронов с энергией, превышающей тепловую в несколько раз. В качестве вероятной при-

чины такого “обеднения” предложен аномальный перенос электронного тепла вдоль слабо возмущенного тороидального магнитного поля (модель “магнитного флаттера” [2]). Перенос энергии электронов вдоль силовых линий магнитного поля как вероятная причина возникновения аномальной теплопроводности плазмы в токамаках при наличии флуктуаций магнитного поля также активно обсуждался в работах [3, 4].

Подобный процесс обеднения функции распределения электронов в определенной области энергий неизбежно должен отразиться на виде спектра м.р.и. — в спектре должен появиться провал. Однако в статье [1] не приведено спектров, которые могли бы наглядно продемонстрировать обнаруженное явление возникновения “рентгеновской ямы” на токамаке Т-11М.

Стелларатор Л-2М является установкой, которая в режиме омического нагрева по таким параметрам плазмы, как электронная температура и плотность, достаточно близка к токамаку Т-11М [5]. Кроме того, на стеллараторе Л-2М имеется комплекс диагностик м.р.и., состоящий из двух спектрометров м.р.и. и многохордовой диагностики м.р.и. В связи с этим авторами данной статьи была предпринята попытка обнаружить явление “рентгеновской ямы” путем непосредствен-

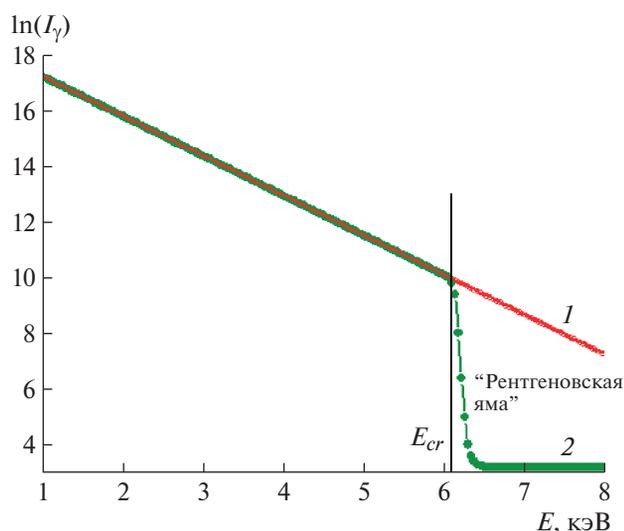


Рис. 1. Форма спектра м.р.и., использованная при моделировании “рентгеновской ямы”. 1 – максвелловский спектр, 2 – спектр, использованный при моделировании.

ного измерения спектров и интенсивности м.р.и. с помощью перечисленных выше диагностик.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на стеллараторе Л-2М в режимах омического [6] и электронного циклотронного резонансного (э.ц.р.) [7] нагрева плазмы. Л-2М – это классический двухзаходный стелларатор ( $l = 2$ ,  $N = 7$ ) с большим радиусом тора,  $R = 1$  м, радиусом плазмы  $a = 0.115$  м и тороидальным магнитным полем  $B_0 = 1.34$  Тл. Угол вращательного преобразования, создаваемый магнитной системой, меняется от  $\iota = 0.18$  на магнитной оси системы до  $\iota = 0.78$  на границе плазмы. При измерениях спектров использовался сканирующий спектрометр м.р.и. [8] с разрешением 320 эВ и скоростью счета  $1.5 \cdot 10^5$  импульсов/с. С его помощью можно регистрировать SXR-спектры в диапазоне энергий от 1 до 80 кэВ. В приборе использован кремниевый детектор, легированный литием Si(Li). Обработка сигналов осуществлялась с помощью процессора импульсных сигналов SBS-78 (производитель Green star). В спектрометре были использованы фильтры из бериллия. Помимо фильтра толщиной 100 мкм, экранирующего детектор, возможно использовать дополнительные входные бериллиевые фильтры с толщинами 100, 180, 530 и 670 мкм.

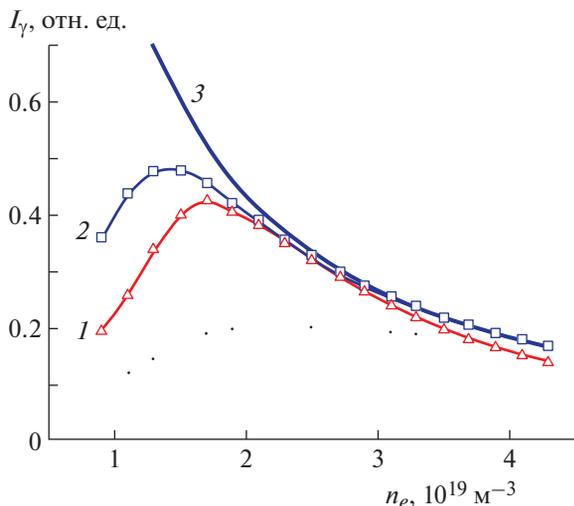
Интенсивность м.р.и. измеряли с помощью многохордовой диагностики м.р.и. [9]. Детектирование интенсивности м.р.и. плазмы осуществляли по семи хордам в поперечном сечении тороидальной камеры стелларатора. В диагностической си-

стеме использованы кремниевые поверхностно-барьерные диоды типа ORTEC. В состав системы входят: линейка детекторов, усилители и аналого-цифровой преобразователь. Детекторы и усилители размещены в едином корпусе и изолированы от вакуумной части стелларатора бериллиевой фольгой толщиной 30 мкм. Электронную температуру плазмы измеряли методом фильтров. На каждой хорде размещали по два детектора – открытый и закрытый дополнительной бериллиевой фольгой. Диагностическую систему откачивали автономно до давления  $1 \cdot 10^{-2}$  Торр, с ее помощью непрерывно в течение импульса измеряли радиальные распределения интенсивности м.р.и. и температуры электронов в поперечном сечении плазмы.

## 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТА “РЕНТГЕНОВСКОЙ ЯМЫ”

Наличие эффекта “рентгеновской ямы” предполагает, что в спектре м.р.и. имеется провал в области энергий, в несколько раз превышающих тепловую. Для того чтобы определить область энергий, где следует искать этот провал, было предпринято моделирование. При моделировании считалось, что спектр м.р.и. плазмы обрывается на некоторой критической энергии  $E_{cr}$  (рис. 1). При этом полагалось, что при энергиях  $E < E_{cr}$  спектр излучения является максвелловским. Кроме того, при моделировании считалось, что энергия  $E_{cr}$  линейно меняется с увеличением плотности плазмы, а температура плазмы незначительно возрастает при уменьшении плотности, что обычно наблюдается в экспериментах в режиме омического нагрева на тороидальных магнитных ловушках. Моделирование было проведено для температуры плазмы  $T_e = 300$  эВ при плотности  $n_e = 4 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, что примерно соответствует условиям эксперимента на токамаке Т-11М в режиме омического нагрева [1].

Было выполнено моделирование прохождения излучения с “провальным” спектром через фольги толщинами 30 и 90 мкм, рассчитывалась интегральная интенсивность, приходящаяся на соответствующий детектор. Построены зависимости от плотности плазмы интегрального излучения, нормированного на квадрат электронной плотности (поскольку в первом приближении можно считать, что интенсивность м.р.и. плазмы пропорциональна квадрату электронной плотности), для двух детекторов с различными фольгами (рис. 2). Эти зависимости аналогичны экспериментальным зависимостям из статьи [1]. Согласно рис. 2, интенсивности излучения, прошедшего через две различные фольги, начинают заметно отличаться при плотностях меньше  $1.5 \cdot 10^{19}$  м<sup>-3</sup>, что соответствует значению критической энергии порядка

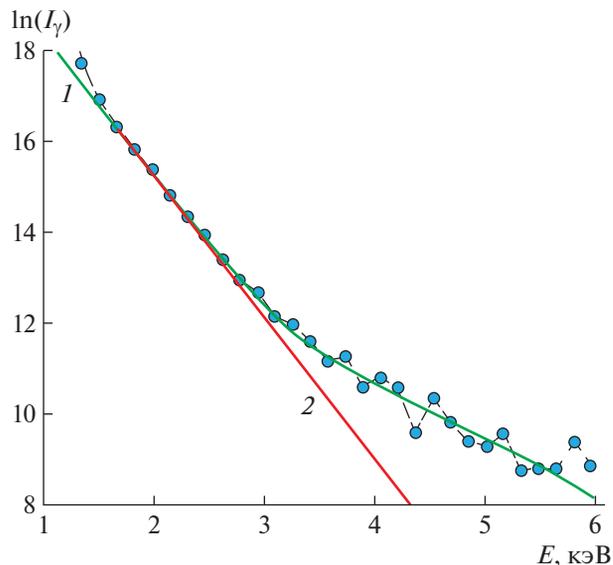


**Рис. 2.** Моделирование “рентгеновской ямы”. Зависимость интенсивности м.р.и., прошедшего через бериллиевые фольги толщинами 90 (1) и 30 мкм (2), от плотности. Кривая 3 – результаты моделирования интенсивности мягкого рентгеновского излучения, прошедшего через фольгу толщиной 30 мкм, при изменении электронной температуры плазмы от 300 эВ ( $n_e = 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ) до 400 эВ ( $n_e = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ).

2.5 кэВ. Таким образом, моделирование показывает, что для плотности  $\sim 1.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и температуры плазмы  $\sim 330$  эВ или чуть выше (это именно те значения параметров, при которых наблюдалось расхождение сигналов детекторов, закрытых фольгами 30 и 90 мкм в статье [1]) провал в спектре м.р.и. следует искать в области энергий вблизи 2.5 кэВ ( $\sim 7T_e$ ).

#### 4. СПЕКТРЫ М.Р.И. В РЕЖИМЕ ОМИЧЕСКОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

В режиме омического нагрева типичные параметры плазмы близки к соответствующим параметрам токамака Т11-М:  $T_e = 250\text{--}350$  эВ,  $n_e = (0.8\text{--}2.5) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . До начала эксперимента была проведена процедура боронизации вакуумной камеры, которая позволила снизить содержание примесей в плазме и обеспечить низкие значения эффективного заряда плазмы,  $Z_{eff} \sim 1.5\text{--}2$  [10]. Спектры м.р.и. измерялись по центральной хорде. На рис. 3 показан спектр м.р.и., измеренный при  $T_e = 320$  эВ и  $n_e = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Параметры разряда были следующими: плазменный ток  $I_p = 20$  кА, напряжение на обходе  $U_{loop} = 2.5$  В, а мощность омического нагрева соответственно составляла  $P_{oh} = 50$  кВт. Согласно рис. 3, в области энергий  $E = (5\text{--}7)T_e$  падения интенсивности излучения в спектре м.р.и. не наблюдается, а напротив, спектр начинает отклоняться от максвелловского в сторону увеличения интенсивности. Это отклонение



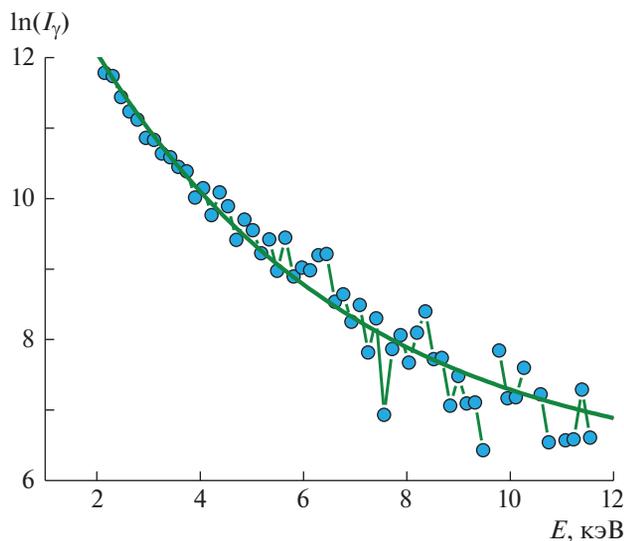
**Рис. 3.** Спектр м.р.и., измеренный на стеллараторе Л-2М в режиме омического нагрева при  $T_e = 320$  эВ и  $n_e = 1.1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  (1). Прямая 2 соответствует максвелловскому спектру м.р.и.

связано с ускорением электронов в продольном электрическом поле [11]. Кроме того, в условиях омического нагрева возможно возбуждение плазменных волн и поглощение их электронами, что также приводит к отклонениям измеренного спектра от максвелловского в сторону увеличения его интенсивности [11].

#### 5. СПЕКТРЫ М.Р.И. В РЕЖИМЕ Э.Ц.Р.-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

В режиме э.ц.р.-нагрева также были предприняты попытки обнаружить провал в спектрах м.р.и. плазмы. Эксперименты проводились в условиях предварительной боронизации вакуумной камеры, что обеспечивало эффективный заряд плазмы  $Z_{eff} = 1.5\text{--}2.5$  [12]. Спектры измерялись по хорде, проходящей через область нагрева плазмы [13]. Сбор данных проводился в течение нескольких импульсов установки. На рис. 4 показан типичный спектр м.р.и., измеренный в режиме центрального э.ц.р.-нагрева при мощности нагрева  $P_{ECRH} = 250$  кВт. Параметры плазмы были следующими:  $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $T_e = 750$  эВ. В области  $E = (5\text{--}7)T_e$  падения интенсивности излучения в SXR-спектре также не обнаружено. Спектр м.р.и. имеет искривленную форму в диапазоне энергий от 2 до 12 кэВ, причем отклонение от максвелловского спектра происходит в сторону увеличения интенсивности излучения.

С помощью многохордовой диагностики м.р.и. в режиме э.ц.р.-нагрева была измерена зависи-

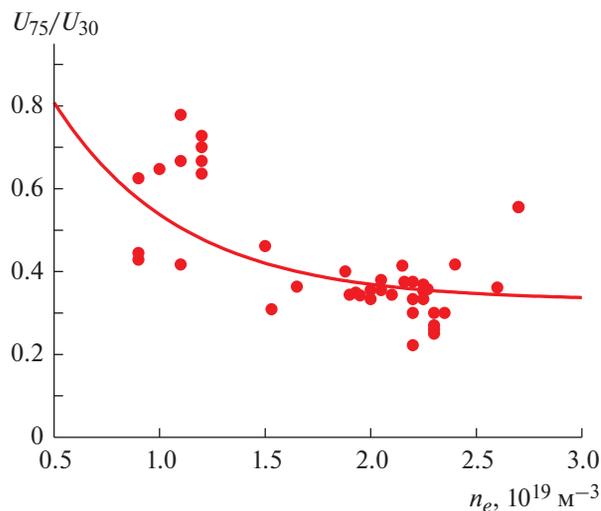


**Рис. 4.** Спектр м.р.и., измеренный на стеллараторе Л-2М в режиме центрального э.ц.р.-нагрева при мощности нагрева  $P_{ECRH} = 250$  кВт. Параметры плазмы:  $n_e = 1.7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $T_e = 750$  эВ. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных точек.

мость отношения сигналов двух детекторов, измеряющих интенсивности м.р.и. плазмы, от плотности. При этом один детектор был закрыт фольгой толщиной 75 мкм, а другой – 30 мкм (рис. 5). Оба детектора измеряли интенсивность м.р.и. плазмы по хорде, проходящей через область нагрева плазмы. Параметры плазмы были следующими:  $n_e = (0.8\text{--}2.8) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и  $T_e = 650\text{--}900$  эВ. Как следует из [1], при наличии “рентгеновской ямы” отношение сигналов детекторов должно уменьшаться при плотности плазмы меньше  $n_e = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Однако, согласно рис. 5, с уменьшением плотности плазмы отношение сигналов двух детекторов непрерывно возрастает. Это означает, что в этих экспериментальных условиях эффекта “рентгеновской ямы” также не наблюдается.

## 6. ВЫВОДЫ

В статье исследованы спектры мягкого рентгеновского излучения плазмы в различных режимах работы стелларатора Л-2М на предмет наличия “рентгеновской ямы”. По экспериментальным данным токамака Т-11М проведено моделирование эффекта “рентгеновской ямы”, которое позволило определить возможный энергетический диапазон существования этого эффекта. Моделирование показало, что при температуре плазмы в разряде  $T_e = 400$  эВ и плотности  $n_e = 1.4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  падение интенсивности в спектре м.р.и. следует искать в области энергий  $(5\text{--}7)T_e$ .



**Рис. 5.** Зависимость отношения сигналов двух детекторов, измеряющих интенсивности м.р.и. плазмы после прохождения излучения через две фольги с толщинами 75 и 30 мкм, от плотности в режиме э.ц.р.-нагрева. Сплошная линия – аппроксимация экспериментальных точек.

В режиме омического нагрева в области  $E = (5\text{--}7)T_e$  падения интенсивности излучения в спектре м.р.и. обнаружено не было, т.е. наблюдать эффект “рентгеновской ямы” не удалось. Напротив, в этой области энергий в спектре м.р.и. начинается отклонение экспериментальных спектров от максвелловского в сторону увеличения интенсивности. Это отклонение связано с ускорением электронов в продольном вихревом электрическом поле, создающем ток омического нагрева.

В режиме э.ц.р.-нагрева в области энергий  $E = (5\text{--}7)T_e$  падения интенсивности излучения в спектре м.р.и. из области нагрева также не было обнаружено. Спектр м.р.и. имеет искривленную форму во всем диапазоне энергий от 2 до 12 кэВ, причем отклонение от максвелловского спектра происходит в сторону увеличения интенсивности излучения.

Таким образом, на стеллараторе Л-2М не удалось наблюдать эффект “рентгеновской ямы” ни в режиме омического нагрева, ни в режиме э.ц.р.-нагрева. Возможно, эксперименты на токамаке Т-11М проводились в некоторых специфических условиях, которые не были воспроизведены в экспериментах на стеллараторе Л-2М. Эти специфические условия не были описаны в статье [1].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mirnov S.V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. V. 63. P. 045017. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abe21e>

2. Callen J.D. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1540.
3. Stix T. // Nucl. Fusion. 1978. V. 18. P. 353.
4. Kadomtsev B.V., Pogutse O.P. // in Proc. of the 7th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. (IAEA, Vienna, 1979) Innsbruck, 1978. V. 1. P. 649.
5. Прохоров А.С., Алексеев А.Г., Белов А.М., Лазарев В.Б., Мирнов С.В. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. С. 155.
6. Акулина Д.К., Андрюхина Э.Д., Бережецкий М.С., Гребеничиков С.Е., Воронов Г.С., Сбитникова И.С., Федянин О.И., Хольнов Ю.В., Шпигель И.С. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. С. 1022.
7. Федянин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Васильков Д.Г., Вафин И.Ю., Воронов Г.С., Воронова Е.В., Гладков Г.А., Гребеничиков С.Е., Коврижных Л.М., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Малых Н.И. и др. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. С. 880.
8. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // ПТЭ. 2018. № 6. С. 84.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816218050233>
9. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Прикладная физика. 2018. № 4. С. 5.
10. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М., Бережецкий М.С., Воронов Г.С., Гладков Г.А., Гребеничиков С.Е., Гринчук В.А., Гришина И.А., Колик Л.В., Ларионова Н.Ф., Летунов А.А., Логвиненко В.П., Петров А.Е., Пиеничников А.А. и др. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 496.
11. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 82.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050195>
12. Мещеряков А.И., Вафин И.Ю. // Прикладная физика. 2018. № 5. С. 42.
13. Мещеряков А.И., Гришина И.А. // Краткие сообщения по физике. 2021. № 1. С. 36.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ЮСТИРОВКИ СОЕДИНЕНИЯ КАНАЛЬНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ВОЛОКОННЫМ СВЕТОВОДОМ ПО ОТРАЖЕНИЯМ ОТ ДАЛЬНОГО ТОРЦА ВОЛНОВОДА

© 2021 г. П. В. Карнаушкин<sup>a,b,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

<sup>b</sup> Пермский государственный национальный исследовательский университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

\*e-mail: pavelkarn2@gmail.com

Поступила в редакцию 09.03.2021 г.

После доработки 22.03.2021 г.

Принята к публикации 24.03.2021 г.

Представлена методика юстировки волновода фотонной интегральной схемы и волоконного световода по отражениям от дальнего торца волновода, полученным с помощью метода оптической рефлектометрии в частотной области. Рефлектометр сконструирован на основе интерферометра Майкельсона. В качестве измерительного плеча интерферометра служила линия, образованная волоконным световодом и канальным волноводом фотонной интегральной схемы. Фотонная интегральная схема с протонно-обменными канальными волноводами из LiNbO<sub>3</sub> была отполирована под углом 10°, а наконечник с волоконным световодом — под углом 15°. В работе проведены и проанализированы эксперименты по юстировке волоконного световода и волновода. Показано, что амплитуда отраженного от дальнего торца волновода сигнала определялась размером продольных и боковых смещений между волоконным световодом и волноводом. Максимальное значение амплитуды пика составило 16 дБ. В ходе экспериментов установлено, что точность методики юстировки составила 4, 1 и 1 мкм по осям X, Y и Z соответственно.

DOI: 10.31857/S0032816221040182

### ВВЕДЕНИЕ

Работа посвящена особенностям тестирования и сборки устройств на основе фотонных и оптоэлектронных компонентов, в частности, фотонных интегральных схем (ф.и.с.), которые применяются в телекоммуникационном оборудовании, в навигационных системах и комплексах, в системах мониторинга физических величин [1–3].

На практике распространены ситуации, когда необходимо ввести оптическое излучение в ф.и.с. и вывести его обратно. Как правило, это возникает, если ф.и.с. содержит только пассивные компоненты, а оптическая система предусматривает наличие внешнего источника излучения либо внешнего фотоприемника, а также других ф.и.с. В таких случаях оптический сигнал вводится и выводится с помощью волоконных световодов (в.с.).

В общем случае взаимное расположение в.с. и волновода определяется их боковыми, продольными и угловыми смещениями [4]. Юстировка осуществляется с помощью позиционеров, которые перемещают в.с. или ф.и.с. по шести степе-

ням свободы: трем координатам X, Y, Z и трем углам  $\theta_x$ ,  $\theta_y$ ,  $\theta_z$  (рис. 1).

Традиционно юстировка волновода и в.с. рассматривается исследователями как задача оптимизации, где целевой функцией является уровень оптического сигнала [5–7]. В случае пассивной ф.и.с. проблемой является необходимость одновременной юстировки в.с. и ф.и.с. как на входе

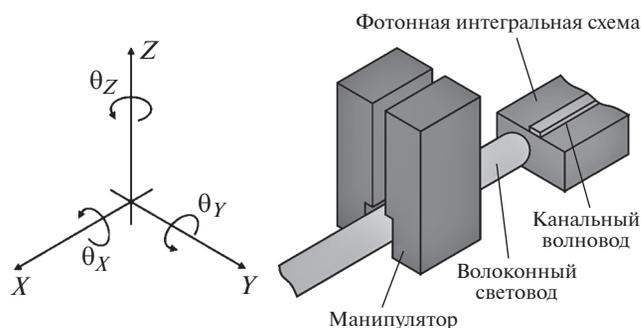


Рис. 1. Юстировка волновода и волоконного световода.

волновода, так и на выходе. Данная проблема является особенно актуальной в случае юстировки канального волновода с волоконными линзами, поскольку этот процесс достаточно трудоемок из-за строгих допусков [8]. Существует несколько подходов к решению данной проблемы. Например, в исследованиях [9] показано, что приближенная юстировка каждого в.с. с волноводом может быть выполнена путем ввода видимого излучения. Последнее, распространяясь по волноводу, излучается наружу и подсвечивает волновод. Такая юстировка позволяет пропустить через волновод малый оптический сигнал, который затем можно усилить, оптимизируя положение в.с. уже на рабочей длине волны. Недостатком ее является высокая трудоемкость, сложность автоматизации и зависимость от спектральных характеристик волноводов ф.и.с. Другой подход [6] рассматривает юстировку двух в.с. и волновода как единую задачу оптимизации с большим числом степеней свободы. Недостатком в этом случае является большое время работы алгоритма юстировки, которое можно сократить, предварительно выполнив приближенную юстировку.

В работе [10] авторы предложили юстировать волоконные линзы и гребенчатый волновод, используя в качестве обратной связи отраженный от ближнего торца волновода сигнал. Используя пьезопозиционеры и метод полного перебора, авторы строили зависимость уровня отраженного оптического сигнала от координаты позиционера, с помощью чего определяли положение волновода с точностью до 0.5 мкм. После юстировки волоконных линз по отражениям авторы проводили юстировку по проходящему оптическому излучению. Несмотря на хорошую точность, подход имеет недостатки. Во-первых, такая юстировка неэффективна с погруженными волноводами, особенно с низким контрастом показателя преломления. Во-вторых, подход мало эффективен в случае, когда торцы ф.и.с. отполированы под

определенным углом или имеют антиотражающие покрытия для снижения обратных отражений.

Существуют способы юстировки в.с. и ф.и.с. с помощью методов компьютерного зрения. Например, в работе [11] рассмотрен случай юстировки оптического наконечника с массивом волоконных световодов и ф.и.с. Однако в этой работе авторы проводили юстировку не сердцевины в.с. и волновода, а только торцов наконечника и ф.и.с. без учета уровня оптического сигнала, поэтому данная методика непригодна для точной юстировки и требует дальнейшей юстировки по оптическому сигналу.

В настоящей работе предложена иная методика юстировки в.с. и ф.и.с. — по отражениям, полученным от дальнего торца волновода. Данная методика позволяет не только провести независимую юстировку каждого в.с. с волноводом, но и гарантированно ввести излучение в волновод. Для детектирования отражений от дальнего торца ф.и.с. был использован метод оптической рефлектометрии в частотной области [12]. Работа в этой области позволяет достичь достаточно высокого разрешения по длине, пригодного для исследования непротяженных объектов, таких как ф.и.с., что невозможно при использовании импульсного сигнала во временной области.

## ТЕОРИЯ

К основным параметрам, влияющим на оптическое соединение между волноводом ф.и.с. и в.с., относятся оптические потери. Для количественного анализа параметров оптических соединений используется теория оптических мод. Оптические моды рассматриваются как поперечные электромагнитные волны. Связь между модами в соединении описывается с помощью интеграла перекрытия  $C$  (коэффициента передачи) по формуле [13]:

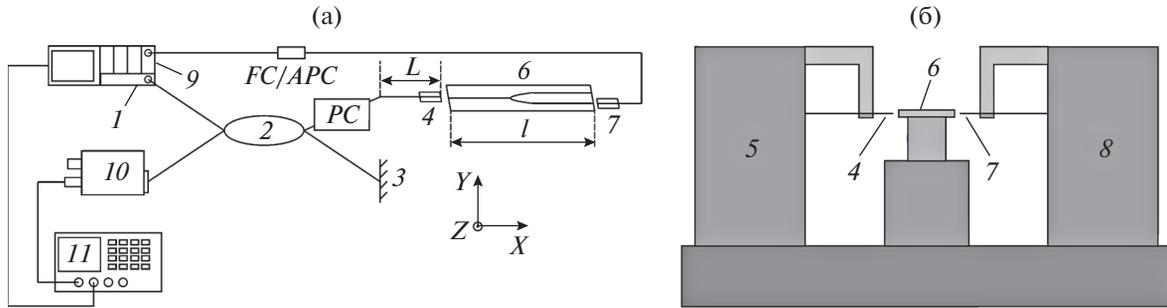
$$C = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{\text{волн}}(x, y, z)| |E_{\text{вс}}(x, y, z)| dx dy}{\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{\text{волн}}(x, y, z)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{\text{вс}}(x, y, z)|^2 dx dy}} \quad (1)$$

где  $E_{\text{волн}}$  — поперечное распределение электрической напряженности поля волновода;  $E_{\text{вс}}$  — поперечное распределение электрической напряженности поля волоконного световода.

Интеграл перекрытия  $C$  лежит в пределах от 0 до 1, что означает соответственно высокие оптические потери и отсутствие оптических потерь.

Используя приближение гауссова пучка для аппроксимации  $E_{\text{волн}}$  и  $E_{\text{вс}}$ , возможно провести оценку интеграла перекрытия для боковых и продольных смещений по формулам [13]:

$$C = \left( \frac{2\omega_1\omega_2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right)^2 e^{-\frac{2d^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2}} \quad (2)$$



**Рис. 2.** Схемы рефлектометра (а) и процесса юстировки наконечников и ф.и.с. (б). 1 – перестраиваемый узкополосный лазер Keysight 81606A; 2 – 3 дБ разветвитель  $2 \times 2$ ; 3 – торец волоконного световода; 4 и 7 – оптические наконечники; 5 и 8 – платформы; 6 – фотонная интегральная схема; 9 – измеритель оптической мощности Keysight 81635A; 10 – фотоприемник HSA-S-200M-IN-FC (200 МГц); 11 – осциллограф Tektronix DPO7254;  $L \approx 130$  мм – длина волокна с оптическим наконечником 4;  $l \approx 36$  мм – длина ф.и.с.; FC/APC – разъемы; PC – контроллер поляризации.

$$C = \frac{4}{\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_2 \omega_1}\right)^2 + 4 \left(\frac{D}{n_c k \omega_1 \omega_2}\right)^2}, \quad (3)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – радиусы модовых полей волновода и волоконного световода;  $d$  – боковое смещение;  $D$  – продольное смещение;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновой вектор;  $n_c$  – показатель преломления среды.

Например, из (2) следует, что в случае двух одинаковых пучков оптические потери составляют 1 дБ при боковом смещении на половину радиуса модового поля и более 4 дБ при смещении на целый радиус.

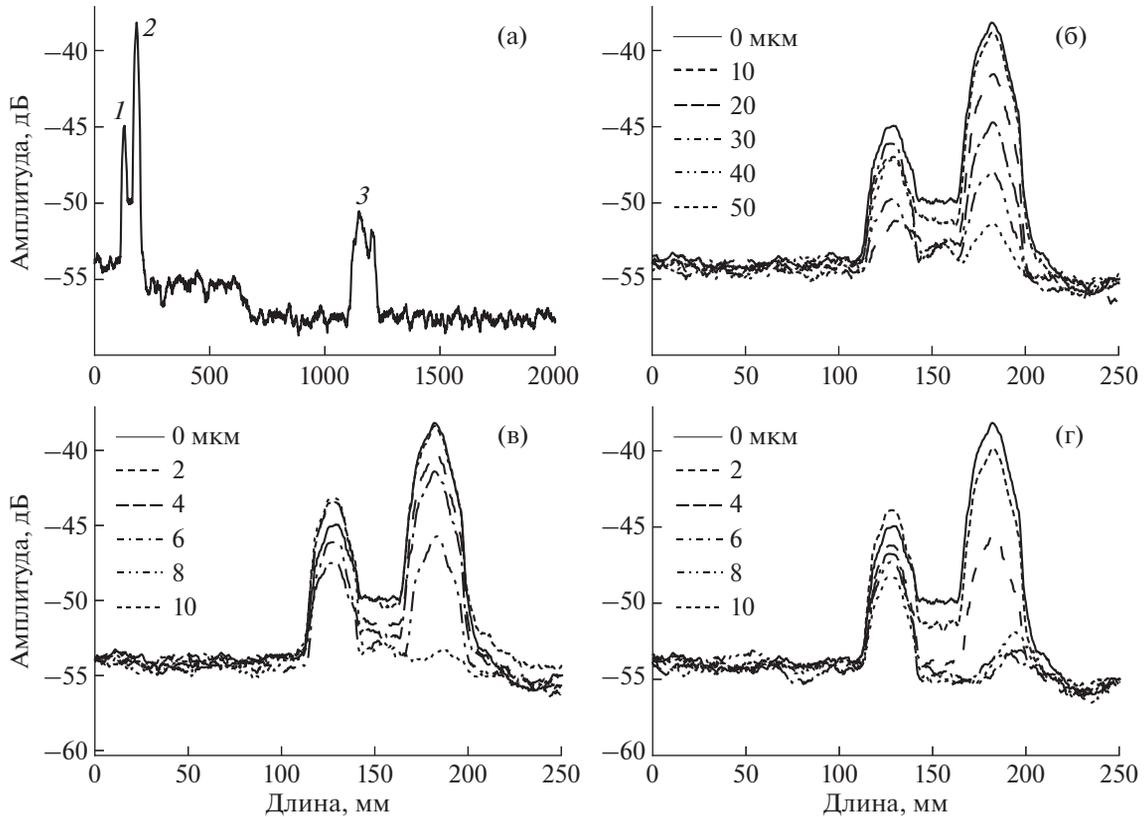
Как показано в [14], амплитуда пика отражения на рефлектограмме от торца в.с. линейно зависит от оптических потерь ослабителя, расположенного на измерительном плече интерферометра. В настоящей работе функции ослабителя выполняют боковые и продольные смещения между канальными волноводами и в.с., которые вносят оптические потери, согласно формулам (2) и (3). Меняя оптические потери в измерительном плече путем продольного и бокового смещения в.с. и оценивая их по амплитуде пика на рефлектограмме, предлагается находить оптимальное положение в.с.

## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Оптический рефлектометр в частотной области выполнен на основе интерферометра Майкельсона (рис. 2а). Применялись оптические волокна стандарта SMF28e+. В качестве источника оптического излучения 1 использовался перестраиваемый узкополосный лазер Keysight 81606A с шириной полосы  $< 10$  кГц. Лазер 1 перестраивался со скоростью  $\Delta\lambda/\Delta t = 100$  нм/с в диапазоне длин волн 1550–1552 нм. Излучение от лазера попадало на 3 дБ разветвитель ( $2 \times 2$ ) 2, после которого расходилось в два плеча. Первое плечо являлось опорным, излучение здесь попадало на ско-

лотый под углом  $90^\circ$  торец 3 волоконного световода. Данный торец использовался в качестве зеркала, отражая  $\sim 4\%$  оптической мощности. Второе плечо было измерительным. Началом плеча служил волоконный вывод разветвителя 2. К нему был приварен оптический наконечник 4, представляющий собой волоконный световод длиной  $L = 130$  мм, конец которого вклеен в стеклянный параллелепипед с U-канавкой и углом полировки торца  $15^\circ$ . Оптический наконечник 4 фиксировался с помощью вакуума на платформе 5, обеспечивающей его перемещение по осям  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  с шагом  $< 0.5$  мкм (рис. 2б). Напротив оптического наконечника 4 на специальном столике была размещена ф.и.с. 6 с одномодовыми протонно-обменными канальными волноводами длиной  $l = 36$  мм (из  $\text{LiNbO}_3$ ). Фотонная интегральная схема имела торцы, отполированные под углом  $10^\circ$ . У дальнего торца ф.и.с. 6 был расположен еще один оптический наконечник 7 с длиной волокна  $\sim 1$  м, закрепленный на платформе 8. Наконечник 7 был подключен к волоконному выводу длиной  $\sim 0.8$  м измерителя оптической мощности (9) Keysight 81635A, который использовался для контроля уровня проходящего через ф.и.с. оптического сигнала.

Излучение от лазера 1, частично отражаясь от торца оптического наконечника 4, попадало на торец ф.и.с. В случае, когда наконечник 4 и волновод ф.и.с. были выровнены, излучение доходило до дальнего торца волновода и отражалось. Отраженное от опорного и измерительного плеч излучение интерферировало в разветвителе 2 и формировало сигнал на фотоприемнике 10 HSA-S-200M-IN-FC, подключенном к первому каналу осциллографа 11 Tektronix DPO7254. Лазер в ходе перестройки через каждые  $0.1$  нм испускал импульсы по выходному триггеру, который был подключен ко второму каналу осциллографа 11. Триггер использовался для синхронизации осциллографа с процессом перестройки лазера.



**Рис. 3.** Рефлектограммы, полученные в ходе смещения оптического наконечника относительно канального волновода (для расчета длины по оси абсцисс использовано приближение: измерительное плечо по всей длине имеет показатель преломления 1.45): **а** – наконечник находится в начальном положении (максимальный уровень оптического сигнала); **б** – наконечник отодвигается от торца волновода по оси *X*; **в** – по оси *Y*; **г** – по оси *Z*. *1* – отражение от ближнего торца волновода; *2* – отражение от дальнего торца волновода; *3* – отражения от FC/APC-разъемов.

Оптический наконечник 4 перемещался вдоль торца ф.и.с. б по осям *X*, *Y* и *Z*. Когда излучение не проходило в волновод ф.и.с., на рефлектограмме появлялся только пик 1 (рис. 3а), соответствующий отражению от торца наконечника. В момент, когда оптическое излучение из наконечника частично проходило в волновод, на рефлектограмме появлялся пик 2, соответствующий отражению от дальнего торца волновода. Для доказательства того, что пик 2, действительно, является отражением от дальнего торца волновода, проведен расчет расстояния  $l_{\text{exp}}$  между пиком 1 и пиком 2 по формуле:

$$l_{\text{exp}} = \frac{(f_2 - f_1)\lambda^2}{2n_g \Delta\lambda/\Delta t}, \quad (4)$$

где  $f_1 = 15577$  Гц и  $f_2 = 22147$  Гц – частоты биений пиков 1 и 2 соответственно;  $\lambda = 1551$  нм – центральная длина волны лазера;  $n_g = 2.21$  – групповой показатель преломления волновода;  $\Delta\lambda/\Delta t = 100$  нм/с – скорость перестройки лазера.

Полученное расчетное значение  $l_{\text{exp}} \approx 36$  мм полностью совпадает с реальной величиной  $l = 36$  мм,

что подтверждает гипотезу о принадлежности пика 2 отражению от дальнего торца волновода. Рефлектограмма также содержит несколько близко расположенных пиков 3, которые предположительно соответствуют нескольким разъемам FC/APC, расположенным на пути к измерителю оптической мощности.

Ширина на полувысоте пиков 1 и 2 составила  $\sim 20$  мм, что значительно превышает рассчитанное разрешение рефлектометра  $\lambda^2/(2n_g \Delta\lambda) \approx 0.4$  мм. Исходя из этого был сделан вывод, что закон перестройки лазера мог отклоняться от линейного и/или менять ширину полосы в ходе перестройки. В данном исследовании не предпринимались шаги для компенсации нелинейности перестройки лазера, так как полученные результаты достаточны для достижения цели работы. Шаг дискретизации времени осциллографа был выбран исходя из оценки времени, за которое лазер перестраивался на величину одного свободного спектрального диапазона интерферометра:  $\frac{FSR}{\Delta\lambda/\Delta t} = \frac{\lambda^2}{2n_g(l+L)\Delta\lambda/\Delta t} \approx 50$  мкс, и составил 1 мкс. Такой шаг дискретиза-

ции позволил разместить на одном периоде свободного спектрального диапазона 50 точек, а также обеспечил возможность быстрого обновления рефлектограммы на осциллографе в реальном времени. Скорость перестройки лазера  $\Delta\lambda/\Delta t = 100$  нм/с была подобрана экспериментально так, чтобы пики 1 и 2 не сливались на экране осциллографа.

Для оценки эффективности метода юстировки по обратным отражениям от дальнего торца волновода была исследована зависимость амплитуды отраженного сигнала на рефлектограмме от смещения между оптическим наконечником и волноводом по осям  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ . Для этого проведено три эксперимента. В первом эксперименте наконечник, начальное положение которого соответствовало максимуму оптического сигнала, смещался вдоль оси  $X$  на расстояние от 0 до 50 мкм с шагом 10 мкм. На каждом шаге данные с осциллографа  $I$  сохранялись. Во втором эксперименте наконечник смещался на расстояние от 0 до 10 мкм с шагом 2 мкм вдоль оси  $Y$ , а в третьем – от 0 до 10 мкм с шагом 2 мкм вдоль оси  $Z$ . Результаты были сглажены с помощью фильтра Савицкого–Голея [15]. Рефлектограммы, полученные в ходе экспериментов, представлены на рис. 3б–3г.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 3б показан набор рефлектограмм, полученных при смещении наконечника от начального положения (0 мкм) до 50 мкм с шагом 10 мкм по оси  $X$ . Согласно графику на рис. 4а, зависимость амплитуды пика 2 от смещения близка к линейной. Данный факт соответствует теории, поскольку кривая, построенная по формуле (3), близка к прямой. При первом смещении наконечника на 10 мкм амплитуда пика 2 снизилась незначительно. Причиной этого являлся тот факт, что в начальном положении наконечник упирался в торец ф.и.с. с некоторым усилием, из-за чего при первом смещении зазор получался меньше заданного. Необходимо отметить, что при смещении наконечника менялась и амплитуда пика 1. В ходе эксперимента предполагалось, что пик 1 складывался из двух отражений: от границы наконечник–воздух и от границы воздух–ф.и.с. Однако, в отличие от пика 2, амплитуда пика 1 менялась как в большую, так и в меньшую сторону. В ходе данной работы причина этого эффекта не установлена и является предметом для дальнейшего исследования.

На рис. 3в представлены рефлектограммы при смещении наконечника от начального положения (0 мкм) до 10 мкм с шагом 2 мкм по оси  $Y$ . Согласно графику на рис. 4б, каждое следующее смещение вызывает все большее снижение амплитуды пика 2. Это полностью соответствует формуле (2), так как зависимость оптических потерь от боковых смещений имеет форму гауссова

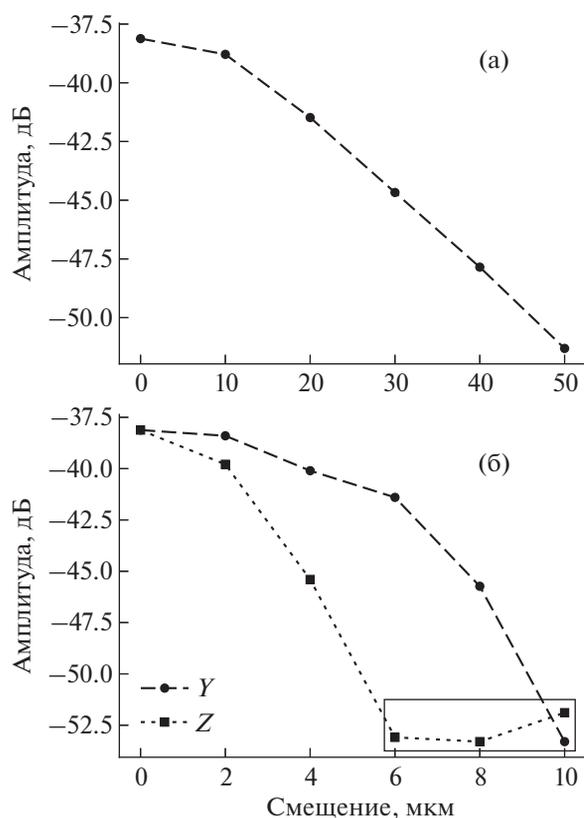


Рис. 4. Амплитуда пика отражения от дальнего торца волновода в зависимости от продольного (а) и бокового (б) смещения (прямоугольной областью выделены точки, близкие к уровню фонового шума).

распределения. При смещениях наконечника также менялась и амплитуда пика 1. В отличие от продольного, при боковом смещении зазор между наконечником и торцом ф.и.с. не менялся, а следовательно, амплитуда пика 1 должна остаться неизменной. Было сделано предположение, что в ходе смещения по оси  $Y$  оптический наконечник мог в небольших пределах менять свой угол относительно торца ф.и.с., что и вызывало изменения амплитуды пика 1.

На рис. 3г показан набор рефлектограмм при смещении наконечника от начального положения (0 мкм) до 10 мкм с шагом 2 мкм по оси  $Z$ . Согласно графику на рис. 4б, амплитуда пика 2 уменьшалась быстрее, чем при смещении по оси  $Y$ . Это обусловлено, во-первых, тем, что диаметр модового пятна волновода по оси  $Y$  больше, чем по оси  $Z$ . Во-вторых, было сделано предположение, что наконечник в ходе смещения по оси  $Y$  мог упираться в торец ф.и.с. и перемещался не на всю величину шага. Данный эффект мог возникнуть из-за того, что плоскость  $YZ$ -координат находилась под небольшим наклоном к плоскости торца ф.и.с.

Необходимо отметить, что область между пиками 1 и 2 на рис. 3б–3г, соответствующая рэлеевскому рассеянию излучения в волноводе, меняет свой уровень аналогично амплитуде пика 2. Этот факт можно объяснить тем, что при смещении наконечника в волновод вводится меньше оптической мощности, следовательно, меньше излучения рассеивается и отражается при распространении в волноводе.

Как показано на рис. 3, амплитуда пика 2 составляла около 16 дБ. Учитывая, что амплитуда снижалась более чем на 0.5 дБ при первом шаге по всем осям, был сделан вывод, что изменение амплитуды будет наблюдаться и при меньшем шаге. Оценка минимального шага была проведена экспериментально и составила 4, 1 и 1 мкм по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  соответственно. Размер минимального шага может быть значительно уменьшен, если увеличить амплитуду пика 2. Например, это можно сделать путем добавления в схему рефлектометра вспомогательного интерферометра и применения последующей компенсации нелинейности перестройки лазера с помощью нелинейного преобразования Фурье [12] или фильтра Дескью [12, 16].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена и испытана методика юстировки волновода и волоконного световода с помощью отражений от дальнего торца волновода. Для получения отражений был использован оптический рефлектометр в частотной области на основе интерферометра Майкельсона. Показано, что амплитуда отраженного сигнала от дальнего торца волновода зависит от продольных и боковых смещений между волоконным световодом и волноводом. Причем характер зависимости соответствует формулам (2) и (3), полученным для двух одинаковых пучков, аппроксимированных с помощью приближения гауссова пучка. Экспериментально оценена точность методики: 4, 1 и 1 мкм по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  соответственно.

Представленная методика юстировки обладает целым рядом преимуществ. Во-первых, она позволяет гарантированно ввести оптическое излучение в волновод; во-вторых, проводить юстировку на входе и выходе волновода независимо друг от друга; в-третьих, может быть легко автоматизирована. В случае, если точность методики удовлетворяет предъявляемым требованиям, она может полностью заменить трудоемкую юстировку по проходящему оптическому сигналу, что позволяет сократить количество дорогостоящих шестиосных платформ. Если точности недостаточно, то использование методики для первоначальной юстировки может упростить и ускорить тестирование и сборку ф.и.с.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках работ по Государственному заданию № АААА-А19-119042590085-2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Urino Y., Usuki T., Fujikata J., Ishizaka M., Yamada K., Horikawa T., Nakamura T., Arakawa Y.* // *Photonics Research*. 2014. V. 2. № 3. P. A1–A7. <https://doi.org/10.1364/PRJ.2.0000A1>
2. *Suzuki K., Takiguchi K., Hotate K.* // *Journal of Lightwave Technology*. 2000. V. 18. № 1. P. 66. <https://doi.org/10.1109/50.818908>
3. *Kim H., Yu M.* // *OSA Publishing*. 2016. V. 24. № 9. P. 9501. <https://doi.org/10.1364/OE.24.009501>
4. *Lefevre H.* *The Fiber Optic gyroscopes*. Boston: Artech House, 1995. P. 180.
5. *Tang Z., Zhang R., Shi F.G.* // *Optics Communications*. 2001. V. 196. № 1–6. P. 173. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(01\)01404-3](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(01)01404-3)
6. *Mizukami M., Hirano M., Shinjo K.* *Optical Engineering*. 2001. V. 40. № 3. P. 448. <https://doi.org/10.1117/1.1346580>
7. *Zhang R., Shi F.G.* // *IEEE Transactions on Advanced Packaging*. 2004. V. 27. № 1. P. 173. <https://doi.org/10.1109/TADVP.2004.825434>
8. *O'Brien P., Carrol L., Eason C., Lee J.S.* *Packaging of Silicon Photonic Devices*. // *Silicon Photonics III. Topics in Applied Physics*. V. 122 / L. Pavesi, D. Lockwood. Berlin, Heidelberg: Springer, 2016. P. 217. [https://doi.org/10.1007/978-3-642-10503-6\\_7](https://doi.org/10.1007/978-3-642-10503-6_7)
9. *Nonhebel R.P., Stienen B.P.J.* *University of Twente student theses*. 2013. P. 8. <http://purl.utwente.nl/es-says/63389>
10. *Morrissey P.E., Goulding D., Sheehan R., Roycroft B., Peters F.H.* // *IET Optoelectronics*. 2013. V. 7. № 2. P. 57. <https://doi.org/10.1049/iet-opt.2012.0054>
11. *Zheng Y., Kai X.C., Duan J.A., Li B.B.* // *Journal of Central South University*. 2015. V. 22. P. 3868. <https://doi.org/10.1007/s11771-015-2931-x>
12. *Song J.* *Master Thesis*. University of Ottawa, 2014. P. 18. <https://doi.org/10.20381/RUOR-6642>
13. *Boudreau R.A., Boudreau S.M.* *Passive Micro-Optical Alignment Methods*. Taylor & Francis, 2005. P. 104.
14. *Tkachenko A.Yu., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // *Quantum Electronics*. 2019. V. 49. № 12. P. 1124. <https://doi.org/10.1070/QEL17165>
15. *Savitzky A., Golay M.J.E.* // *Analytical Chemistry*. 1964. V. 36. № 8. P. 1627. <https://doi.org/10.1021/ac60214a047>
16. *Ding Z., Yao X., Liu T., Du Y., Liu K., Jiang J., Meng Z., Chen H.* // *Optics Express*. 2013. V. 21. № 3. P. 3826. <https://doi.org/10.1364/OE.21.003826>

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СДВИГА БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ ЧАСТОТЫ В ЭКСТРЕМАЛЬНО ЗАШУМЛЕННЫХ СПЕКТРАХ РАЗЛИЧНЫМИ КОРРЕЛЯЦИОННЫМИ МЕТОДАМИ

© 2021 г. А. И. Кривошеев<sup>a,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>a</sup>, Ф. Л. Барков<sup>c</sup>, В. П. Первадчук<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

<sup>b</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

<sup>c</sup> Программный комитет международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика”  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

\*e-mail: antokri@ya.ru

Поступила в редакцию 24.03.2021 г.

После доработки 23.04.2021 г.

Принята к публикации 26.04.2021 г.

С использованием одних и тех же экстремально зашумленных данных сравниваются два корреляционных метода поиска максимумов бриллюэновских спектров. Первый метод представляет собой известный способ корреляции полученного сигнала с идеальной функцией Лоренца. Во втором методе, разработанном авторами ранее, вместо функции Лоренца используется этот же исследуемый спектр, но инвертированный по оси частот. Помимо оценки точности обоих методов, проведено их сравнение с классическим методом аппроксимации лоренцевой функцией. Дана оценка точности рассмотренных методов в зависимости от вероятности появления артефактов в спектрах бриллюэновского рассеяния. Показано, что при превышении 9%-ной вероятности появления артефакта разработанный ранее авторами метод показывает лучшие результаты, чем остальные рассмотренные методы.

DOI: 10.31857/S0032816221050062

### ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические датчики нашли свое применение при решении широкого круга научно-технических задач. В общих чертах, их принцип работы основан на регистрации различных компонент обратного рассеяния в каждой точке оптического волокна и изучении его спектральных, фазовых, поляризационных и иных свойств с использованием математической обработки сигнала. В последнее время широкое распространение получили распределенные датчики на основе вынужденного и спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, работающие по принципу рассеяния света на акустическом фоне, присутствующем в среде распространения, т.е. в оптическом волокне. Температурные и деформационные воздействия изменяют скорость звука в кварцевом стекле, из которого изготовлено волокно, что приводит к частотному смещению сверхслабых спектральных компонент обратного рассеяния. В этом случае главной искомой величиной становится частота максимума спектральной компоненты (BFS – Brillouin Frequency Shift).

После первичного аналого-цифрового преобразования регистрируемые спектры представляют собой дискретные функции, содержащие цифровой электрический шум, в которых зачастую скрыта искомая спектральная компонента, представляющая собой функцию Лоренца. Простое нахождение локального максимума в экстремально зашумленных сигналах приводит к появлению погрешностей измерений, по величине сравнимых с исследуемым сигналом.

Современным научным “золотым стандартом” для решения данной задачи стала аппроксимация лоренцевой функцией (Lorentzian Curve Fitting – LCF) [1, 2]. В простейшем случае этот метод основан на итерационном подборе аналитической функции Лоренца и ее количественном сравнении с полученным сигналом. После этого находится максимум уже идеально отмасштабированной и смещенной функции. В настоящее время эта задача решается не так прямолинейно – LCF имеет много новых оптимизированных способов расчета. К алгоритмам аппроксимации функцией Лоренца можно отнести такие, как ли-

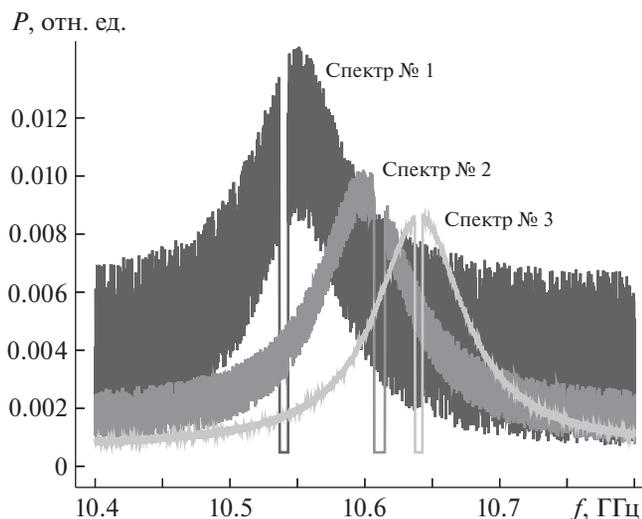


Рис. 1. Сгенерированные бриллюэновские спектры.

нейный метод наименьших квадратов, детально описанный в [3, 4], а также нелинейный метод, основанный на алгоритме Левенберга–Марквардта [5, 6]. Многие из данных методов позволили существенно увеличить точность измерений, однако и они оказались не лишены некоторых недостатков. Главный из них – достаточно высокие требования к вычислительным ресурсам.

В этом плане серьезную конкуренцию LCF стали составлять недавно представленные в литературе корреляционные методы, простые в программной и аппаратной реализации, а следовательно, выигрывающие в быстродействии. Отдельные попытки сравнения точностных параметров разных методов предприняты в работах [7, 8], однако исчерпывающий анализ этой проблемы на данный момент отсутствует. Вдобавок, эксперименты по сравнению методов проведены для разных сигналов, и, как методы поведут себя в одинаковых и при этом не самых “комфортных” условиях, пока неясно. Таким образом, задача настоящей работы – сравнить точности метода обратной корреляции и его классического аналога в условиях экстремального оптоэлектронного и цифрового зашумления.

## ПОСТАНОВКА ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения эксперимента был сгенерирован набор спектров, содержащих дефекты двух видов. Первые имитируют шум регистраторов и приводят к случайной вариации от спектра к спектру отношения сигнал/шум в диапазоне от 2 до 20 дБ. Вторые представляют собой сбои оцифровки, приводящие к появлению случайных по локации и продолжительности провалов дискрет-

ной функции до нулевого значения. Такая дискретная функция может быть выражена следующим образом:

$$P(f) = \left( P_N + \frac{W}{\pi} \left[ \frac{1}{W^2 + f^2} \right] \right) \left[ 1 + \frac{(f - \mu)f - \nu}{(f - \nu)f - \mu} \right], \quad (1)$$

где  $\mu$  – частотная координата начала цифрового провала сигнала;  $\nu$  – частотная координата конца цифрового провала сигнала, причем  $\nu$  всегда больше  $\mu$  и задана случайно в пределах полезного сигнала спектра;  $W$  – масштабный коэффициент спектральной функции, отвечающий за ширину спектра и амплитуду полезного сигнала;  $P_N$  – амплитуда шумовой составляющей сигнала.

Центральная частота спектральной компоненты также задавалась случайным образом в диапазоне 10.55–10.65 ГГц. На рис. 1 представлены три случайных спектра из полученной выборки.

Далее осуществлялась математическая обработка. Метод LCF достаточно широко представлен в литературе, реализуется по различным алгоритмам, детально описанным в [9]. Традиционный корреляционный метод также хорошо исследован различными авторами [10, 11]. Получаемая с его помощью взаимно-корреляционная функция в непрерывном виде представлена ниже:

$$R_c(f) = \int P(f)L(f - k)df, \quad (2)$$

где  $P$  – функция, описывающая заданный спектр;  $L$  – функция, описывающая идеальный спектр Лоренца;  $k$  – значение сдвига спектра.

Разработанный авторами ранее метод обратной корреляции может быть представлен в виде:

$$R_b(f) = \int P(f)P'(f - k)df, \quad (3)$$

где  $P'$  – инвертированный по оси частот исходный спектр, сдвинутый на  $k$  точек.

Очевидно, что интегрирование функций (2) и (3) методом вычетов в обоих случаях также даст функции Лоренца, имеющие идентифицируемый и однозначно связанный с искомой величиной максимум.

На рис. 2 представлен результат обработки спектра № 1. Приведены результирующие спектры для взаимной корреляции с идеальной кривой Лоренца (CCM – Cross-Correlation Method), а также для обратной корреляции (BWC – Backward Correlation) и LCF. Максимумы BWC и CCM смещены вправо ввиду своей алгоритмической особенности.

В результате обработки спектра методом обратной корреляции можно заметить дефект, возникающий в том месте, где у исходного спектра наблюдается падение функции до нулевого значения. Этот всплеск связан с тем, что при сдвиге спектров относительно друг друга в момент нало-

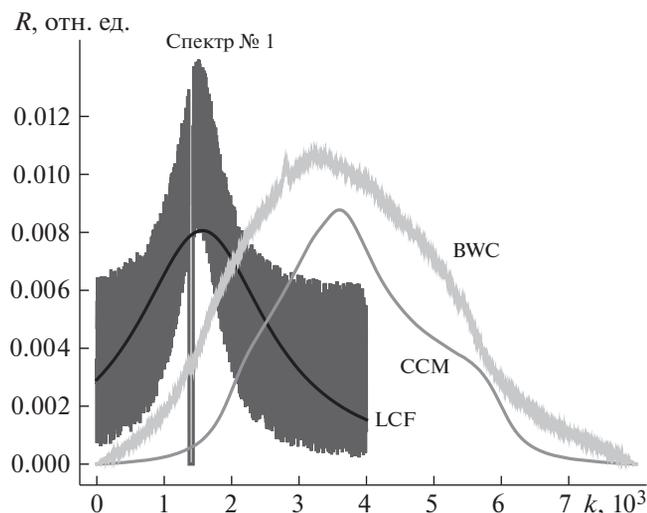


Рис. 2. Результат обработки спектра № 1 тремя методами. По оси абсцисс – отсчеты.

жения провалов происходит уменьшение количества нулевых элементов, суммирующихся в результирующей функции, что приводит к всплеску величины корреляционной функции.

Артефакт, описанный в данной работе и представленный как локальное обращение исследуемой функции в ноль, может быть обусловлен не только дефектами оцифровки, но и некорректной работой алгоритма сканирования по спектру. Его протяженность и локация в спектре могут быть совершенно различными. Ниже рассмотрено два случая: первый описывает появление такого дефекта в спектральных областях, не содержащих искомый максимум; второй же, напротив, предполагает, что максимальная частота спектра всегда находится в границах провала.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для каждого описанного случая возникновения артефактов в спектре было сгенерировано по одной тысяче спектров.

Для оценки влияния артефакта на ошибку нахождения максимума спектра тремя методами были построены зависимости ошибки определения спектра от ширины артефакта. На рис. 3 представлены полученные зависимости для трех методов: LCF, BWC, CCM.

Столь существенный разброс данных на полученных зависимостях обусловлен вариациями отношения сигнал/шум (SNR). При большом количестве экспериментальных данных на графиках можно достаточно четко выделить линиями область, характеризующую точность (здесь – стандартное отклонение) определения искомой вели-

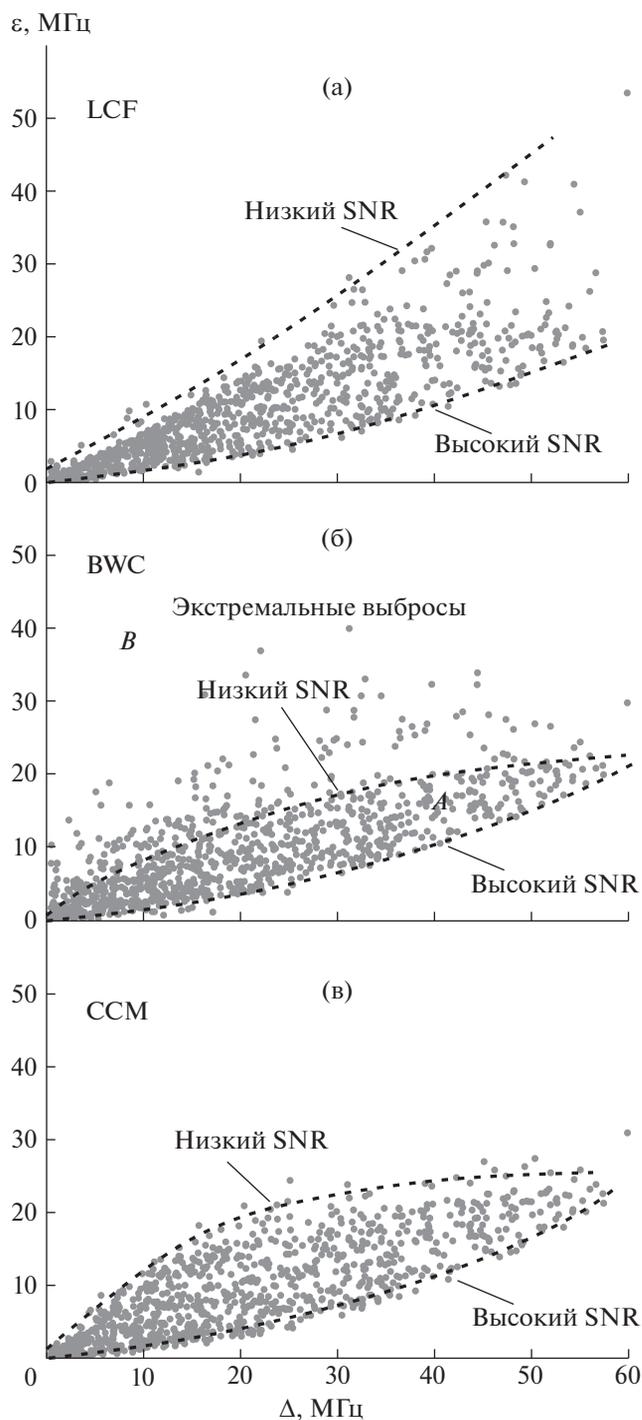
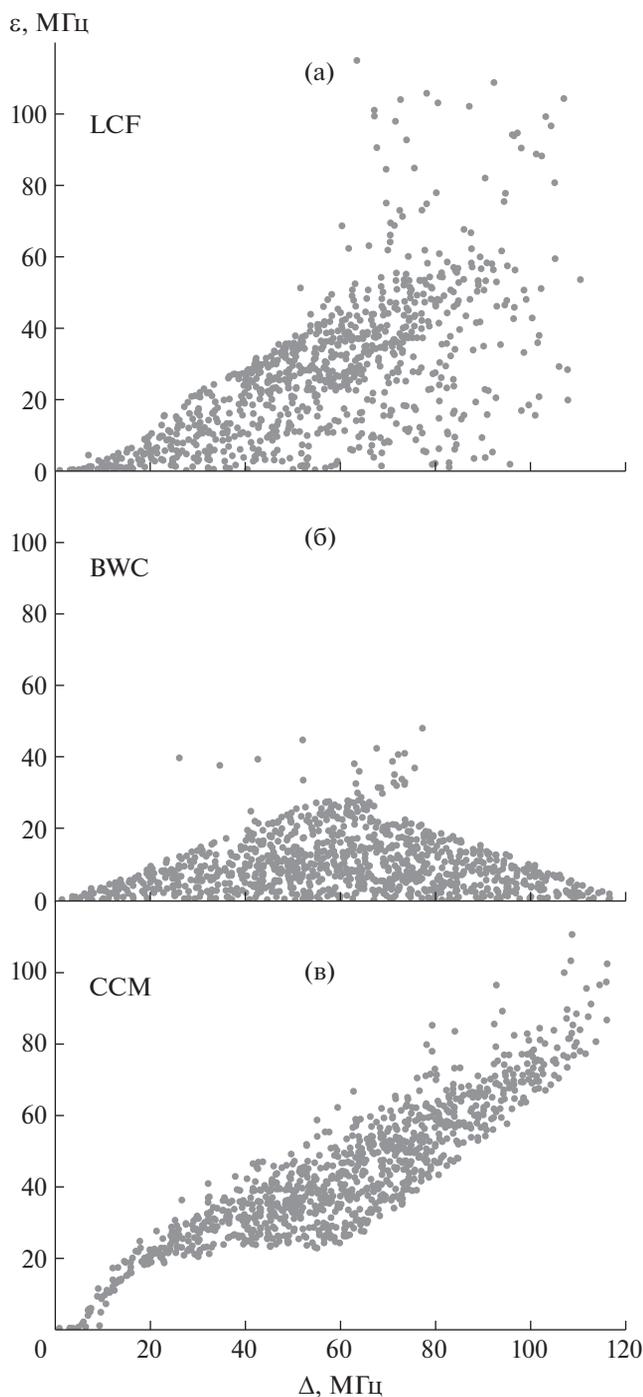


Рис. 3. Распределение ошибок нахождения максимума бриллюэновского спектра для случая № 1;  $\Delta$  определяется как  $\nu - \mu$ . A и B – соответственно более и менее “плотные” области.

чины от самых низких отношений сигнал/шум до самых высоких.

Для метода аппроксимации лоренцевой функцией (рис. 3а) эти линии свидетельствуют о плавном росте ошибки детектирования при увеличе-



**Рис. 4.** Распределение ошибок нахождения максимума бриллюэновского спектра для случая № 2;  $\Delta$  определяется как  $v - \mu$ .

нии провала во всех случаях. При этом во всей исследованной области стабильно увеличивается и разность стандартных отклонений при экстремально низких отношениях сигнал/шум и практически незашумленном сигнале, что выглядит довольно логично и говорит об эффективности метода лоренцевой аппроксимации при высоких

отношениях сигнал/шум и сравнительно небольших размерах провала.

Оба корреляционных метода (рис. 3б, 3в), как несложно заметить, выдают данные, напоминающие форму гистерезиса. При этом в случае метода обратной корреляции (рис. 3б) образованный им (гистерезисом) объект можно условно разделить на две части: более и менее “плотную”.

В более “плотной” части, обозначенной буквой *A*, сосредоточено больше точек, а значит, больше измерений с соответствующими более высокими точностями. Область *B* имеет одиночные, но более крупные выбросы, нехарактерные для классического метода взаимной корреляции. На основании этого можно заключить, что метод обратной корреляции здесь более предпочтителен при условии дополнительных средств страховки от крупных отклонений, которые могут отсеяться пороговым алгоритмом.

Данные, полученные для второго случая (рис. 4), когда провал находится в области искомого максимума, во многом схожи с ситуацией, уже описанной выше, за исключением некоторых изгибов и локальных выбросов. Метод обратной корреляции выявил следующие интересные особенности (рис. 4б). Во-первых, наблюдается соразмерное предшествующему росту убывание стандартного отклонения, начинающееся после ширины спектрального провала в 60 МГц. Эта особенность говорит о возможности применения метода для обработки спектров, практически полностью искаженных как шумами, так и частичной потерей информации. Во-вторых, нижняя часть гистерезиса на рис. 4б практически “лежит” на оси частот, что говорит о более высокой вероятности получения точного результата во всей исследованной области.

В табл. 1 приведена информация об эффективности всех трех методов при разных отношениях сигнал/шум (SNR). В каждом случае спектры были поделены на три группы по соотношению сигнал/шум. В первую группу вошли спектры с низким SNR (до 5 дБ), во вторую – со средним SNR (5–10 дБ), а в третью – с высоким SNR (>10 дБ).

Как уже отмечалось выше, традиционный метод аппроксимации лоренцевой функцией относительно эффективен при высоких отношениях сигнал/шум в случае, если провал не попадает на искомую центральную область спектра. В остальных случаях более эффективны корреляционные методы. Тогда же когда провал находится в области пика, самым эффективным становится метод обратной корреляции; классический корреляционный метод демонстрирует чуть меньшую точность; в то время как метод аппроксимации лоренцевой функцией полностью теряет свою актуальность в столь экстремальных условиях.

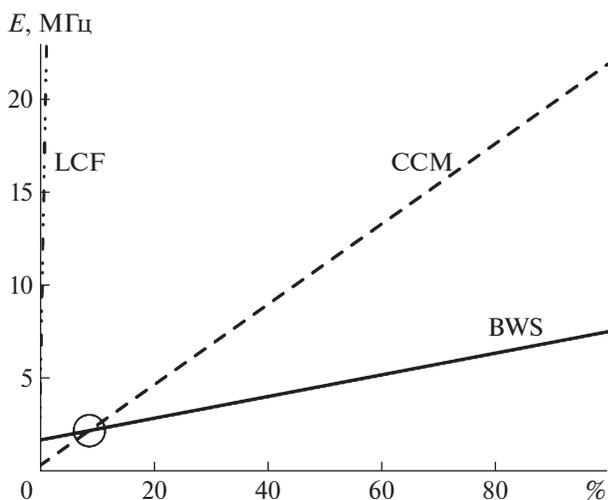
**Таблица 1.** Эффективность нахождения максимума бриллюэновского спектра

Метод	SNR, дБ	Стандартное отклонение BFS, МГц		
		Без артефакта	Случай 1	Случай 2
LCF	< 5	1.12	10.68	7893.28
	5–10	0.24	7.55	4076.74
	> 10	0.04	6.19	316.42
BWC	< 5	2.17	9.12	9.69
	5–10	0.74	6.18	7.53
	> 10	0.14	5.83	7.68
CCM	< 5	0.46	7.61	20.39
	5–10	0.19	6.54	19.51
	> 10	0.09	6.37	16.13

Стоит отметить, что в реальных системах мониторинга, основанных на использовании рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, артефакты, о которых говорилось выше, встречаются достаточно редко в коммерческом оборудовании, но могут обнаруживаться при экспериментах на макетных установках. Несомненно, стоит рассмотреть случаи, когда артефакт проявляется в спектре с некоторой долей вероятности. Прогнозируемое стандартное отклонение  $E$  измерения BFS в условиях возникновения артефакта с вероятностью  $P$  можно оценить приблизительно следующим образом:

$$E = E_0(1 - P/100) + E_a(P/100), \quad (4)$$

где  $E_0$  – стандартное отклонение в условиях отсутствия артефактов;  $E_a$  – стандартное отклонение в условиях наличия артефакта.

**Рис. 5.** Стандартное отклонение определения максимума BFS в зависимости от вероятности появления артефакта.

В результате расчета точности системы были получены графики, представленные на рис. 5. Согласно этим графикам, начиная с 9%-ной вероятности возникновения артефакта (выделенная кружком область), метод BWC показывает лучшие результаты по точности определения максимума бриллюэновского спектра в сравнении с методом CCM. Также для качественной оценки эффективности определения максимума бриллюэновского спектра на рис. 5 представлена аналогичная зависимость для метода LCF.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено сравнение точностных параметров современных методов детектирования пика рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в оптических волокнах. Для всех существующих отношений сигнал/шум метод LCF демонстрирует менее высокую точность, чем оба корреляционных метода. Показано, что метод обратной корреляции опережает по точности классический корреляционный метод в подавляющем большинстве случаев.

Дана оценка точности рассмотренных методов в зависимости от вероятности появления артефактов в спектрах бриллюэновского рассеяния. Показано, что при превышении 9%-ной вероятности появления артефакта метод BWC показывает лучшие результаты, чем остальные рассмотренные методы.

Метод BWC может быть потенциально применим в таких приложениях, как разделение температур и деформаций в волокнах, сохраняющих поляризацию излучения [12], где требуется с высокой точностью разделить бриллюэновские спектры двух поляризационных осей оптического волокна; распределенное измерение двулучепреломления в волокнах, сохраняющих состояние поляризации [7]. Кроме того, потенциальные преимущества данного метода могут иметь при рефлектометрическом исследовании нестандартных оптических волокон с высокими потерями (например, активных волоконных световодов [13]).

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена как часть государственного задания № АААА-А19-119042590085-2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Madsen K., Nielsen H.B., Tingleff O.* Methods for nonlinear least squares problems. 2nd ed. London, U.K.: Informatics and Mathematical Modeling Technical University of Denmark, 2004.
2. *Seber G., Wild C.J.* Nonlinear Regression. NY, USA: Wiley, 2003.

3. *Dhliwayo J., Webb D.J., Pannell C.N.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2838. P. 276.  
<https://doi.org/10.1117/12.259808>
4. *DeMerchant M., Brown A.W., Bao X., Bremner T.W.* // Proc. SPIE. 1998. V. 3330. P. 315.  
<https://doi.org/10.1117/12.316987>
5. *Levenberg K.* // Quart. Appl. Math. 1944. V. 2. № 2. P. 164.  
<https://doi.org/10.1090/QAM/10666>
6. *Fletcher R.* A modified Marquardt subroutine for non-linear least squares. Tech. Rep. AERE-R 6799. Harwell, England: Oxford Univ. Dept. Theoretical Phys. Division, 1971.
7. *Barkov F.L., Konstantinov Yu.A., Krivosheev A.I.* // Fibers. 2020. V. 8(9). P. 60.  
<https://doi.org/10.3390/fib8090060>
8. *Shahna M. Haneef, Zhisheng Yang, Luc Thévenaz, Deepa Venkitesh, Balaji Srinivasan* // Opt. Express. 2018. V. 26(11). P. 14661.  
<https://doi.org/10.1364/OE.26.014661>
9. *Cheng Feng, Xin Lu, Preussler S., Schneider T.* // Journal of Lightwave Technology. 2019. V. 37. P. 5231.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2930919>
10. *Farahani M.A., Castillo-Guerra E., Colpitts B.G.* // IEEE Sensors Journal. 2013. V. 13(12). P. 4589.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2013.2271254>
11. *Farahani M.A., Castillo Guerra E., Colpitts B.G.* // Optics Letters. 2011. V. 36(21). P. 4275.  
<https://doi.org/10.1364/OL.36.004275>
12. *Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Бурдин В.В., Кривошеев А.И.* // ПТЭ. 2020. № 4. С. 51.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220040229>
13. *Белокрылов М.Е., Константинов Ю.А., Латкин К.П., Клод Д., Селезнев Д.А., Степин А.А., Конин Ю.А., Щербакова В.А., Кашина Р.Р.* // ПТЭ. 2020. № 4. С. 45.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050018>

## ИМИТАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СВЕТОДИОДЫ СХЕМНЫМ МОДЕЛИРОВАНИЕМ ОБЪЕМНЫХ КАНАЛОВ УТЕЧКИ ТОКА

© 2021 г. А. В. Градобоев<sup>a,d,\*</sup>, К. Н. Орлова<sup>b,\*\*</sup>,  
А. В. Симонова<sup>c</sup>, В. В. Седнев<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

<sup>b</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31

<sup>c</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

<sup>d</sup> Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов  
Россия, 634034, Томск, ул. Красноармейская, 99а

\*e-mail: gava@tpu.ru

\*\*e-mail: KNOrlova@mephi.ru

Поступила в редакцию 02.02.2021 г.

После доработки 04.03.2021 г.

Принята к публикации 16.03.2021 г.

Описана методика физического моделирования влияния объемных каналов утечки тока (дислокаций) на электрофизические и светотехнические характеристики светодиодов путем подключения параллельно  $p-n$ -переходу светодиода омического сопротивления или другого  $p-n$ -перехода. Установлены соотношения, позволяющие определить изменение электрофизических и светотехнических характеристик светодиодов при воздействии различных внешних факторов (ионизирующего излучения, длительной эксплуатации и т.д.). Используя полученные соотношения, можно определить электрофизические характеристики дислокаций по изменению электрофизических и светотехнических характеристик светодиодов при учете роли дислокаций. На основе известных литературных данных показана эффективность использования установленных соотношений при анализе характеристик светодиодов, подвергнутых внешним воздействиям.

DOI: 10.31857/S0032816221040157

### 1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени известно достаточно большое количество работ о способности дислокаций формировать объемные каналы утечки тока в различных полупроводниковых материалах, используемых для изготовления изделий электронной техники [1–6]. Особо следует отметить работу [7], в которой путем прямых экспериментов показано влияние дислокаций на вольт-амперную характеристику диодов с барьером Шоттки  $Au-n^+-GaAs$ .

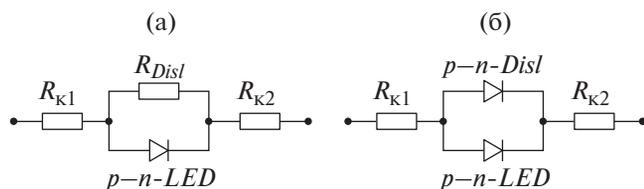
Светоизлучающие диоды (с.д.) получили широкое распространение [8, 9] и находят применение в контрольно-измерительной и осветительной аппаратуре, в космической технике и ядерной энергетике. По условиям эксплуатации на с.д. могут воздействовать различные виды ионизирующего излучения, что требует знаний о закономерностях изменения их параметров при ком-

плексном и комбинированном воздействии излучений в процессе длительной эксплуатации.

В результате различных исследований установлено, что снижение мощности излучения с.д. при воздействии различных внешних факторов обусловлено проявлением дислокаций в их активной области [10–13].

С другой стороны, анализ известных литературных данных по влиянию дислокаций на электрофизические и светотехнические характеристики с.д. позволяет сделать вывод, что имеющиеся результаты только качественно описывают изменения характеристик с.д. при воздействии различных внешних факторов.

Отсутствие соотношений, устанавливающих связь между вольт-амперной (в.а.х.) и ватт-амперной (вт.а.х.) характеристиками с.д. и характеристиками дислокаций, проявляющихся в виде объемных каналов утечки тока параллельно  $p-n$ -



**Рис. 1.** Возможные схемы подключения дислокаций параллельно  $p-n$ -переходу с.д.: **а** – в виде омического сопротивления; **б** – в виде собственного  $p-n$ -перехода.  $R_{K1}$ ,  $R_{K2}$  – сопротивление омических контактов с.д.;  $p-n-LED$  –  $p-n$ -переход с.д.;  $R_{Disl}$  – омическое сопротивление дислокаций;  $p-n-Disl$  –  $p-n$ -переход дислокаций.

переходу с.д., затрудняет прогнозирование работоспособности с.д. при воздействии различных внешних факторов и не позволяет оценить электрофизические характеристики дислокаций. Объемные каналы утечки тока, в отличие от каналов утечки тока по боковой поверхности кристалла с.д., обусловлены изменением электрофизических свойств облаков Котрелла, формируемых вокруг дислокаций под воздействием внешних факторов [1–6].

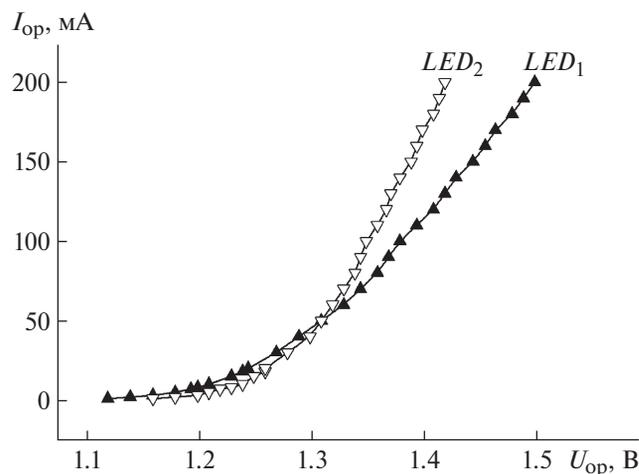
Целью данной работы является исследование изменений в.а.х. и вт.а.х. светодиодов под влиянием объемных каналов утечки тока (дислокаций) путем физического моделирования их подключения параллельно  $p-n$ -переходу с.д.

Полученные таким образом данные позволяют описать изменения указанных выше характеристик с.д. при подключении объемных каналов утечки тока, возникновение которых обусловлено дислокациями с известными электрофизическими параметрами, и определять электрофизические свойства подключаемых объемных каналов утечки тока по наблюдаемым изменениям в.а.х. и вт.а.х.

## 2. МЕТОДИКА ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ранее в [14] было показано, что дислокации могут быть подключены параллельно  $p-n$ -переходу с.д. в виде омического сопротивления или в виде собственного  $p-n$ -перехода. Соответствующие измерительные схемы показаны на рис. 1.

Объектами исследования выбраны промышленные с.д., изготовленные на основе двойных гетероструктур AlGaAs и предназначенные для эксплуатации в инфракрасном диапазоне длин волн. В [14] достаточно подробно описаны гетероструктура, технология изготовления и конструкция исследуемых в данной работе с.д. Для схемного физического моделирования подключения дислокаций параллельно с.д. в данной ра-



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики  $LED_1$  и  $LED_2$ . Точки – результаты измерений.

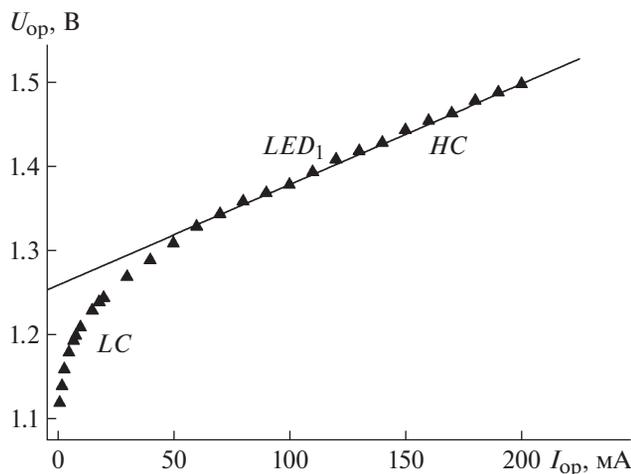
боте использовался базовый с.д. (далее  $LED_1$ ), а для моделирования дислокаций – набор прецизионных омических сопротивлений  $R_{Disl}$  и второй с.д. (далее  $LED_2$ ). Согласно рис. 1б,  $LED_2$  использовался для моделирования  $p-n-Disl$ . Следует особо отметить, что контролируемые характеристики исследуемых с.д. не имели аномалий.

Основные характеристики с.д. (в.а.х. и вт.а.х.) измеряли на автоматизированном измерительном комплексе на основе фотометрического шара. Комплекс обеспечивал измерение прямого напряжения с.д. в интервале от 0 до 5 В в диапазоне прямых токов 0–500 мА с шагом не менее 1 мА. При этом погрешность задания прямого тока от установленного уровня составляла  $\pm 3\%$ , а погрешность измерения мощности излучения с.д.  $\pm 5\%$ .

Таким образом, комплекс позволял измерять в.а.х. и вт.а.х. с.д. в автоматическом режиме, а также проводить физическое моделирование, при этом  $LED_2$  и  $R_{Disl}$  подключались вне фотометрического шара.

Рассмотрим основные электрофизические и светотехнические характеристики используемых при схемном моделировании с.д., а также определим основные параметры, которые будем использовать для описания изменения характеристик с.д. при подключении дислокаций.

На рис. 2 показаны в.а.х.  $LED_1$  и  $LED_2$ . Видно, что они отличаются друг от друга. Основные параметры, влияющие на изменение в.а.х., рассмотрим на примере  $LED_1$ . Известно, что в области больших токов в.а.х. с.д. определяется падением напряжения на омических контактах [15]. Тогда из в.а.х. мы можем определить величину суммарного сопротивления омических контактов  $R_K$  (рис. 3).



**Рис. 3.** Вольт-амперная характеристика  $LED_1$ : точки – результат измерений, линия – расчет по соотношению (1);  $LC$  – область низких токов,  $HC$  – область высоких токов.

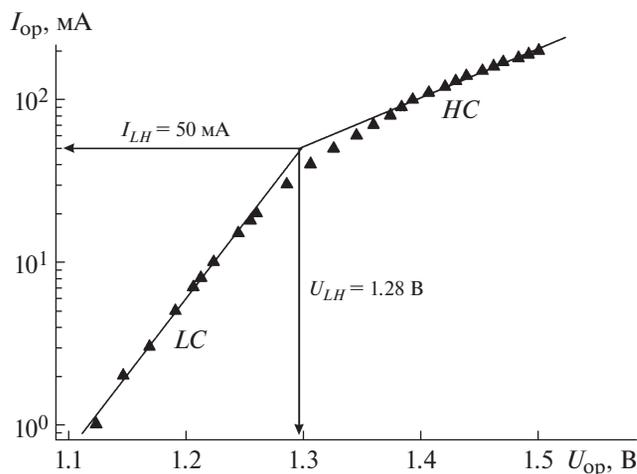
Согласно рис. 3, на в.а.х. можно выделить две характерные области:  $LC$  – область низких токов и  $HC$  – область высоких токов, каждая из которых описывается собственной зависимостью  $U_{op} = f(I_{op})$ , где  $U_{op}$  – прямое напряжение с.д. при заданном рабочем токе  $I_{op}$ . В области  $HC$  данная зависимость определяется соотношением

$$U_{op} = U_0 + R_k I_{op}, \quad (1)$$

где  $R_k = R_{k1} + R_{k2}$  – суммарное сопротивление омических контактов с.д.;  $U_0 = 1.26$  В – коэффициент пропорциональности, характеризующий  $p$ – $n$ –переход с.д.

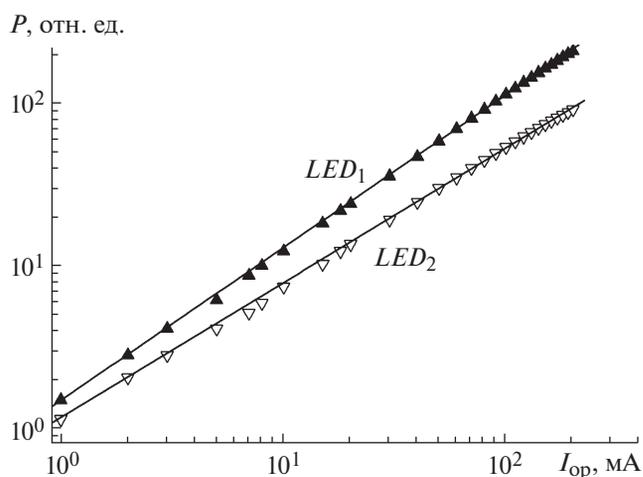
Представляет интерес определить границу между выделенными областями. Это необходимо, в частности, по следующей причине. Изменение сопротивления омических контактов должно приводить к сдвигу этой границы точно так же, как и изменение характеристик  $p$ – $n$ –перехода с.д. В свою очередь, различные внешние воздействия могут приводить к изменению как сопротивления омических контактов, так и характеристик  $p$ – $n$ –перехода с.д.

Рассмотрим в.а.х.  $LED_1$  в двойных логарифмических координатах (рис. 4). Такое представление в.а.х. с.д. позволяет достаточно четко определить граничный ток  $I_{LH}$  и соответственно граничное напряжение  $U_{LH}$  между выделенными областями (здесь и далее все численные значения величин будем приводить с точностью до третьего знака). Следует отметить, что с ростом сопротивления омических контактов будет наблюдаться сдвиг данной границы в область более высоких напряжений питания с.д.



**Рис. 4.** Вольт-амперная характеристика  $LED_1$ : точки – результат измерений, линии – экстраполяция областей  $LC$  и  $HC$ ;  $I_{LH}$ ,  $U_{LH}$  – граничные значения тока и напряжения между выделенными областями.

Далее рассмотрим вт.а.х. (рис. 5) исследуемых с.д. Согласно рис. 5, вт.а.х.  $LED_1$  и  $LED_2$  также различаются, но на них нельзя в явном виде выделить области  $LC$  и  $HC$ . Все наблюдаемые различия практически полностью можно объяснить погрешностью измерения анализируемых параметров. Отсутствие на вт.а.х. признаков явного разделения областей  $LC$  и  $HC$  наиболее вероятно обусловлено тем, что наличие области  $HC$  на в.а.х. однозначно определяется сопротивлением омических контактов (см. рис. 3). Кроме того, наличие области  $HC$  может быть связано и с увеличением температуры активного слоя с.д. по мере роста рабочего тока в процессе проведения измерений его характеристик.



**Рис. 5.** Ватт-амперные характеристики  $LED_1$  и  $LED_2$  в двойных логарифмических координатах.

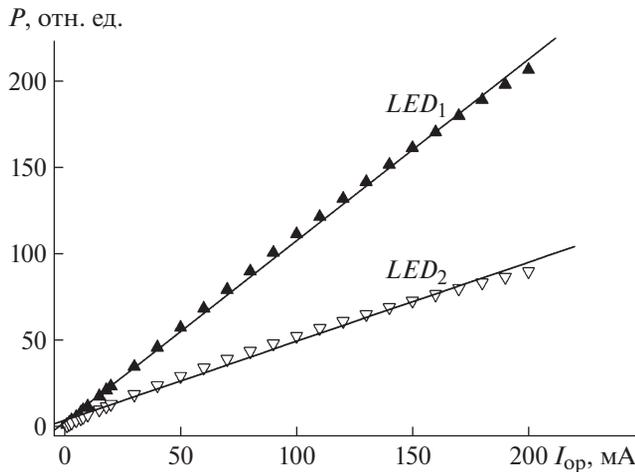


Рис. 6. Ватт-амперные характеристики  $LED_1$  и  $LED_2$  в линейных координатах.

В свою очередь рост температуры активного слоя может быть следствием как увеличения сопротивления омических контактов, так и подключения дислокаций [16]. При этом известно, что мощность излучения с.д. достаточно сильно зависит от температуры [17].

В частности, в [18] было показано, что для с.д. на основе GaP области  $LC$  и  $HC$  можно выделить на в.а.х. до проведения внешних воздействий на с.д. Зависимость мощности излучения с.д. от рабочего тока в данном случае можно описать следующим соотношением

$$P = AI_{op}^{\alpha}, \quad (2)$$

где  $A$ ,  $\alpha$  – коэффициенты пропорциональности, характерные для исследуемого с.д. Отметим, что показатель степени  $\alpha$  может быть различным для областей  $LC$  и  $HC$  [18] и изменяться при воздействии на с.д. различных внешних факторов.

С некоторым приближением в.а.х. используемых при моделировании с.д. можно описать и линейной функцией мощности излучения от рабочего тока, как это показано на рис. 6, т.е. принять коэффициент  $\alpha = 1$  в соотношении (2).

Таким образом, выше достаточно подробно рассмотрены основные электрофизические и светотехнические характеристики с.д., которые будут использованы при физическом моделировании. Подобный анализ можно выполнить и для ватт-вольтовой характеристики с.д., которая иногда используется для описания свойств с.д.

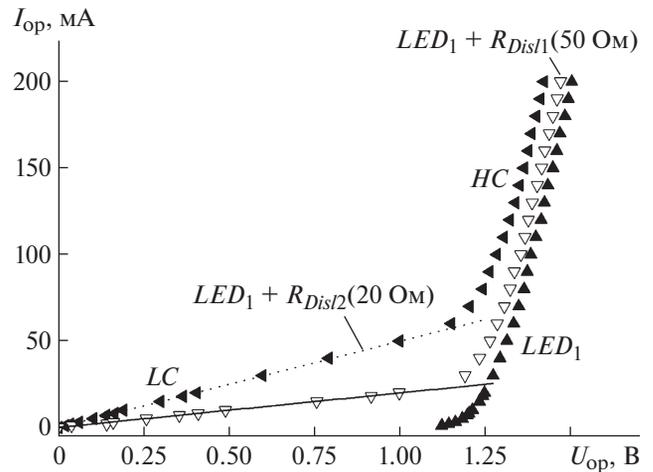


Рис. 7. Изменение в.а.х. с.д. при подключении к  $LED_1$  дислокаций в виде омического сопротивления разной величины.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

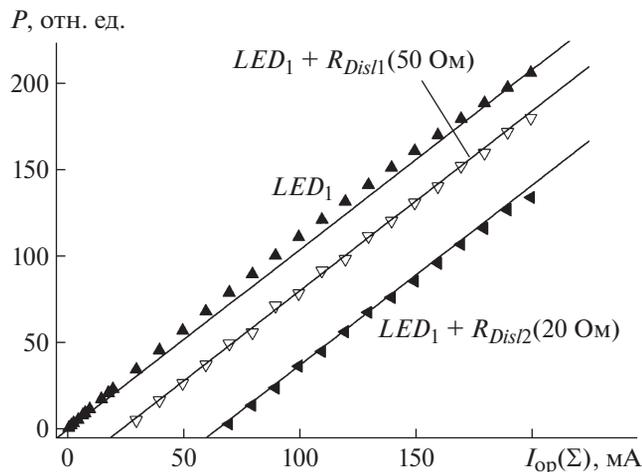
#### 3.1. Подключение дислокаций в виде омического сопротивления

Рассмотрим подключение к  $p$ – $n$ -переходу с.д. объемных каналов утечки тока (дислокаций) в виде параллельного омического сопротивления по схеме, которая показана на рис. 1а. Для данного случая физического моделирования изменения в.а.х. при различных значениях омического сопротивления дислокаций показаны на рис. 7. Таким образом, фактически будем рассматривать изменение в.а.х.  $LED_1 + R_{Disl}$  в сравнении с в.а.х.  $LED_1$ .

Согласно рис. 7, подключение дислокаций в виде параллельного омического сопротивления существенно изменяет форму в.а.х. с.д. Это соответствует данным, наблюдаемым ранее для диодов с барьером Шоттки [7] и для с.д. в работе [14].

В нашем случае на в.а.х. явно можно выделить участки тока  $LC$  и  $HC$ , граница между которыми сдвигается в область более низких рабочих напряжений вследствие снижения сопротивления  $LED_1 + R_{Disl}$  в области  $LC$  при неизменном сопротивлении омических контактов с.д. Согласно рис. 7, в случае  $LED_1 + R_{Disl}$  участок  $LC$  в.а.х. очень хорошо определяется омическим сопротивлением подключаемых дислокаций, а область  $HC$  описывается суммарным омическим сопротивлением с.д. и дислокаций и собственным значением коэффициента пропорциональности  $U_0$  (1):

$$U_{op} = U_0 + \left( \frac{R_k + R_{Disl}}{R_k R_{Disl}} \right) I_{op LED}. \quad (3)$$



**Рис. 8.** Ватт-амперные характеристики с.д. при подключении к  $LED_1$  дислокаций в виде омического сопротивления в линейных координатах. Точки – результат моделирования; линии – расчет по (4).

Величина суммарного рабочего тока  $I(\Sigma)$  с.д. в этом случае может быть описана следующим соотношением

$$I(\Sigma) = I_{op\ LED} + \frac{U_{op}}{R_{Disl}} \quad (4)$$

Таким образом, если в результате внешнего воздействия (ионизирующего излучения, длительной эксплуатации и т.д.) наблюдается подобное рассмотренному случаю изменение формы в.а.х. с.д., то его следует объяснять параллельным подключением дислокаций в виде омического сопротивления. При этом путем линейной экстраполяции участка  $LC$  на измеряемой в.а.х. (см. рис. 7) можно определить омическое сопротивление подключаемых дислокаций, а используя линейную экстраполяцию в.а.х. в области  $HC$ , – суммарное омическое сопротивление с.д.

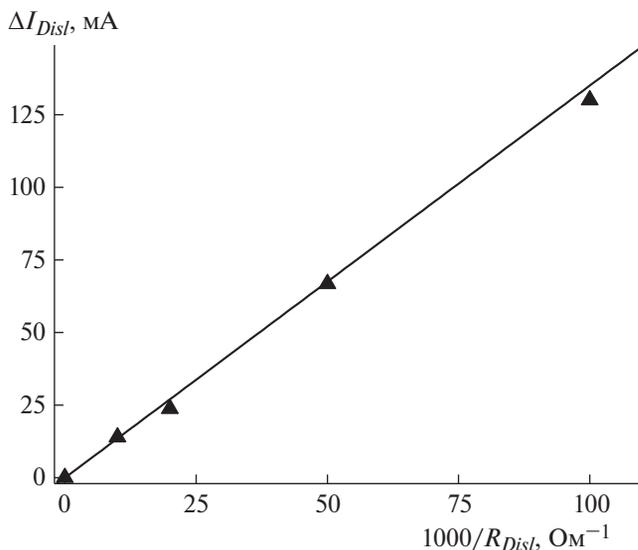
Рассмотрим изменение вт.а.х. с.д. при подключении дислокаций в виде омического сопротивления (рис. 8).

Согласно рис. 8, подключение дислокаций в виде омического сопротивления параллельно  $p-n$ -переходу с.д. приводит к сдвигу вт.а.х. на величину  $\Delta I_{Disl}$  в область более высоких рабочих токов, при этом наклон вт.а.х. остается практически без изменений. В общем случае наблюдаемый сдвиг вт.а.х. можно описать линейной функцией

$$P = AI_{op} + \Delta I_{Disl} \quad (5)$$

Величина  $\Delta I_{Disl}$  зависит от омического сопротивления дислокаций, как показано на рис. 9.

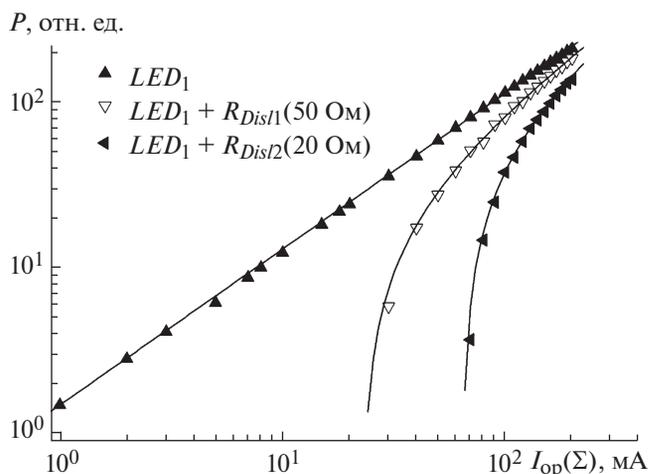
Подключение дислокаций в виде омического сопротивления параллельно  $p-n$ -переходу с.д.



**Рис. 9.** Зависимость сдвига по току вт.а.х.  $\Delta I_{Disl}$  от сопротивления дислокаций  $R_{Disl}$ .

сильно меняет форму вт.а.х., построенную в двойных логарифмических координатах (рис. 10).

На рис. 8 вт.а.х.  $LED_1$  описывается соотношением (2), а вт.а.х.  $LED_1 + R_{Disl1}$  и  $LED_1 + R_{Disl2}$  – соотношением (4). В данном случае наблюдается сдвиг вт.а.х. с.д. в область более высоких рабочих токов, т.е. без дополнительного анализа в.а.х. можно выделить области низких  $LC$  и высоких  $HC$  токов. Однако такое выделение вряд ли будет справедливым, поскольку наблюдаемое в данном случае изменение вт.а.х. обусловлено не зависимостью мощности излучения с.д. от плотности



**Рис. 10.** Ватт-амперные характеристики с.д. в двойных логарифмических координатах при подключении к  $LED_1$  дислокаций в виде омического сопротивления.

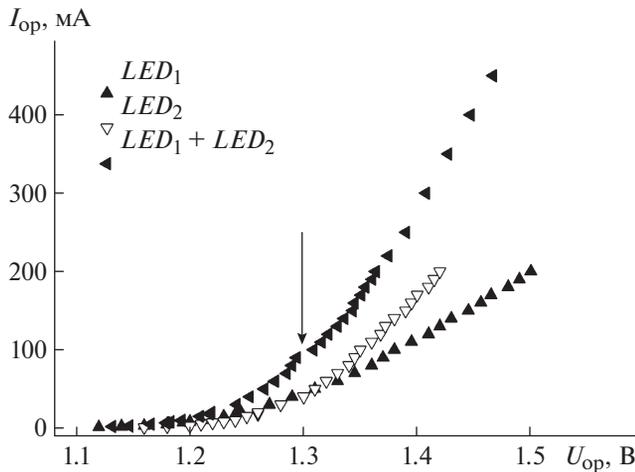


Рис. 11. Вольт-амперные характеристики с.д., полученные при подключении к  $LED_1$  дислокаций с собственным  $p-n$ -переходом.

рабочего тока, а соответствующим подключением дислокаций.

Таким образом, в результате схемного физического моделирования установлено, что подключение дислокаций в виде омического сопротивления параллельно  $p-n$ -переходу с.д. существенно изменяет его в.а.х. и вт.а.х. Анализ изменений в.а.х. позволяет определить омическое сопротивление подключаемых дислокаций. В свою очередь наблюдается сдвиг вт.а.х. с.д. в область более высоких рабочих токов, при этом величина сдвига изменяется пропорционально проводимости дислокаций (см. рис. 9). Установлены основные закономерности, которые могут быть использованы для количественного анализа изменений в.а.х. и вт.а.х. с.д. при подключении дислокаций в виде омического сопротивления параллельно его  $p-n$ -переходу.

### 3.2. Подключение дислокаций с собственным $p-n$ -переходом

Рассмотрим результаты схемного физического моделирования подключения дислокаций с собственным  $p-n$ -переходом параллельно  $p-n$ -переходу с.д. (см. рис. 16). При моделировании фактически измеряли суммарную в.а.х. двух с.д. ( $LED_1$  и  $LED_2$ ), включенных параллельно друг другу, но вт.а.х. — только для  $LED_1$ . На рис. 11 представлены в.а.х. с.д., полученные в результате моделирования.

На в.а.х., представленных на рис. 11, не наблюдается каких-либо аномалий по внешнему виду, можно только отметить неоднородность, которая отмечена вертикальной стрелкой. Однако на в.а.х. светодиода, построенной в двойных логарифмических координатах, можно выделить области низких  $LC$  и высоких  $HC$  токов (см. рис. 4).

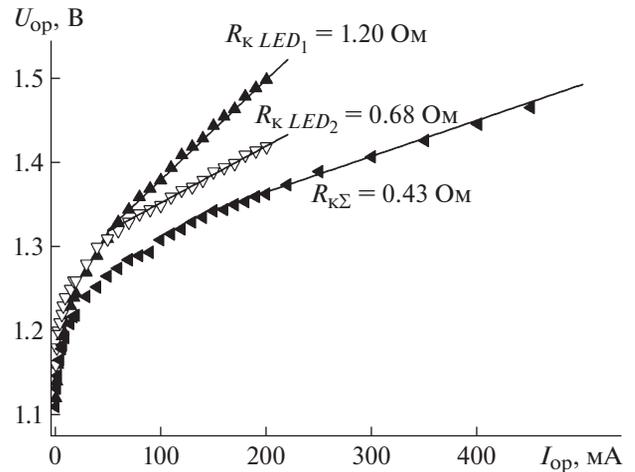


Рис. 12. Вольт-амперные характеристики  $LED_1$ ,  $LED_2$  и суммарная в.а.х. двух с.д.  $LED_1 + LED_2$ .

Вольт-амперные характеристики с.д. в области  $HC$  определяются суммарным сопротивлением омических контактов и суммарным омическим сопротивлением  $LED_1$  и  $LED_2$ , как это показано на рис. 12. В этом случае в.а.х. с.д. описывается соотношением (1), а сопротивление омических контактов определяет наклон в.а.х. в области  $HC$ .

Таким образом, подключение дислокаций с собственным  $p-n$ -переходом параллельно с.д. может не приводить к появлению явных аномалий на суммарной в.а.х. Наблюдается только более высокое значение рабочего тока при идентичном рабочем напряжении. Отметим, что при су-

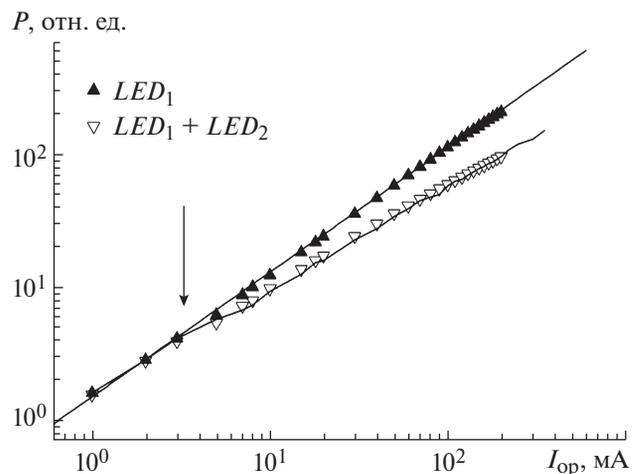
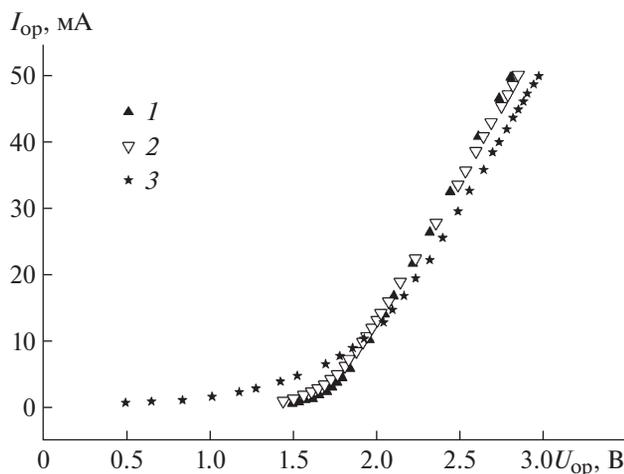


Рис. 13. Ватт-амперные характеристики  $LED_1$  и суммарная вт.а.х.  $LED_1 + LED_2$ . Точки — результаты измерений; линии — расчет по соотношениям (2) и (5) соответственно. Вертикальной стрелкой показан момент подключения дислокаций.



**Рис. 14.** Изменение в.а.х. светодиода после его облучения электронами: 1 – в.а.х. с.д. до облучения; 2, 3 – после облучения электронами с флюенсом  $F_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (2) и  $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (3). Точки – результаты исследований из работы [18].

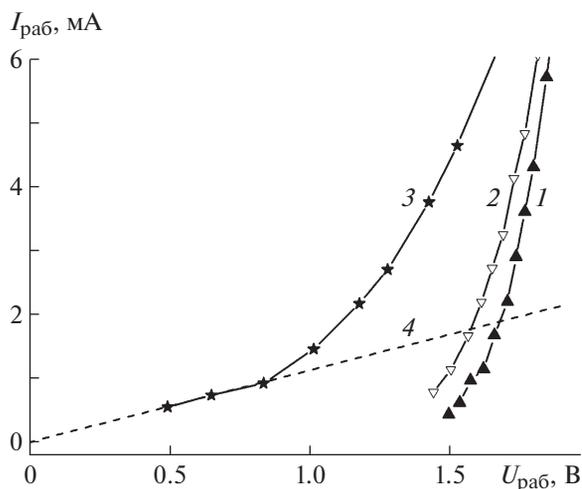
существенном различии в.а.х. дислокаций и в.а.х. с.д. это ожидаемо.

Рассмотрим изменение вт.а.х. светодиода при подключении дислокаций с собственным  $p-n$ -переходом параллельно с.д. (рис. 13). В данном случае суммарную вт.а.х.  $LED_1 + LED_2$  можно описать соотношением

$$P_{LED_1+LED_2} = A[I_{op}(LED_1) - I_{op}(LED_2)]^\alpha. \quad (6)$$

Снижение мощности излучения с.д. регистрируется с некоторого порогового тока (показан вертикальной стрелкой на рис. 13), величина которого определяется электрофизическими свойствами подключаемых дислокаций. Анализ рис. 13 показывает, что результаты расчета мощности излучения с.д. по соотношениям (2) и (6) очень хорошо согласуются с полученными экспериментальными данными. Таким образом, подключение дислокаций с собственным  $p-n$ -переходом параллельно с.д. приводит к изменению вт.а.х. (см. рис. 13).

Суммируя изложенные выше результаты физического моделирования, отметим, что подключение дислокаций в виде омического сопротивления приводит к существенному искажению в.а.х. с.д. – наблюдается сдвиг в.а.х. в область более высоких рабочих токов. Величина этого сдвига прямо пропорциональна проводимости подключаемых дислокаций. В свою очередь, подключение дислокаций с собственным  $p-n$ -переходом может и не вносить заметного изменения в форму в.а.х. с.д., но при этом вт.а.х. показывают снижение мощности излучения с.д. с некоторого рабочего тока, который определяется электрофизическими свойствами подключаемых дислокаций и с.д.



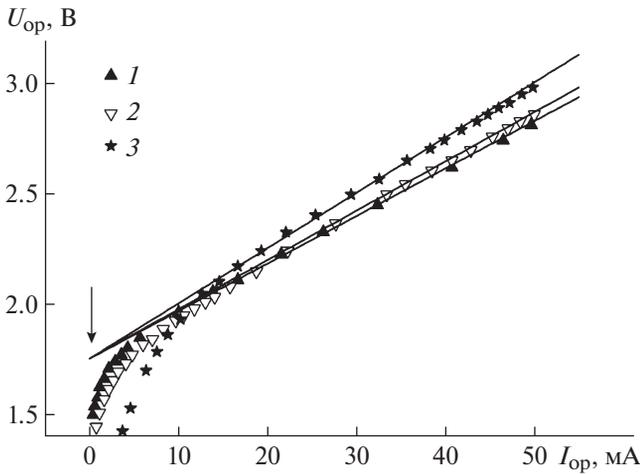
**Рис. 15.** Изменение в.а.х. светодиода в области LC при облучении с.д. электронами: 1 – в.а.х. с.д. до облучения; 2, 3 – после облучения электронами с флюенсом  $F_e = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (2) и  $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (3); 4 – в.а.х. дислокаций ( $R_{Disl} = 892 \text{ Ом}$ ). Точки – результаты исследований из работы [18].

Установлены соотношения, использование которых позволяет по электрофизическим характеристикам подключаемых дислокаций рассчитать ожидаемое изменение электрофизических и светотехнических характеристик с.д. и, наоборот, оценить электрофизические характеристики дислокаций по изменению в.а.х. и вт.а.х. с.д. при внешних воздействиях.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Сопоставим изложенные выше результаты физического моделирования с известными литературными данными. В работе [18] представлены результаты исследования стойкости красных светодиодов на основе полупроводниковых структур GaP (Zn, O) к облучению электронами с энергией  $E_e = 4 \text{ МэВ}$ . На рис. 14 приведены измеренные в этой работе в.а.х. с.д. Анализ их внешнего вида позволяет предположить подключение дислокаций в виде омического сопротивления параллельно  $p-n$ -переходу с.д. в результате облучения последнего электронами (сравни с рис. 7). Рассмотрим полученные в.а.х. с.д. в области низких токов LC (рис. 15), поскольку именно в этой области проявляются подключаемые дислокации в явном виде.

Внимательный анализ в.а.х. с.д. до его облучения и после (кривые 1 и 2 на рис. 15) позволяет предположить, что дислокации были подключены еще до облучения с.д., а после облучения электронами наблюдается снижение сопротивления



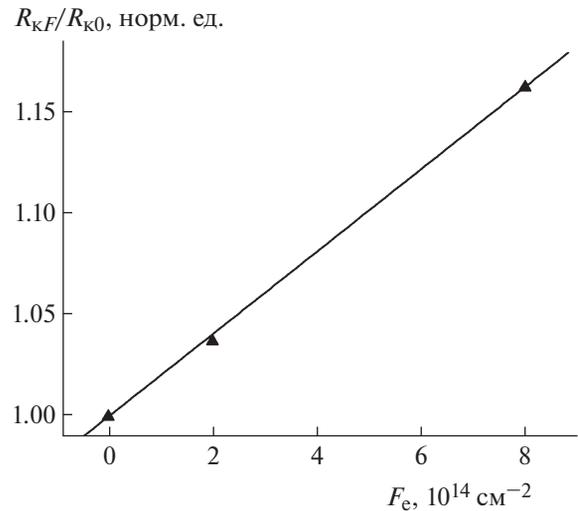
**Рис. 16.** Изменение в.а.х. в области *HS* при облучении с.д. электронами и при различных значениях омического сопротивления  $R_k$  с.д.: 1 –  $R_k = 2.15$  Ом,  $F_e = 0$  см $^{-2}$ ; 2 –  $R_k = 2.23$  Ом,  $F_e = 2 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ ; 3 –  $R_k = 2.50$  Ом,  $F_e = 8 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ . Точки – результаты измерений из работы [18]. Стрелкой показано общее рабочее напряжение  $U_0$ .

дислокаций за счет роста облаков Котрелла вследствие появления радиационных дефектов. Таким образом, наблюдаемое изменение в.а.х. с.д. в области *LC* после его облучения электронами достаточно хорошо описывается подключением дислокаций в виде омического сопротивления параллельно *p-n*-переходу с.д. При этом можно утверждать, что с ростом флюенса электронов сопротивление дислокаций снижается.

Рассмотрим изменение в.а.х. в области высоких токов *HS* при облучении с.д. электронами с различным флюенсом и при разном омическом сопротивлении с.д. (рис. 16). В данном случае омическое сопротивление с.д. описывается соотношением (1) при постоянном значении  $U_0$  для всех рассматриваемых в.а.х. Идентичность значения  $U_0$  свидетельствует о том, что дислокации были подключены еще до облучения с.д. Результаты, представленные на рис. 16, также позволяют сделать вывод о том, что с ростом флюенса электронов возрастает сопротивление омических контактов. В этом случае можно определить зависимость, которая будет описывать изменение сопротивления омических контактов с ростом флюенса электронов (рис. 17).

Таким образом, полученное в работе [19] изменение в.а.х. с.д. при его облучении электронами вполне может быть обусловлено одновременным действием двух механизмов деградации с.д.:

- подключением параллельно *p-n*-переходу с.д. дислокаций в виде омического сопротивле-

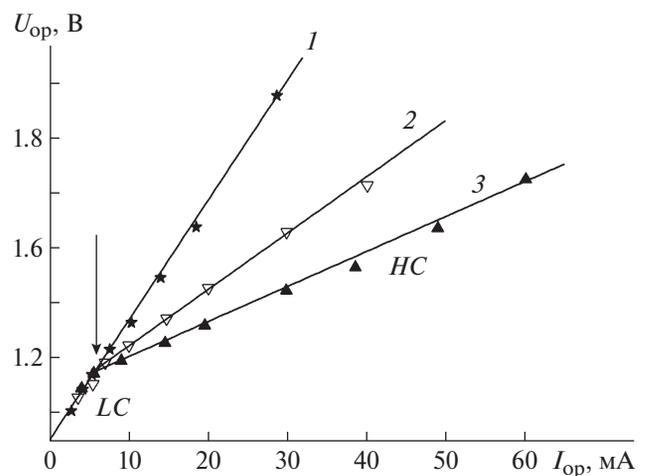


**Рис. 17.** Изменение сопротивления омических контактов с.д. при его облучении электронами.

ния, величина которого снижается с ростом флюенса электронов;

- увеличением сопротивления омических контактов с ростом флюенса электронов.

В работе [20] представлены результаты исследования деградационных процессов в с.д. на основе гетероструктур AlGaAs в процессе их эксплуатации. Воздействие факторов эксплуатации (повышенного рабочего тока, повышенной температуры и длительного времени наработки) моделировали пропусканием тока, существенно превышающего рабочий ток, при повышенной окружающей температуре. По результатам исследова-



**Рис. 18.** Изменение в.а.х. с.д. в процессе наработки: 1 – 0 ч ( $R_{k0} = 21.9$  Ом); 2 – 850 ч ( $R_{k1} = 10.3$  Ом); 3 – 4000 ч ( $R_{k3} = 6.4$  Ом). Стрелкой показано общее рабочее напряжение  $U_0$ .

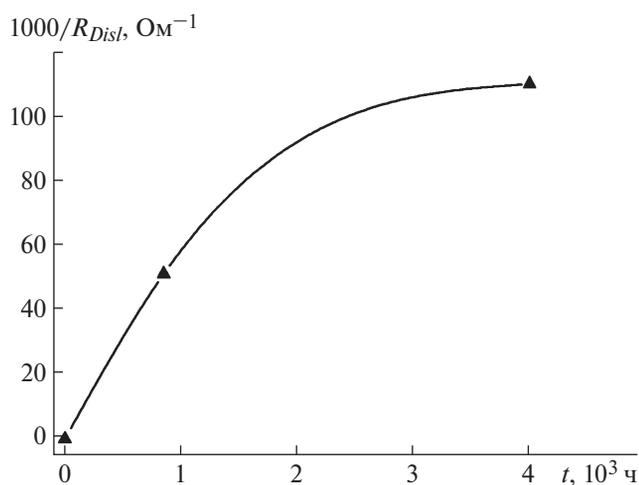


Рис. 19. Изменение проводимости подключаемых к с.д. дислокаций в зависимости от времени наработки с.д.

дований было установлено существенное изменение формы вольт-амперной и люмен-амперной (аналог вт.а.х.) характеристик с.д.

Анализ характерных изменений в.а.х. с.д., полученных в работе [20], позволяет предполагать, что в процессе наработки параллельно  $p-n$ -переходу с.д. подключаются дислокации, которые имеют собственный  $p-n$ -переход и характеризуются линейной (омической) в.а.х.

На рис. 18 показано изменение омического сопротивления с.д. в процессе эксплуатации вследствие подключения дислокаций.

Согласно рис. 18, подключение дислокаций происходит при одном и том же значении рабочего напряжения (рабочего тока). Это позволяет сделать вывод о неизменности  $U_0$ . С ростом продолжительности наработки повышается проводимость дислокаций. Имеющиеся экспериментальные данные [20] позволяют определить зависимость проводимости подключаемых дислокаций от времени наработки (рис. 19).

Следует отметить, что установленное в [20] изменение люкс-амперной характеристики по внешнему виду полностью соответствует изменению вт.а.х. с.д. в случае параллельного подключения дислокаций в виде омического сопротивления, которое получено в данной работе (см. рис. 10).

Таким образом, сопоставление результатов физического моделирования подключения дислокаций параллельно  $p-n$ -переходу с.д. с имеющимися экспериментальными результатами по исследованию воздействия различных внешних факторов (ионизирующего излучения, длительной эксплуатации) показало полную тождественность установленных соотношений, которые описывают наблюдаемые при этом изменения

электрофизических и светотехнических характеристик с.д.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Разработана методика физического моделирования подключения объемных каналов утечки тока (дислокаций) параллельно  $p-n$ -переходу с.д.

2. На основе физического моделирования установлены соотношения, которые позволяют определять изменения электрофизических и светотехнических характеристик с.д. в результате воздействия различных внешних факторов (ионизирующего излучения, длительной эксплуатации и т.д.) и электрофизические параметры дислокаций при их подключении по наблюдаемым изменениям характеристик с.д.

3. На основе известных литературных данных показана эффективность использования установленных соотношений для анализа характеристик с.д., подвергнутых различным внешним воздействиям.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bardsley W.T.* The Electrical Effects of Dislocations in Semiconductors, in *Progress in Semiconductors* / Ed. by *A.F. Gibson*. N.Y.: Wiley, 1960.
2. *Шикин В.Б., Шикина Ю.В.* // Успехи физических наук. 1995. Т. 165. № 8. С. 887.
3. *Мамаре Г.* Электроника дефектов в полупроводниках. М.: Мир, 1974.
4. *Yuen-Yee Wong, Edward Yi Chang, Tsung-Hsi Yang, Jet-Rung Chang, Jui-Tai Ku, Mantu K. Hudait, Wu-Ching Chou, Micheal Chen, Kung-Liang Lin* // Journal of the Electrochemical Society. 2010. V. 157. № 7. P. 746. <https://doi.org/10.1149/1.3392365>
5. *Yonenaga I., Ohno Y., Edagava K.* // J. of Crystal Growth. 2014. V. 403. P. 72. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2014.06.021>
6. *Shigeyoshi Usami, Yuto Ando, Atsushi Tanaka, Kentaro Nagamatsu, Manato Deki, Maki Kushimoto, Shugo Nitta, Yoshio Honda, Hiroshi Amano, Yoshihiro Sugawara, Yong-Zhao Yao, Yukari Ishikawa* // Appl. Phys. Letters. 2018. V. 112. № 18. P. 182106. <https://doi.org/10.1063/1.5024704>
7. *Takahashi K.* // Japanese Journal of Applied Physics. 1980. V. 19. № 4. P. 773.
8. *Bergh A.A., Dean P.J.* Light-emitting diodes. Oxford: Clarendon Press, 1976.
9. *Шуберт Ф.* Светодиоды. М.: Физматлит, 2008.
10. *Мильвидский М.Г., Освенский В.Б.* Структурные дефекты в эпитаксиальных слоях полупроводников. М.: Металлургия, 1985.
11. *Chin A.K., Keramidas V.G., Johnston W.D., Mahajan S., Roccasecca D.D.* // Journal of Applied Physics. 1980. V. 51. № 2. P. 978. <https://doi.org/10.1063/1.327678>

12. *Li D.S., Chen H., Yu H.B., Jia H.Q., Huang Q., Zhou J.M.* // Journal of Applied Physics. 2004. V. 96. № 2. P. 1111. <https://doi.org/10.1063/1.1763234>
13. *Schubert M.F., Chhajed S., Kim J.K., Schubert E.F., Koleske D.D., Crawford M.H., Lee S.R., Fischer A.J., Thaler G., Banas M.A.* // Appl. Phys. Letters. 2007. V. 91. № 23. P. 231114. <https://doi.org/10.1063/1.2822442>
14. *Gradoboev A.V., Orlova K.N., Simonova A.V.* // Microelectronics Reliability. 2016. V. 65. P. 55. <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2016.07.143>
15. *Градобоев А.В., Симонова А.В., Орлова К.Н.* // Журнал радиоэлектроники. 2019. № 1. С. 7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2019.1.8>
16. *Sachenko A.V., Belyaev A.V., Bobyl A.V., Boltovets N.S.* // Semiconductors. 2012. V. 46. № 3. P. 334. <https://doi.org/10.1134/S1063782612030177>
17. *Ohno Y.* // Fifth Symposium Optics in Industry. (Santiago De Queretaro, Mexico, 2005) 2006. V. 6046. P. 604625. <https://doi.org/10.1117/12.674617>
18. *Gradoboev A.V., Orlova K.N., Simonova A.V.* // Materials Science Forum Scientific Journal. 2019. V. 270. P. 88. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.970.88>
19. *Гонтарук А.М., Конорева О.В., Литовченко П.Г., Малый Е.В., Петренко И.В., Пинковская М.Б., Тартачник В.П., Шлапацкая В.В.* // ВАНТ. Физика радиационных повреждений и явлений в твердых телах. 2015. № 5. С. 28.
20. *Ирха В.И.* // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. 2010. № 1. С. 95.

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ДЕФЛЕКТОР НА ПАРАТЕЛЛУРИТЕ – ПОВЫШЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ПАРАМЕТРОВ

© 2021 г. С. Н. Антонов<sup>а,\*</sup>, Ю. Г. Резвов<sup>б,\*\*</sup>

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

<sup>б</sup> Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева  
Россия, 301665, Новомосковск Тульской обл., ул. Дружбы, 8

\*e-mail: olga-ant@yandex.ru

\*\*e-mail: rezvovyuug@mail.ru

Поступила в редакцию 16.01.2021 г.

После доработки 05.02.2021 г.

Принята к публикации 07.02.2021 г.

Экспериментально исследованы явления, возникающие при внутреннем нагреве (выделении управляющей радиомощности) акустооптического дефлектора на основе парателлурита с отводом тепла от пьезопреобразователя через жидкостный контакт. Установлено, что, кроме температурного дрейфа скорости звука и показателей преломления, существенное влияние на характеристики дефлектора оказывает температурная неоднородность. При этом объем кристалла ведет себя как оптический клин – более оптически плотный у преобразователя, и менее плотный – при удалении от него. Обнаружен эффект внутренней компенсации тепловой девиации положения дифрагированного луча при определенной ориентации дефлектора.

DOI: 10.31857/S0032816221040017

### 1. ВВЕДЕНИЕ

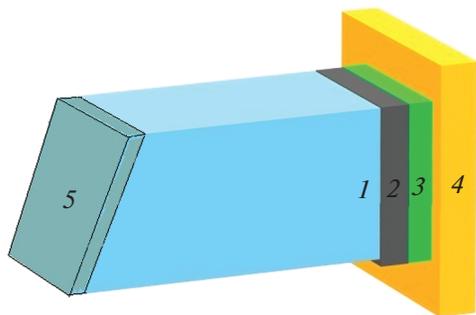
Прикладная акустооптика (а.о.) – это управление параметрами светового излучения и создание устройств для этих целей. Теория а.о.-дифракции и ряд практически интересных приборных реализаций описаны достаточно подробно в работах [1–7]. Особую нишу в современных лазерных системах занимают а.о.-дефлекторы (а.о.д.) – устройства для углового сканирования лазерного луча. Совокупность таких параметров, как управление интенсивным (десятки и сотни киловатт на квадратный сантиметр) лазерным излучением, высокое быстродействие, отсутствие механически перемещаемых элементов, малые вносимые световые потери, небольшие габариты и масса, делают а.о.д. перспективным элементом в различных лазерных системах [8–10].

Доминирующим материалом современных а.о.д. является монокристалл парателлурита ( $\text{TeO}_2$ ). Кристалл обладает феноменально большой величиной а.о.-качества –  $M_2 = 1000 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  (при дифракции на медленной сдвиговой акустической моде), широким диапазоном прозрачности – от 0.35 до 5 мкм, высокой лучевой стойкостью. Развитая технология производства больших (со стороной более 20 мм) однородных кристаллов  $\text{TeO}_2$ .

Дефлектор на базе парателлурита – объект данной работы.

Акустооптические дефлекторы находят широкое применение в лазерных системах вывода (нанесения) изображения, маркировки узлов и деталей, в 3-D принтерах как в комбинации с электро-механическими сканерами, так и самостоятельно [11]. Одной из задач в таких системах является повышение кратковременной и долговременной стабильности основных параметров а.о.д. Так, нестабильность положения лазерного луча и изменение эффективности дифракции снижают качество выводимого изображения. Это происходит, в том числе, из-за тепловых эффектов [12–20]. Нестабильность параметров связана с температурой как а.о.-ячейки в целом, так и отдельных ее элементов – кристалла  $\text{TeO}_2$  и пьезопреобразователя. Стабилизация температуры а.о.д. в целом достаточно очевидна, технически несложна, но, как будет показано в данной работе, полностью не решает задачу стабилизации параметров.

Внимание данной работы акцентируется на исследовании эффектов, возникающих при внутреннем нагреве, в частности выделении подводимой управляющей радиомощности, и их влиянии на стабильность основных параметров а.о.д. Задача работы – определение численных значений



**Рис. 1.** Схема а.о.д. 1 – кристалл  $\text{TeO}_2$ , 2 – пьезопреобразователь, 3 – жидкостный слой, 4 – тело теплоотвода, 5 – поглотитель отраженной волны.

приемлемого (компромиссного) соотношения между основными параметрами (эффективность, полоса сканирования) и максимальным уровнем управляющей мощности.

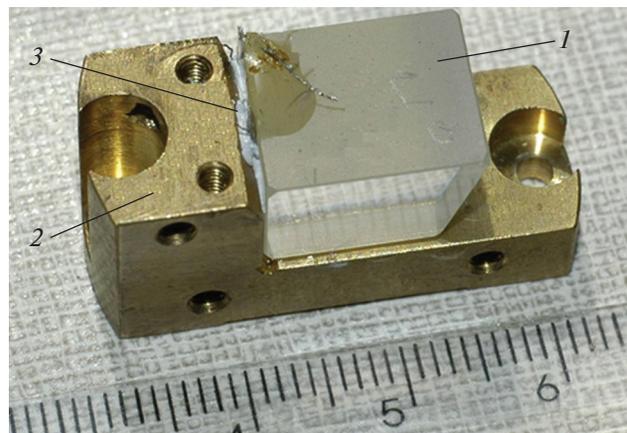
## 2. КОНСТРУКЦИЯ ДЕФЛЕКТОРА

Электрическая мощность, подводимая к а.о.д., вызывает повышение температуры в различных областях а.о.-кристалла. Основные механизмы выделения тепла следующие. Первый – это нагрев области, прилегающей к пьезопреобразователю, в силу потерь на преобразование электричество–звук. Оценки в диапазоне акустической частоты до 100 МГц составляют 2–4 дБ. Второй – затухание (диссипация) в теле кристалла  $\text{TeO}_2$ . Диссипация для медленной сдвиговой моды равна 2.4 дБ/см на частоте 100 МГц, поэтому на частоте около 40 МГц при длине кристалла 15 мм такие потери составят около 2 дБ. Третий – выделение тепла на тыльном торце звукопровода – в поглотителе звука.

Особенностью разработанной конструкции а.о.д. является использование технологии отвода тепла от пьезопреобразователя через жидкостный контакт [21–23]. Суть в том, что значительное различие комплексного импеданса для сдвиговых акустических колебаний жидкостей и твердого тела (пьезопреобразователя) обеспечивает акустическую изоляцию последнего от теплоотвода при хорошей передаче тепла. Принципиальная схема конструкции приведена на рис. 1.

Внешний вид а.о.д. представлен на рис. 2.

Кристалл  $\text{TeO}_2$  (1) приклеен к латунному корпусу 2, и через слой жидкости 3 ( $d = 5\text{--}10$  мкм) торец пьезопреобразователя находится в контакте с вертикальной стенкой держателя. В качестве жидкостного слоя используется глицерин – невысыхающая жидкость с малым давлением насыщенного пара при высокой температуре.



**Рис. 2.** Внешний вид а.о.д. Плата электрического согласования снята. 1 – кристалл  $\text{TeO}_2$ , 2 – латунный корпус, 3 – жидкостный контакт.

Параметры а.о.д. (используемого далее в экспериментах) следующие: пьезопреобразователь сдвиговых колебаний из  $\text{LiNbO}_3$  длиной 5 мм и высотой 4 мм, наклон акустического вектора  $6^\circ$  к оси [110]. Технология акустического контакта (акустического согласования преобразователя и  $\text{TeO}_2$ ) обеспечивала акустическую полосу 20–50 МГц при  $\text{КСВ} < 2$  и потери на преобразования 2.4–2.6 дБ.

Длительная эксплуатация данной конструкции показала, что управляющие мощности непрерывного радиосигнала не приводят к деградации дефлектора.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И УСТАНОВКА

На рис. 3 показаны измеряемые параметры а.о.д.

Излучение  $I$  лазера с расходимостью  $\alpha$  на выходе а.о.д. преобразуется в лучи нулевого  $I_0$  и дифракционного  $I_1$  порядка с углом между ними  $\theta$ . В зависимости от подводимой мощности  $P$  измерялись девиация дифрагированного луча  $\Delta\theta$  и его измененная расходимость  $\alpha_1$ . Измерения проводились в двух геометрических конфигурациях (см. вставки на рис. 3): I – когда свет падал на набегающий акустический фронт и II – на развернутый на  $180^\circ$  акустический фронт. Тепловая модификация лазерных лучей на выходе а.о.д. измерялась на установке, схема которой представлена на рис. 4.

Измерялись абсолютные величины светового диаметра  $D$  и смещение луча  $\Delta d$ , данные регистрировались в 2-D и 3-D виде и пересчитывались в углы.

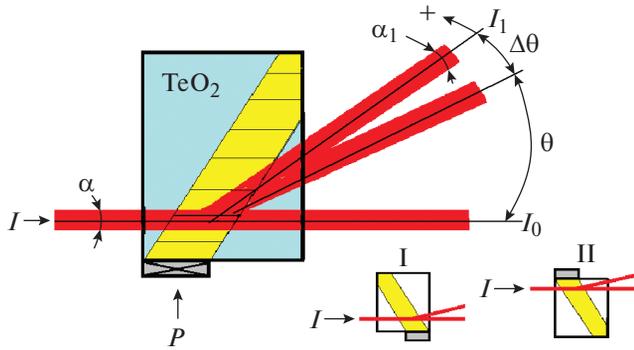


Рис. 3. Измеряемые параметры а.о.д. Положительное направление лучей показано знаком “+”.

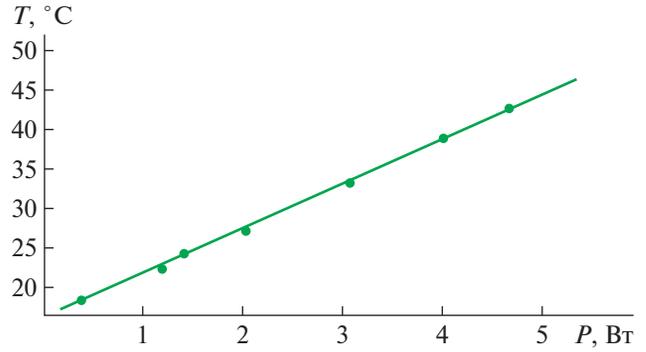


Рис. 5. Зависимость температуры грани кристалла  $\text{TeO}_2$  от подводимой мощности при точности измерений температуры 3%, мощности – 5%.

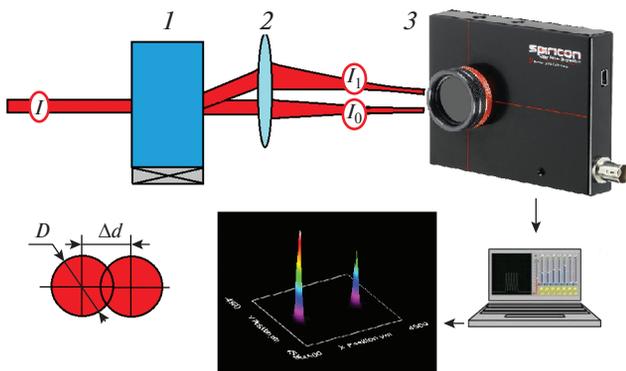


Рис. 4. Схема установки. 1 – а.о.д., 2 – линза, 3 – измеритель профиля луча;  $I$  – входной луч,  $I_0$  и  $I_1$  – лучи соответственно нулевого и дифракционного порядка дифракции.

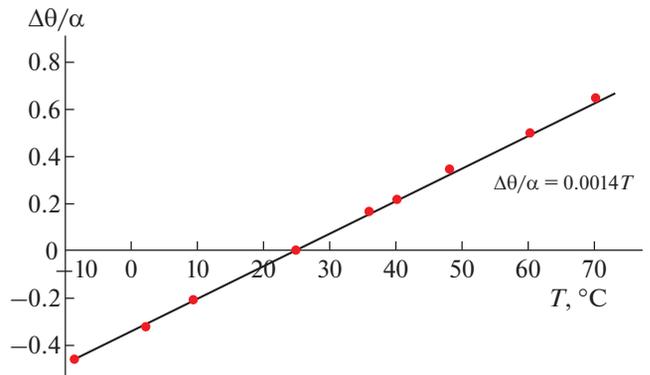


Рис. 6. Зависимость относительной девиации (отклонения) первого брэгговского порядка от температуры кристалла при точности измерений  $\Delta\theta/\alpha$  5%, температуры – 3%.

#### 4. ДАННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТА. ЭФФЕКТ КОМПЕНСАЦИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ

Эксперимент с а.о.д. (параметры см. выше) проводился на частоте звука 42 МГц при подводимой непрерывной мощности управления в диапазоне до 5 Вт. Лазерный луч с длиной волны  $\lambda = 0.63$  мкм на входе а.о.д. имел апертуру 2.5 мм и расходимость  $\alpha = 0.7$  мрад. Полный угол отклонения  $\theta = 41$  мрад.

Рис. 5 показывает изменение температуры поверхности кристалла а.о.д. в экспериментальном диапазоне непрерывной мощности управления.

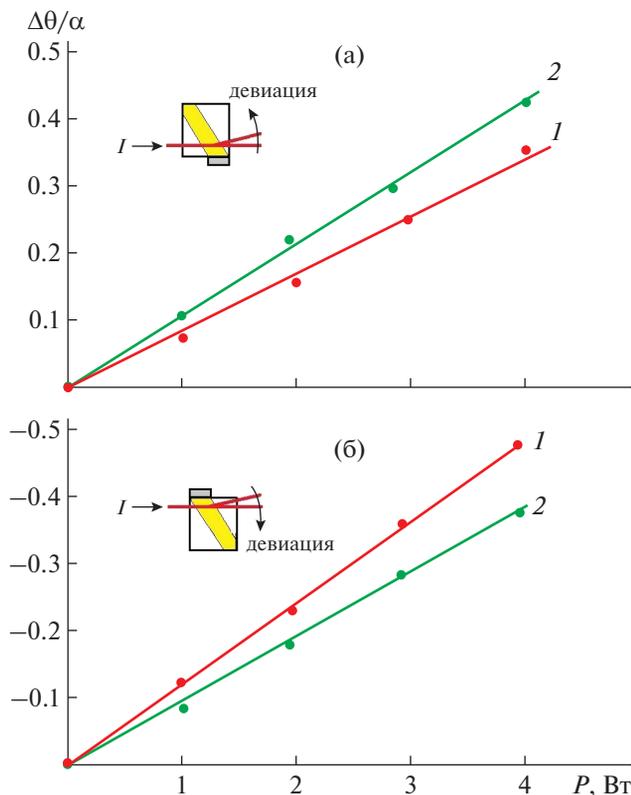
На рис. 6 представлено изменение относительного положения дифрагированного луча от температуры кристалла при малых управляющих мощностях (без внутреннего нагрева) [23]. Отметим, что абсолютная величина угла отклонения с ростом температуры уменьшается. Поскольку  $\theta = \lambda f/v$ , где  $f$  и  $v$  – соответственно частота и скорость звуковой волны, это однозначно связано с тем, что с ростом температуры скорость звука возрастает.

Дальнейшие измерения проводились в зависимости от подводимой управляющей радиомощности. На рис. 7 показана относительная девиация (отклонение) нулевого и первого брэгговского порядков.

Абсолютная девиация дифракционного порядка составила  $\approx 0.06$  мрад/Вт (для случая на рис. 7а) и  $\approx 0.1$  мрад/Вт (для случая на рис. 7б).

На рис. 8 представлена зависимость относительного уширения дифрагированного луча от подводимой мощности управления. Абсолютное уширение составило (в линейном приближении зависимости)  $\approx 0.35$  мрад/Вт.

Анализ результатов показывает, что наблюдаемая зависимость углового положения лучей от мощности ультразвука линейна и имеет специфические особенности. Первая – это различие знака отклонения нулевого и 1-го дифракционных порядков для противоположных положений а.о.д. относительно падающего луча (0 или 180°). Вторая особенность – различие абсолютных величин температурной девиации 1-го дифракци-

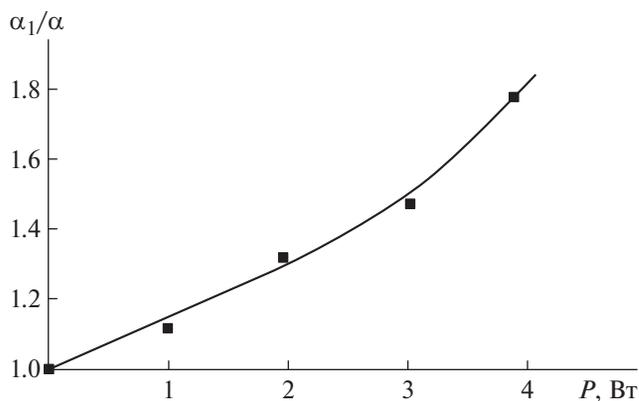


**Рис. 7.** Зависимости относительной девиации угла отклонения дифракционного (1) и нулевого (2) порядка от подводимой к а.о.д. электрической мощности: **а** – свет падает на “набегающий” акустический фронт, **б** – на “убегающий”. Точность измерений  $\Delta\theta/\alpha$  10%,  $P$  – 5%.

онного порядка для противоположных положений а.о.д. Существенно, что при равных мощностях сигнала отношение девиаций оставляет  $\sim 1.5$  и, по сути, является эффектом компенсации температурной зависимости угла отклонения.

Качественное объяснение наблюдаемым эффектам следующее. Пренебрегая затуханием звука в  $\text{TeO}_2$ , положим, что основной источник тепла – область кристалла вблизи преобразователя. Рассмотрим два независимых температурных механизма, приводящих к изменению угловых положений лучей на выходе а.о.д. Первый – это положительное температурное изменение оптической плотности [24]. Вследствие того что нагрев максимален около преобразователя и спадает при удалении от него, объем кристалла можно представить в виде оптического клина – более оптически плотного у преобразователя и менее – при удалении от него.

Следовательно, отклонение луча (по этому механизму) будет происходить в сторону основания клина, т.е. в сторону преобразователя (см. вставки I и II на рис. 3), величину отклонения обозначим как  $\Delta\theta_k$ . Данное воздействие происходит как



**Рис. 8.** Относительное уширение дифрагированного луча при точности измерений  $\alpha_1/\alpha$  10%, мощности – 5%.

на падающий луч, так и на дифрагированный с одним знаком отклонения: на рис. 7а – против угла дифракции, на рис. 7б – в направлении дифракции.

Второй механизм – это изменение (увеличение) скорости звука, которое влияет только на дифрагированный луч, уменьшая угол дифракции на величину  $\Delta\theta_r$ . Таким образом, в зависимости от положения а.о.д. относительно падающего луча лазерная суммарная величина девиации первого порядка дифракции составит:  $\Delta\theta = \Delta\theta_k - \Delta\theta_r$  (см. рис. 7а) и  $\Delta\theta = \Delta\theta_k + \Delta\theta_r$  (см. рис. 7б).

Обнаруженный эффект можно охарактеризовать как внутреннюю компенсацию тепловой зависимости положения дифрагированного луча и следует учитывать (использовать) при конструировании систем, содержащих а.о.д. на основе  $\text{TeO}_2$ .

Также наблюдается линейно-зависимое от мощности звука уширение дифрагированного порядка, причиной которого является оптическая неоднородность кристалла в области а.о.-взаимодействия, что также необходимо учитывать.

## ВЫВОДЫ

1. Разработана конструкция а.о.д. на основе кристалла  $\text{TeO}_2$  с отводом тепла от тыльной поверхности пьезопреобразователя через тонкий жидкостный контакт, который обеспечивает хороший отвод тепла при акустической изоляции. Конструкция обеспечивает возможность непрерывной работы при управляющей мощности до 5 Вт. Это позволяет существенно уменьшить длину преобразователя, что расширяет полосу сканирования а.о.д.

2. Измерена зависимость углового положения дифрагированного излучения от управляющей радиомощности и получены соотношения между величиной тепловой девиации и уровнем мощности. Установлено, что величина отклонения зави-

сит от расположения а.о.д. относительно входного лазерного луча (0 или  $180^\circ$ ), что имеет значение для повышения стабильности параметров устройств на основе а.о.д.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.* Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.
2. *Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
3. *Корпел А.* Акустооптика. М.: Мир, 1993.
4. *Xu J., Stroud R.* Acousto-optic devices. N.Y.: Wiley, 1992.
5. *Задорин А.С.* Динамика акустооптического взаимодействия. Томск: Томский гос. ун-т, 2004.
6. *Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г.* Теория и практика современной акустооптики. М.: МИСиС, 2015.
7. Design and fabrication of acousto-optic devices / Ed. *A.P. Goutzoulis and D.R. Pape.* N.Y.: Marcel Dekker, 1988.
8. *Romer G.R.V.E., Bechtold P.* // Physics Procedia. 2014. V. 56. P. 29. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2014.08.092>
9. *Гуляев Ю.В., Казарян М.А., Мокрушин Ю.М., Шакин О.В.* Акустооптические лазерные системы формирования телевизионных изображений. М.: Физматлит, 2016.
10. *Антонов С.Н.* // ПТЭ. 2019. № 3. С. 89. <https://doi.org/10.1134/S0032816219020174>
11. *Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.* // ПТЭ. 2020. № 6. С. 46. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050262>
12. *Морозова К.А., Каплунова Е.И., Рыбина С.С., Шмелева Е.В., Костюк А.В., Самохвалов Н.Е.* // Вестник ТвГУ. Серия Физика. 2015. № 1. С. 38.
13. *Tretiakov S., Grechishkin R., Kolesnikov A., Kaplunov I., Yushkov K., Molchanov V., Linde B.B.J.* // Acta Physica Polonica A. 2017. V. 127. № 1. P. 72. <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.127.72>
14. *Белоусов А.П., Белоусов П.Я., Борняк Л.А.* // Известия Томского политехнического университета. 2014. Т. 325. № 2. С. 137.
15. *Манцевич С.Н., Юхневич Т.В., Волошинов В.Б.* // Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 122. № 4. С. 694. <https://doi.org/10.7868/S003040341704016X>
16. *Zarubin V., Yushkov K., Chizhikov A., Molchanov V., Tretiakov S., Kolesnikov A., Cherepetskaya E., Karabutov A.* // Proceedings of Meetings on Acoustics. 2018. V. 32. № 1. P. 032002-1. <https://doi.org/10.1121/2.0000722>
17. *Zarubin V.P., Yushkov K.B., Chizhikov A.I., Makarov O.Yu., Molchanov V.Ya., Tretiakov S.A., Kolesnikov A.I., Cherepetskaya E.B., Karabutov A.A.* // NDT and E International. 2018. V. 98. P. 171. <https://doi.org/10.1016/j.ndteint.2018.05.010>
18. *Mantsevich S.N., Kostyleva E.I.* // Ultrasonics. 2019. V. 91. P. 45. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2018.07.016>
19. *Tretiakov S., Kolesnikov A., Kaplunov I., Grechishkin R., Yushkov K., Shmeleva E.* // International Journal of Thermophysics. 2016. V. 37. № 1. Article number 6. <https://doi.org/10.1007/s10765-015-2017-x>
20. *Гук А.С., Гуляев Ю.В., Евстигнеев В.Л., Казарян М.А., Мокрушин Ю.М., Талалаев М.А., Шакин О.В.* Температурные эффекты в акустооптических дефлекторах на парателлурите. М.: РАН, 2017. ISBN: 978-5-906906-41-0
21. *Антонов С.Н., Таешиников А.Б.* // Акустический журнал. 1991. Т. 37. № 5. С. 837.
22. *Антонов С.Н.* // ПТЭ. 2019. № 6. С. 82. <https://doi.org/10.1134/S0032816219060016>
23. *Антонов С.Н.* // Акустический журнал. 2019. Т. 65. № 5. С. 588. <https://doi.org/10.1134/S0320791919050034>
24. *Stefanskii I.V., Mikhalevich S.E., Burak Y.V., Sapovskii V.M.* // Journal of Applied Spectroscopy. 1989. Т. 51. № 2. С. 790. <https://doi.org/10.1007/BF00659956>

## АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ ДОПЛЕРОВСКИХ АНЕМОМЕТРОВ ПОТОКОВ ЖИДКОСТИ И ГАЗА

© 2021 г. С. Н. Антонов<sup>а,\*</sup>, Ю. Г. Резвов<sup>б,\*\*</sup>

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

<sup>б</sup> Новомосковский институт Российского химико-технологического университета им. Д.И. Менделеева  
Россия, 301665, Новомосковск Тульской обл., ул. Дружбы, 8

\*e-mail: olga-ant@yandex.ru

\*\*e-mail: rezvovyug@mail.ru

Поступила в редакцию 27.03.2021 г.

После доработки 07.04.2021 г.

Принята к публикации 13.04.2021 г.

Рассмотрена схема лазерного доплеровского двухлучевого анемометра потока жидкости или газа на основе акустооптического модулятора на кристалле  $\text{TeO}_2$ , выполняющего функции делителя луча и сдвигателя частоты света. Показано, что режим акустооптической дифракции – аксиальное двух-фононное взаимодействие на медленной акустической моде – наиболее оптимален для схем анемометров. В этом режиме формируются два равноинтенсивных дифрагированных луча с однонаправленными поляризациями, разность частот между которыми равна удвоенной частоте ультразвука. Выполнен расчет частоты параметров модулятора для анемометров с различными длинами волн света.

DOI: 10.31857/S0032816221050025

### ВВЕДЕНИЕ

Прикладная акустооптика (а.о.) основана на использовании фотоупругого эффекта, возникающего при распространении ультразвука в прозрачных средах, для управления параметрами оптического излучения [1–6]. Акустооптические эффекты используются в системах и устройствах управления лазерным излучением: для амплитудной и фазовой модуляции, углового сканирования. Важное и практически безальтернативное свойство а.о. – сдвиг частоты света на величину, кратную частоте ультразвука.

Бесконтактный способ измерения кинематических параметров жидкости и газа – лазерная доплеровская анемометрия – широко используется для измерения скорости среды в локальной области потока жидкости или газа [7–9]. Принципиальным является то, что, осуществляя пространственное сканирование исследуемых потоков, можно изучать параметры сложных турбулентных образований.

Принцип действия двухлучевого лазерного доплеровского анемометра (л.д.а.) основан на том, что два когерентных луча с равнонаправленными векторами поляризации (или неполяризованных луча) пересекаются с образованием видимой интерференционной картины (рис. 1). Основные

параметры интерференционной области: размер –  $a$ , расстояние между полосами интерференции –  $d = \lambda / (2 \sin \alpha)$ , где  $\lambda$  – длина волны света,  $2\alpha$  – угол между лучами.

Если интерференционную картину пересекает непрозрачная (отражающая, рассеивающая свет) частица, то интенсивность отраженного света

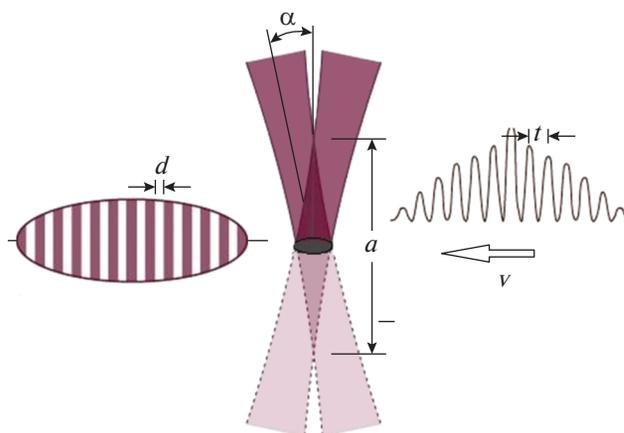
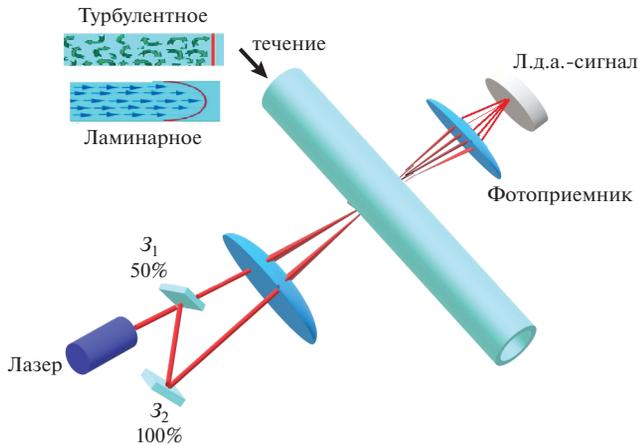


Рис. 1. Интерференционная картина в зоне пересечения лучей.



**Рис. 2.** Схема л.д.а. с зеркальным формированием двух лучей.  $Z_1$  и  $Z_2$  – зеркала.

пульсирует с периодом  $t = d/v$ , где  $v$  – скорость частицы. Регистрируя отраженный (рассеянный) свет из области интерференции, можно получить информацию о скорости потока частиц, в чем и заключается принцип работы л.д.а. – бесконтактное оптическое измерение скорости потоков газа или жидкости.

При равенстве частот пересекающихся лучей интерференционная картина стационарна во времени. Следовательно, знак скорости частиц не регистрируется, и сигнал л.д.а. не зависит (инвариантен) от направления движения частиц среды. Очевидно, что в ряде случаев, особенно при исследовании неламинарных потоков, это сужает объем информации.

Разница между частотами лучей обеспечивает движение интерференционной картины в поперечном направлении, и, как следствие, частотный отклик для потоков (частиц) во встречных направлениях будет различен. Это позволяет определять направление движения.

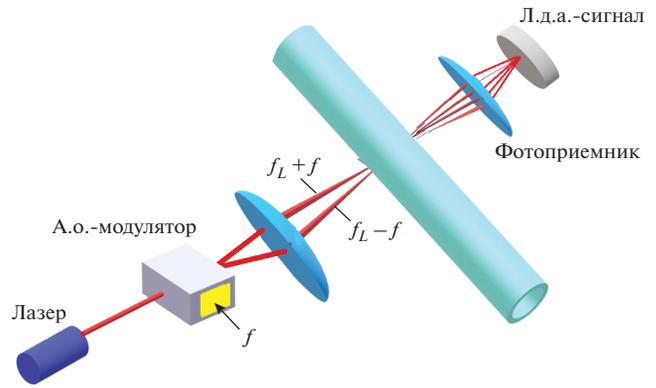
Применение а.о.-модулятора одновременно решает задачу как сдвига частоты света, так и деления лазерного луча на два канала. Разработке модулятора для данной цели посвящена настоящая работа.

### Л.Д.А. С АКУСТООПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ

На рис. 2 показана оптическая схема л.д.а. для измерения параметров движущейся жидкости в прозрачных трубопроводах с зеркальным формированием двух лучей.

На рис. 3 приведена схема л.д.а. с а.о.-модулятором [10–13].

Существенно то, что а.о.-модулятор выполняет как функцию делителя исходного луча, так и



**Рис. 3.** Принципиальная схема л.д.а. с использованием а.о.-модулятора.

сдвиг частоты. Угол между лучами и частотный сдвиг могут варьироваться в определенном диапазоне и определяются параметрами а.о.-модулятора и длиной волны лазерного излучения.

### АКУСТООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР

Доминирующим материалом в современной прикладной а.о. является монокристалл парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ). Это обусловлено феноменально большой величиной а.о.-качества –  $M_2 \approx 1000 \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  (дифракция на медленной сдвиговой акустической моде), широким диапазоном прозрачности, 0,35–5 мкм, высокой (сотни киловатт на квадратный сантиметр) лучевой стойкостью. Развита технология производства больших (с размерами до  $25 \times 25 \times 50 \text{ мм}$ ) особо чистых кристаллов и итоговых оптических заготовок. Значительная величина  $M_2$  позволяет создавать компактные высокоэффективные а.о.-устройства (дефлекторы, модуляторы и др.) при приемлемых непрерывных управляющих мощностях радиосигналов, составляющих порядка нескольких ватт.

$\text{TeO}_2$  является двулучепреломляющим, оптически активным, акустически анизотропным кристаллом. Высокое значение  $M_2$  реализуется в такой топологии (геометрии), когда медленная сдвиговая акустическая мода распространяется вблизи направления  $[110]$ , а в плоскости а.о.-взаимодействия лежит оптическая ось и ось  $[110]$ . Принята следующая классификация режимов а.о., связанных с направлением звука относительно оси  $[110]$ . Если ультразвуковая волна распространяется с уклоном от оси  $[110]$ , то это неаксиальная дифракция (англ. far-of-axis), а если строго по оси  $[110]$  и один из взаимодействующих лучей распространяется вдоль оптической оси, то это аксиальная дифракция [14, 15].

Для задачи лазерной анемометрии оптимальной является аксиальная двухфононная дифрак-

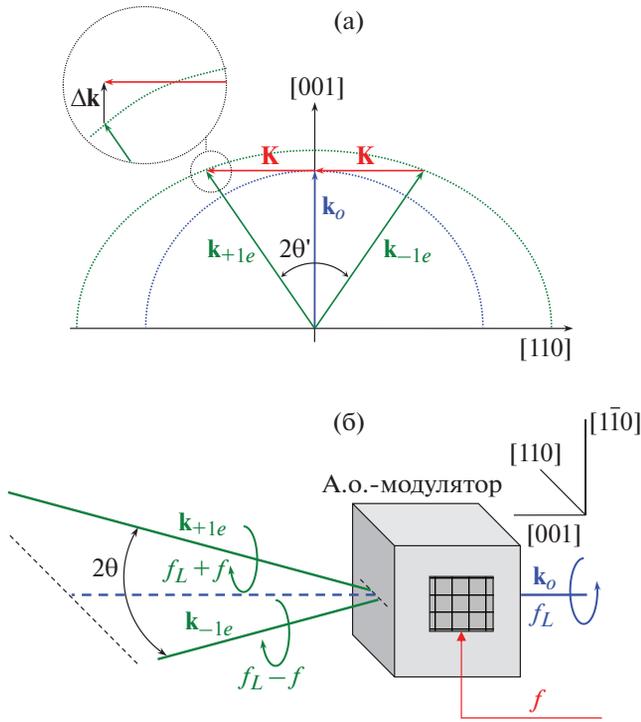


Рис. 4. а – векторная диаграмма аксиальной дифракции; б – ход лучей на выходе а.о.-модулятора.

ция, характеризующаяся, во-первых, равнонаправленностью поляризаций отклоненных (интерферирующих) лучей и, во-вторых, удвоенным углом отклонения и удвоенной разностной частотой сдвига по сравнению с неаксиальной дифракцией. На рис. 4 приведена векторная диаграмма данного режима а.о.-дифракции и показан ход лучей на выходе а.о.-модулятора.

Падающий луч (волновой вектор  $\mathbf{k}_0$ ) с правой круговой поляризацией распространяется строго по оптической оси  $[001]$ , сдвиговая ультразвуковая волна (вектор  $\mathbf{K}$ ) – по оси  $[110]$  с поляризацией вдоль  $[1\bar{1}0]$ . В результате двухфононного (двухактового) а.о.-взаимодействия на одной акустической волне луч света разделяется на два равноинтенсивных луча с векторами  $\mathbf{k}_{\pm 1e} \cong \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{K}$ . Угол отклонения лучей равен  $\theta' \cong K/k_0$  в среде и  $\theta \cong f\lambda/v_s$  в воздухе, где  $f$  и  $v_s$  – соответственно частота и скорость ультразвука,  $\lambda$  – длина волны света. Отклоненные лучи имеют сдвиг по частоте на частоту звука  $f$  в плюс и минус соответственно. В плосковолновом приближении при определенной мощности и частоте  $f_0$  звука (частота  $f_0$  определяется точным равенством  $\mathbf{k}_{\pm 1e} = \mathbf{k}_0 \pm \mathbf{K}$ ) каждый из двух отклоненных лучей несет 50% мощности падающего излучения. Отметим, что двухфононное взаимодействие можно реализовать и в другой геометрии [16].

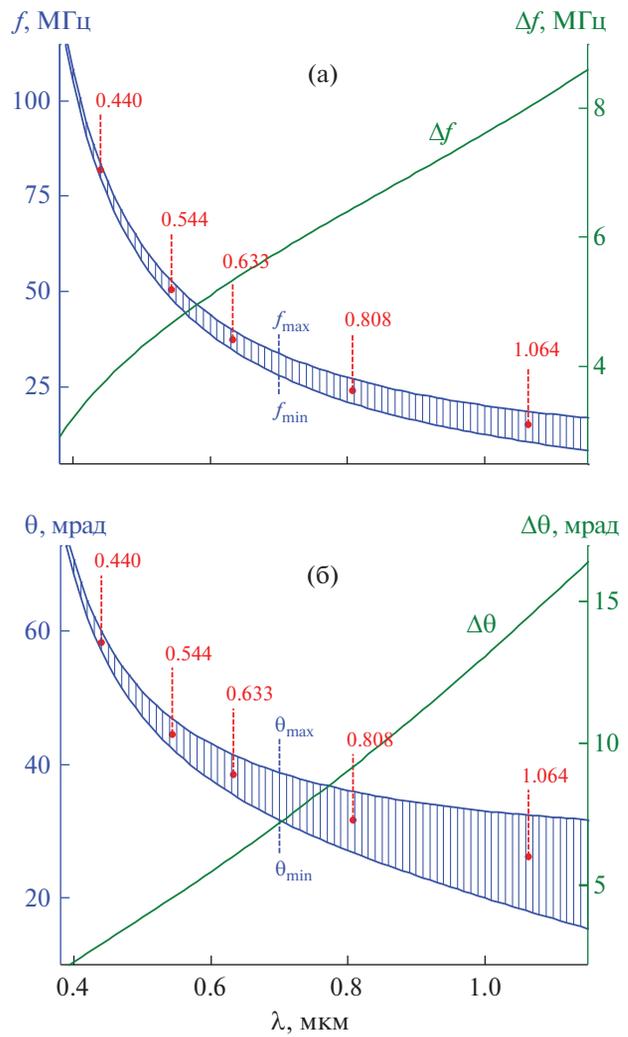


Рис. 5. Зависимость частотного (а) и углового (б) диапазонов эффективного взаимодействия от длины световой волны.

В ряде практических реализаций возникает необходимость изменять частоту звука, например, при частотной или фазовой модуляции в методах синхронного детектирования. При изменении частоты возникает расстройка синхронизма  $\Delta\mathbf{k}$ , уменьшается эффективность дифракции, и допустимая величина этого уменьшения определяет полосу акустических частот  $\Delta f$  и интервал  $\Delta\theta$  угла отклонения.

Расчет частотной и угловой характеристик был выполнен для большого интервала длин волн света при длине взаимодействия (длина преобразователя)  $L = 5$  мм. Оптические и акустические данные взяты из работ [17, 18] соответственно. Рис. 5 иллюстрирует полученные результаты.

Расчет диапазонов велся из условия, что при изменении частоты от значения  $f_0$  доля мощности в каждом из отклоненных лучей снижалась с

Таблица 1

Длина волны $\lambda$ , мкм	Частотный диапазон $f_{\min} - f_{\max}$ , МГц	Угловой диапазон $\theta_{\min} - \theta_{\max}$ , мрад
0.440	80–84	57–60
0.5435	48–53	42–47
0.6328	35–40	35–41
0.808	21–27	27–36
1.064	11–19	18–32

50% до 30%. На рис. 5а левая шкала соответствует значениям граничных  $f_{\min}$  и  $f_{\max}$  частот, а правая шкала – полосе  $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ . На рис. 5б приведены аналогичные зависимости для угла отклонения в воздухе.

Отметим особенности полученных результатов. Во-первых, при приближении к коротковолновой границе области пропускания  $\text{TeO}_2$  акустическая частота и угол отклонения увеличиваются, при этом диапазоны сужаются. Это требует более точной юстировки модулятора относительно источника света. Во-вторых, расстройка  $\Delta k$  при отклонении от центральной частоты меняется несимметрично. Согласно рис. 4а, при уменьшении частоты расстройка растет медленнее, чем при увеличении. Значит, диапазон пропускания расширен в сторону уменьшения частоты.

В табл. 1 приведены значения параметров для некоторых характерных длин волн, на которых работают промышленные лазеры.

На рис. 6 приведена фотография внешнего вида модуля, включающего коллиматор волоконного лазера на длине света 1.06 мкм и а.о.-модулятор. Юстировка и последующая фиксация модулятора позволяют обеспечить размещение модуля в лю-

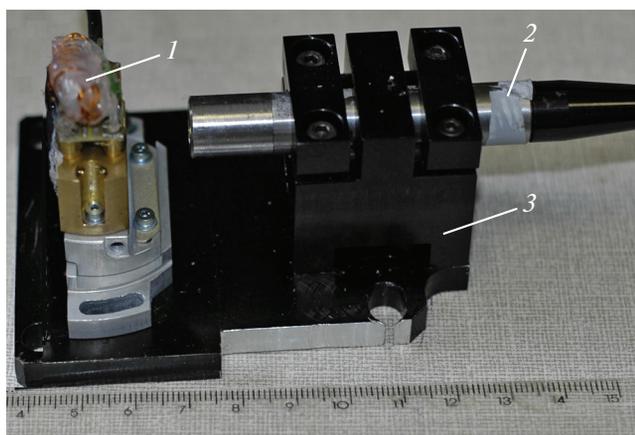


Рис. 6. Внешний вид модуля, содержащего лазер и а.о.-модулятор. 1 – а.о.-модулятор, 2 – коллиматор лазера, 3 – корпус.

бом заданном положении в конструкции л.д.а. Использовался а.о.-модулятор на кристалле  $\text{TeO}_2$  с пьезопреобразователем сдвиговых колебаний из  $\text{LiNbO}_3$  с размерами  $L = 5$  мм,  $H = 4$  мм. На длине волны света 1.06 мкм и частоте звука 20 МГц угол  $\theta$  составил 32 мрад.

Отметим, что данное устройство нашло применение при исследовании аэродинамических потоков в ЦАГИ, г. Жуковский.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование а.о.-модулятора в схеме двухлучевого л.д.а. решает основные функциональные задачи: деление луча на два канала и сдвиг частоты света для верификации знака направления потока. Оптимальным является использование а.о.-модулятора на основе кристалла парателлурита в режиме двухфононной аксиальной дифракции. Данный режим реализуется в топологии, когда свет распространяется строго по оптической оси  $[001]$ , а сдвиговая ультразвуковая волна – по оси  $[110]$  с вектором поляризации по направлению  $[1\bar{1}0]$ . В этом случае отклоненные лучи имеют равные интенсивности и равнонаправленный вектор поляризации, частоты сдвинуты на двойную частоту ультразвука, угол между лучами равен двойному углу рассеяния при однократной дифракции. При этом возможно изменение разностной частоты между лучами при допустимом снижении максимальной эффективности. Разработана и изготовлена экспериментальная конструкция модуля, содержащего коллиматор волоконного лазера и а.о.-модулятор на основе  $\text{TeO}_2$  со следующими параметрами: длина волны света 1.06 мкм, частота звука 20 МГц, угол между лучами 64 мрад.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят Благотворительный фонд Андрея Мельниченко (The Andrey Melnichenko Foundation) за помощь в проведении данного исследования.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. М.: Сов. радио, 1978.

2. Балакий В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
3. Корпел А. Акустооптика. М.: Мир, 1993.
4. Хи J., Stroud R. Acousto-optic devices. N.Y.: Wiley, 1992.
5. Задорин А.С. Динамика акустооптического взаимодействия. Томск: Томский гос. ун-т, 2004.
6. Молчанов В.Я., Китаев Ю.И., Колесников А.И., Нарвер В.Н., Розенштейн А.З., Солодовников Н.П., Шаповаленко К.Г. Теория и практика современной акустооптики. М.: МИСиС, 2015.
7. Ринкевичюс Б.С. Лазерная анемометрия. М.: Энергия, 1978.
8. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичюс Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982.
9. Albrecht H.-E., Borys M., Damasche N., Tropea C. Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques. Berlin: Springer, 2003.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-662-05165-8>
10. Антонов С.Н., Литвинов В.М., Проклов В.В., Скворцов В.В., Филатов А.Н. // Автометрия. 1982. № 3. С. 45.
11. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н., Тимофеев А.С. Препринт № 20 (549). М.: ИРЭ АН СССР, 1990.
12. Котов В.М., Шкердин Г.Н. // Акуст. журн. 1994. Т. 40. № 6. С. 309.
13. Антонов С.Н., Котов В.М., Сотников В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 168.
14. Warner A.W., White D.L., Bonner W.A. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 4489.  
<https://doi.org/10.1063/1.1660950>
15. Белый В.Н., Кулак Г.В., Крох Г.В., Ропот П.И., Шакин О.В. // Журнал прикладной спектроскопии. 2018. Т. 85. № 4. С. 673.
16. Захаров А.В., Волошинов В.Б. // ЖТФ. 2016. Т. 86. № 9. С. 96.  
<http://dx.doi.org/DOI:%2010.1134/S1063784216090292>
17. Молчанов В.Я., Колесников А.И., Брызгина М.А., Гасанов О.В., Арямин Е.Е., Друина Д.В., Лямкин А.В. // Вестник ТвГУ. Сер. Физика. 2010. № 11. С. 21.
18. Молчанов В.Я., Волошинов В.Б., Макаров О.Ю. // Квантовая электроника. 2009. Т. 39. № 4. С. 353.

## ФОКУСИРОВКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ КВАНТОВ 9.5 кэВ ЭЛЛИПСОИДОМ С КРИСТАЛЛОМ НОРГ

© 2021 г. Н. В. Жидков<sup>а,\*</sup>, Е. В. Поздняков<sup>а</sup>, Н. А. Суслов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики  
Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37

\*e-mail: zhidkov@iskra5.vniief.ru

Поступила в редакцию 27.02.2021 г.

После доработки 11.04.2021 г.

Принята к публикации 13.04.2021 г.

Описана постановка и результаты полномасштабных экспериментов на лазерной установке “Искра-5” (150 Дж лазерной энергии в импульсе длительностью 0.3 нс, плотность потока лазерного излучения на мишени  $1.6 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) по фокусировке жесткого рентгеновского излучения от лазер-плазменного источника с Ga-мишенью с помощью эллипсоида с кристаллом НОРГ. Описана конструкция указателя, позволившая в экспериментах источник рентгеновского излучения создавать в фокусе эллипсоида с точностью не хуже 100 мкм. В полномасштабных экспериментах на расстоянии 250 мм достигнута фокусировка рентгеновского излучения в пятно диаметром 1 мм. Получено восьмидесятикратное увеличение плотности потока рентгеновского излучения с энергией квантов 9.5 кэВ.

DOI: 10.31857/S0032816221050153

### ВВЕДЕНИЕ

Бурное развитие в последние десятилетия лазеров с пико- и фемтосекундной длительностью лазерных импульсов позволило на основе лазерной плазмы создавать компактные лазер-плазменные источники импульсного рентгеновского излучения (р.и.) со столь же короткой длительностью импульсов. Такие источники, благодаря компактности и короткой длительности импульсов, оказались востребованными при проведении большого числа прикладных исследований, как, например, исследований плотной и высокотемпературной плазмы [1], фазовых переходов в материалах в экстремальных условиях [2], быстропротекающих процессов молекулярной динамики [3], а также способствовали развитию методов регистрации изображений в медицине [4, 5].

Начало исследований с использованием лазера на свободных электронах XFEL (X-ray Free-Electron Laser) ставит новую важную задачу предварительной аттестации оптических свойств и лучевой прочности элементов рентгеновской оптики, которые будут использованы для управления и формирования потоков р.и. с высокой плотностью энергии в широком спектральном диапазоне. Для сохранения короткой длительности рентгеновских импульсов XFEL и, главное, их когерентности для аттестации необходима высокая плотность потоков р.и. Воздействие таких пото-

ков может вызывать тепловые поверхностные изменения как гладких (с шероховатостями поверхности единицы ангстрем) подложек зеркал скользящего отражения, так и монослойных Au- или Pt-покрытий толщиной ~100 нм либо многослойных интерференционных структур для рентгеновского диапазона. Кроме того, такие потоки могут вызывать объемные фазовые модификации зеркал [6, 7]. Необходимые плотности потоков р.и. могут быть достигнуты при использовании лазер-плазменных источников р.и. в сочетании с адекватными фокусирующими компонентами рентгеновской оптики.

При взаимодействии интенсивного лазерного излучения с веществом за счет таких процессов, как, например, резонансное поглощение или параметрические неустойчивости, в лазерной плазме возникают так называемые “горячие электроны”, энергия которых может достигать сотен килоэлектронвольт или даже нескольких мегаэлектронвольт. Распространяясь в мишени, эти электроны вызывают тормозное р.и., а также, посредством ионизации К-оболочки вещества мишени с последующим радиационным девозбуждением, характеристическое излучение холодного либо частично ионизованного материала мишени [8–10]. Длительность этого излучения определяется главным образом продолжительностью ускорения электронов, т.е. приблизительно длительностью лазерного импульса и средним временем

движения электронов внутри мишени, составляющим порядка нескольких пикосекунд [11].

Несмотря на достигнутые успехи в создании лазер-плазменных источников р.и., продолжают исследования механизмов взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом с целью оптимизации характеристик этих источников для достижения необходимых параметров. В зависимости в основном от параметров как лазерного излучения (падающей интенсивности, коэффициента контрастности, длительности импульса, поляризации), так и мишени эффективность генерации характеристического  $K_{\alpha}$ -излучения варьируется от  $10^{-6}$  до  $10^{-4}$  [12–15]. Однако, чтобы быть востребованными в прикладных экспериментах, созданные с помощью лазеров источники должны быть изотропными и использовать для фокусировки р.и. рентгеновскую оптику с большой апертурой, собирающей максимум фотонов. Фокусировка и монохроматизация р.и. могут быть достигнуты с использованием двумерно изогнутых совершенных кристаллов, таких как кварц, кремний или GaAs [16–18]. Такие кристаллы позволяют получать фокусное пятно  $\sim 50$  мкм, но с эффективностью, ограниченной величиной  $\sim 10^{-4}$ .

В данной работе экспериментально продемонстрирована возможность высокоэффективной фокусировки жесткого р.и. с использованием однокомпонентной рентгеновской оптики в виде эллипсоида с кристаллом HOPG (Highly Oriented Pyrolytic Graphite.)

### КОНСТРУКЦИЯ

Эллипсоид с кристаллом HOPG изготовлен по технологии, описанной в работе [19], но с большими размерами полуосей:  $a = 126.85$  мм и  $b = 24.5$  мм, что соответствует фокусному расстоянию  $f = 124.5$  мм. Сам эллипсоид длиной 50 мм был изготовлен симметрично относительно фокусов. В эллипсоиде на отражающей поверхности был зафиксирован кристалл HOPG толщиной 100 мкм.

В соответствии с размерами полуосей эллипсоида и удвоенным межплоскостным расстоянием кристалла HOPG ( $2d = 6.708 \text{ \AA}$ ) энергия квантов р.и., которая отражается от поверхности эллипсоида и фокусируется в его фокусе, изменяется примерно от 9.389 кэВ на торцах эллипсоида до 9.570 кэВ в его центре.

Следует отметить, что рентгеновские трубки с такой энергией квантов отсутствуют. Подходящей энергией квантов обладает ряд компонентов линейчатого р.и. ионов галлия в лазерной плазме. Так, энергии  $K_{\alpha 2}$ - и  $K_{\alpha 1}$ -линий излучения, резонансной и интеркомбинационной линий гелие-подобного иона галлия составляют соответственно: 9.22482, 9.25174, 9.62781 и 9.57413 кэВ. Обычно в спектре лазерной плазмы, кроме интенсивных

$K_{\alpha 1,2}$  и резонансной линий гелие-подобного иона, присутствуют более слабые линии ионов с меньшей степенью ионизации [20].

### ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

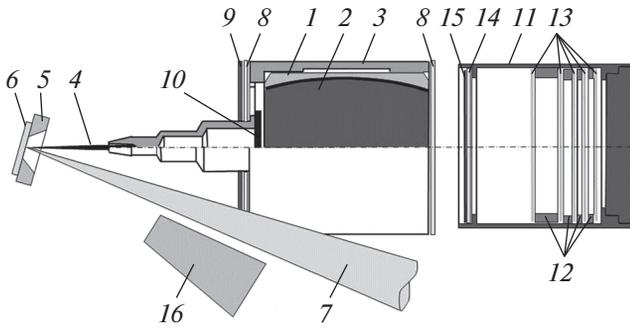
Для экспериментов с эллипсоидом был изготовлен прецизионный указатель фокуса эллипсоида (далее указатель фокуса) в форме цилиндрического стакана с тонкостенным дном, на котором по оси стакана выточен ступенчатый стержень, переходящий в усеченный конус. Внутри стакана по окружности были выточены два пояска с таким диаметром, чтобы эллипсоид легко, но в то же время без люфта вставлялся в стакан. Для прохождения р.и. в дне стакана были вырезаны четыре окна и оставлены узкие, но достаточно жесткие радиальные ребра жесткости. В усеченном конусе по его оси было высверлено отверстие диаметром 1 мм, в которое вставлялась игла. Длина последней была такой, чтобы острие полностью вставленной в отверстие иглы совпадало с фокусом эллипсоида. Диаметр иглы доводился до размера, при котором она легко и без люфта вставлялась в отверстие.

Подложка мишени представляла собой стальную пластинку толщиной 0.4 мм с отверстием диаметром, немного большим 1 мм, чтобы сквозь него легко вынималась игла. Со стороны падения лазерного излучения отверстие было раззенковано до диаметра 1.5 мм. Для проведения эксперимента держатель мишени выставлялся таким образом, чтобы острие иглы находилось в плоскости тыльной поверхности держателя мишени, в центре отверстия с точностью не хуже 100 мкм. Затем, вынув иглу сквозь отверстие, на тыльную поверхность держателя приклеивалась Ga-пластинка. В экспериментах лазерное излучение фокусировалось в центр отверстия с точностью не хуже 100 мкм.

В эллипсоиде на отражающей поверхности был закреплен кристалл HOPG толщиной 100 мкм.

Исследования фокусирующих свойств эллипсоида проводились в полномасштабных экспериментах в одном из каналов лазерной установки “Искра-5” [21] по схеме, приведенной на рис. 1.

Относительные интенсивности линий р.и. зависят от плотности потока лазерного излучения в пятне облучения и от длины волны лазерного излучения. Так, при облучении мишеней более коротковолновым излучением второй гармоники количество “горячих электронов” в лазерной плазме невелико, поэтому в спектре излучения преобладают линии гелие-подобных ионов, а излучение  $K_{\alpha 1,2}$  значительно слабее или почти отсутствует. Поэтому в экспериментах, чтобы получить более узкий спектр источника р.и., мишени облучались лазерным излучением второй гармоники с  $\lambda =$



**Рис. 1.** Схема экспериментов по исследованию фокусирующих свойств эллипсоида. 1 – корпус эллипсоида; 2 – кристалл НОРГ; 3 – корпус указателя фокуса; 4 – игла; 5 – подложка мишени; 6 – Ga-мишень; 7 – пучок лазерного излучения; 8 – лавсановый фильтр толщиной 200 мкм; 9 – Al-фильтр толщиной 50 мкм; 10 – Ta-диск толщиной 2 мм; 11 – корпус кассеты; 12 – прокладки различной толщины; 13 – набор рентгеновских фотопленок; 14 – лавсановый фильтр толщиной 50 мкм; 15 – танталовый фильтр толщиной 12 мкм; 16 – спектрограф линейчатого р.и. на кристалле LiF.

$= 0.6575$  мкм. Для получения источника р.и. небольшого размера лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром  $\sim 100$  мкм. Энергия лазерного излучения на второй гармонике, подведенная к мишени, составляла 150 Дж, соответственно при длительности лазерного импульса 0.3 нс плотность потока лазерного излучения в пятне фокусировки достигала  $1.6 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>, что обеспечивало возможность генерации интенсивного сравнительно жесткого линейчатого р.и. с энергией квантов более 9.5 кэВ.

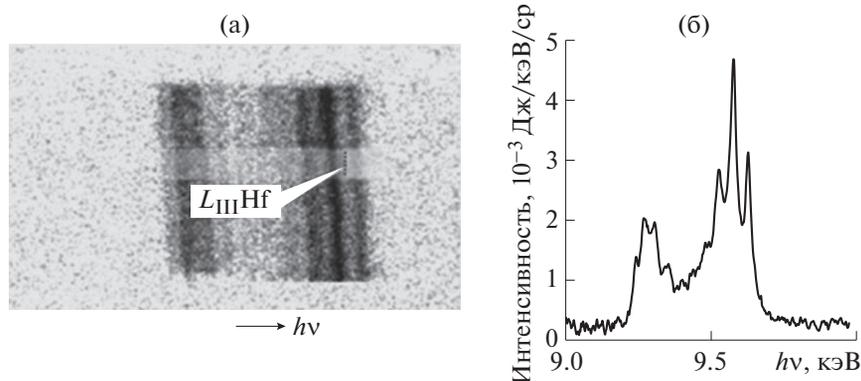
Спектр линейчатого р.и. регистрировался с помощью спектрографа на плоском абсолютно калиброванном кристалле LiF. Для получения спектральной метки на входе в спектрограф устанавливалась узкая полоска фильтра из Hf толщиной 5 мкм. В качестве спектральной метки

использовался скачок поглощения на  $L_{III}$  Hf с энергией 9.561 кэВ [22].

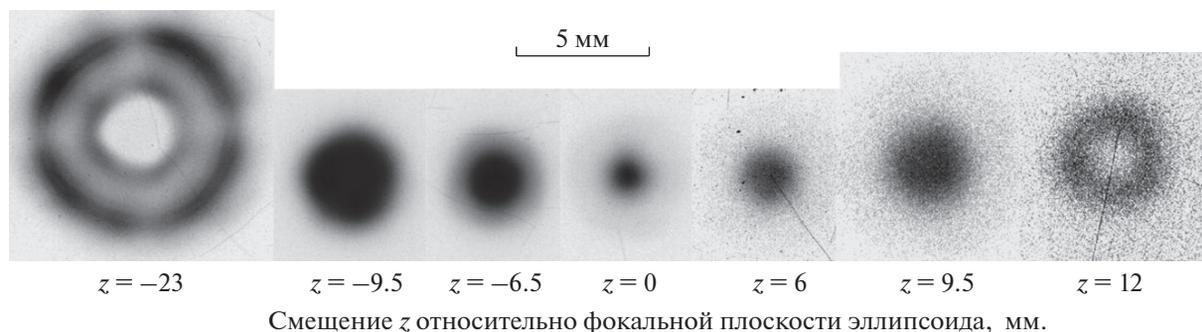
Типичный спектр линейчатого р.и. Ga, зарегистрированный в одном из экспериментов, представлен на рис. 2. Согласно рисунку, в жесткой части спектрограммы хорошо видны три сравнительно яркие компоненты He-подобного иона: резонансная  $He_{\alpha}(R)$ , интеркомбинационная  $He_{\alpha}(I)$  и спутниковая  $He_{\alpha}(sat)$ . В мягкой части спектра видны более слабые компоненты  $K_{\alpha 1,2}$ -излучения холодного материала, а также ионов низкой степени ионизации. На спектрограмме между резонансной и интеркомбинационной линиями на полоске Hf-фильтра виден  $L_{III}$ -скачок коэффициента поглощения Hf.

Изображения сфокусированного р.и. на различных расстояниях за эллипсоидом, а также спектрограммы линейчатого р.и. в спектрографе регистрировались на рентгеновскую фотопленку Fuji с низким уровнем вуали и достаточной чувствительностью. Для минимизации ошибок при обработке результатов фильтры на указателе фокуса и на кассете с фотопленками подбирались таким образом, чтобы плотности почернений на спектрограмме и на изображении минимального пятна фокусировки были близки. Характеристическая кривая фотопленки восстанавливалась по спектрограмме, одна половина которой регистрировалась за Al-фильтром толщиной 100 мкм, а другая половина – без фильтра. Пропускание Al-фильтра толщиной 100 мкм на наиболее интенсивной интеркомбинационной линии с энергией 9.57413 кэВ составило 0.469, что достаточно для восстановления характеристической кривой. Полученная таким образом характеристическая кривая фотопленки использовалась для прописки спектрограммы (см. рис. 2) и изображения пятна с наилучшей фокусировкой.

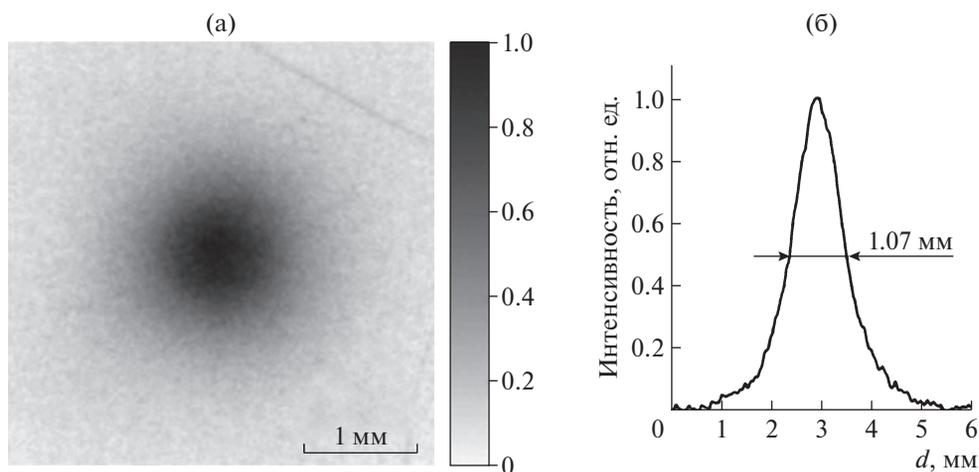
Изображения сечения сфокусированного р.и., зарегистрированные в одном из экспериментов на нескольких рентгеновских фотопленках, уста-



**Рис. 2.** Спектрограмма (а) и спектр (б) линейчатого р.и. галлия.



**Рис. 3.** Изображения сечения сфокусированного р.и., зарегистрированные в одном из экспериментов на ряде рентгеновских фотопленок, установленных на различном расстоянии  $z$  от фокальной плоскости эллипсоида.



**Рис. 4.** Изображение пятна наилучшей фокусировки (а) и его пропись (б).

новленных на различном расстоянии  $z$  от фокальной плоскости эллипсоида, представлены на рис. 3. Изображение пятна наилучшей фокусировки и его пропись представлены на рис. 4.

Сравнение средней по пятну фокусировки плотности потока рентгеновского излучения в фокальной плоскости эллипсоида с получаемой при обработке спектрограммы плотностью потока непосредственно от лазерной плазмы проводилось по экспериментальной характеристической кривой используемой фотопленки. При этом учитывались абсолютно измеренный интегральный коэффициент отражения кристалла LiF, а также геометрия регистрации и коэффициенты пропускания всех фильтров. Получено, что использование эллипсоида позволило увеличить среднюю по пятну фокусировки плотность потока рентгеновского излучения в его фокальной плоскости, т.е. на расстоянии  $\sim 250$  мм от источника излучения, практически в 80 раз, а в центре пятна – примерно еще в 1.5 раза.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана постановка полномасштабных экспериментов на лазерной установке “Искра-5” (150 Дж лазерной энергии в импульсе длительностью 0.3 нс, плотность потока лазерного излучения на мишени  $1.6 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>) по фокусировке жесткого р.и. от лазер-плазменного источника с помощью эллипсоида с кристаллом HOPG.

Разработана конструкция указателя фокуса эллипсоида, позволившая в экспериментах источник р.и. создавать в фокусе эллипсоида с точностью не хуже 100 мкм.

Проведены полномасштабные эксперименты с Ga-мишенью. На расстоянии 250 мм достигнута фокусировка р.и. в пятно диаметром 1 мм. Получено примерно восьмидесятикратное увеличение плотности потока р.и. с энергией квантов 9.5 кэВ.

Экспериментально показано, что с помощью изготовленного высокоточной токарной обработкой эллипсоида с кристаллом HOPG можно в фокусе эллипсоида достичь практически восьмидесятикратного увеличения плотности потока квантов р.и. с энергией  $\sim 10$  кэВ.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам ООО “Атомграф АГ”, г. Москва А.А. Антонову и И.Г. Григорьевой за ценные консультации при изготовлении эллипсоида, а также всему коллективу сотрудников установки “Искра-5” за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Murnane M.M., Kapteyn H.C., Rosen M.D., Falcone R.W.* // Science. 1991. V. 251. P. 531.
2. *Rischel C., Rouse A., Uschmann I., Albouy P.A., Geindre J.P., Audebert P., Gauthier J.C., Foerster E., Martin J.L., Antonetti A.* // Nature. 1997. V. 390. P. 490. <https://doi.org/10.1038/37317>
3. *Bergsma J.P., Coladonato M.H., Edelsten P.M., Kahn J.D., Wilson K.R., Fredkin D.R.* // J. Chem. Phys. 1986. V. 84. P. 6151. <https://doi.org/10.1063/1.450756>
4. *Herrlin K., Svahn G., Olsson C., Pettersson H., Tillman C., Persson A., Wahlstrom C.G., Svanberg S.* // Radiology. 1993. V. 189. P. 65. <https://doi.org/10.1148/radiology.189.1.8372221>
5. *Kieffer J.C., Krol A., Jiang Z., Chamberlain C.C., Scalzetti E., Ichalalene Z.* // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2002. V. 74. P. 75. <https://doi.org/10.1007/s00340-002-0870-3>
6. *Kiryukhin V., Casa D., Hill J.P., Keimer B., Vigliante A., Tomioka Y., Tokura Y.* // Nature. 1997. V. 386. P. 813. <https://doi.org/10.1038/386813a0>
7. *Chalupský J., Hájková V., Altapova V., Burian T., Gleeson A.J., Juha L., Jurek M., Sinn H., Störmer M., Sobi-erajski R., Tiedtke K., Toilekis S., Tschentscher Th., Vyšín L., Wabnitz H., Gaudin J.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. P. 031111. <https://doi.org/10.1063/1.3184785>
8. *Kruer L.* The Physics of Laser Plasma Interactions. Frontiers in Physics Lecture Note. Series 15679. Addison-Wesley, Reading, 1988.
9. *Rouse A., Audebert P., Geindre J.P., Falliès F., Gauthier J.C.* // Phys. Rev. E. 1994. V. 50. P. 2200. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.50.2200>
10. *Schnürer M., Nickles P.V., Kalashnikov M.P., Sandner W., Nolte R., Ambrosi P., Miquel J.L., Dulieu A., Jolas A.* // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 3106. <https://doi.org/1063/1.871142>
11. *Reich C., Gibbon P., Uschmann I., Förster E.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4846. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4846>
12. *Yu J., Jiang Z., Kieffer J.C., Krol A.* // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1318. <https://doi.org/10.1063/1.873372>
13. *Ede D.C., Pretzler G., Fill E., Eidmann K., Saemann A.* // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2000. V. 70. P. 211. <https://doi.org/10.1007/s003400050034>
14. *King J.A., Akli K., Snavely R.A., Zhang B., Key M.H., Chen C.D., Chen M., Hatchett S.P., Koch J.A., MacKinnon A.J., Patel P.K., Phillips T.R., Town P.J., Freeman R.R.* // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 076102. <https://doi.org/10.1007/s003400050034>
15. *Park H.S., Chambers D.M., Chung H.K., Clarke R.J., Eagleton R., Giraldez E., Goldsack T., Heathcote R., Izumi N., Key M.H., King J.A., Koch J.A., Landen O.L., Nikroo A., Patel P.K. et al.* // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 056309. <https://doi.org/10.1063/1.2178775>
16. *Berremans D.W., Stamatoff J., Kennedy S.J.* // Appl. Opt. 1977. V. 16. P. 2081. <https://doi.org/10.1364/AO.16.002081>
17. *Förster E., Gäbel K., Uschmann I.* // Laser Part. Beams. 1991. V. 9. P. 135.
18. *Missalla T., Uschmann I., Förster E., Jenke G., von der Linde D.* // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. P. 1288. <https://doi.org/10.1063/1.1149587>
19. *Uschmann I., Nothelle U., Förster E., Arkadiev V., Langhoff N., Antonov A., Grigorieva I., Steinkopf R., Gebhardt A.* // Appl. Opt. 2005. V. 44. P. 5069. <https://doi.org/10.1364/AO.44.005069>
20. *Ватулин В.В., Винокуров О.А., Волкова К.А., Гаранин Р.В., Гаспарян П.Д., Елисеев Г.М., Жидков Н.В., Коваленко В.П., Кузнецов П.Г., Куликов М.А., Марцовенко Д.И., Моренко Л.З., Плетенева Н.П., Рябикина Н.А., Смирнов В.В. и др.* // ВАНТ. Серия Теоретическая и прикладная физика. 2014. Вып. 3. С. 3.
21. *Анненков В.И., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Виноградский Л.М., Гайдаш В.А., Галахов И.В., Гаранин С.Г., Еришов В.П., Жидков Н.В., Зильберберг В.В., Зубков А.В., Калипанов С.В., Каргин В.А., Кириллов Г.А., Коваленко В.П. и др.* // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 11. С. 993.
22. *Henke B.L., Gullikson E.M., Davis J.C.* // Atomic Data and Nuclear Data tables. 1993. V. 54. P. 181.

## ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЙ ПРИЕМНИК СИГНАЛОВ ОЧЕНЬ НИЗКОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА С ПРЕЦИЗИОННОЙ ПРИВЯЗКОЙ ДАННЫХ К МИРОВОМУ ВРЕМЕНИ

© 2021 г. С. В. Пильгаев<sup>а,\*</sup>, А. В. Ларченко<sup>а</sup>, Ю. В. Федоренко<sup>а</sup>,  
М. В. Филатов<sup>а</sup>, А. С. Никитенко<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Полярный геофизический институт

Россия, 184209, Апатиты Мурманской обл., ул. Академгородок, 26а

\*e-mail: pilgaev@pgia.ru

Поступила в редакцию 02.03.2021 г.

После доработки 16.03.2021 г.

Принята к публикации 18.03.2021 г.

Описан разработанный трехкомпонентный приемник сигналов очень низкого частотного диапазона, позволяющий регистрировать две горизонтальные магнитные и вертикальную электрическую компоненты электромагнитного поля в диапазоне частот от 300 Гц до 15 кГц. Особенности приемника являются применение гальванического разделения цифровой и аналоговой частей регистратора и прецизионная привязка данных к мировому времени с ошибкой не более 1 мкс.

DOI: 10.31857/S0032816221040248

### ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность.** Низкочастотные электромагнитные излучения являются одним из основных инструментов исследования околоземной плазмы и изучения процессов, происходящих в ней. В последнее время для исследований низкочастотных излучений все чаще используются данные спутниковых наблюдений. Однако в развитии современных представлений о геофизических явлениях немалую роль играет и исследование поля низкочастотных электромагнитных волн, регистрируемых у земной поверхности.

Основной упор в данных исследованиях делается на изучение естественных излучений: сигналов грозových разрядов и эмиссий, возникающих в результате их взаимодействия с энергичными частицами магнитосферной плазмы, эмиссий магнитосферного происхождения, таких как хоры, шипения и квазипериодические излучения. Часто в экспериментах по зондированию магнитосферы, ионосферы и литосферы используются низкочастотные сигналы искусственного происхождения, генерируемые наземными и спутниковыми источниками. Базовыми задачами являются исследование механизмов генерации низкочастотных эмиссий и определения характеристик среды их распространения.

Наземные наблюдения электромагнитных полей в очень низкочастотном (о.н.ч.) диапазоне стали широко проводиться во второй половине

20-го века. Первые теоретические расчеты распространения о.н.ч.-излучений в волноводе Земля–ионосфера показали, что если представить поверхность Земли как высокопроводящую однородную плоскость, то амплитуды горизонтальных компонент напряженности магнитного поля ( $H_x$ ,  $H_y$ ) и вертикальной компоненты напряженности электрического поля ( $E_z$ ) у земной поверхности, как минимум, на порядок превышают амплитуды компонент  $E_x$ ,  $E_y$  и  $H_z$  [1, 2]. Поэтому в большинстве случаев практическую значимость имеет только регистрация компонент  $H_x$ ,  $H_y$  и  $E_z$ . Результаты регистрации этих трех компонент могут быть использованы, например, для исследования положения источника регистрируемых о.н.ч.-излучений или исследования реакции нижней ионосферы на гелиогеофизические воздействия [3, 4].

**Обзор существующих приемников.** Для исследования пространственно-временных характеристик искусственных и естественных низкочастотных излучений и их источников используются пространственно распределенные сети наземных о.н.ч.-приемников. Основным требованием к оборудованию таких сетей является точная привязка данных ко времени. Непревзойденными источниками точного времени в настоящее время являются GPS/ГЛОНАСС-приемники ввиду их легкодоступности, высокой временной точности и возможности использования их в условиях изоляции от интернета и других наземных средств

передачи сигналов точного времени. Как следствие, практически все системы сбора данных сетей о.н.ч.-станций для синхронизации времени используют GPS/ГЛОНАСС-приемники.

Проведенный анализ существующих систем сбора данных показал, что их можно поделить по типу привязки данных к Мировому Времени на два вида. Первый вид основан на использовании параллельных аналого-цифровых преобразователей (а.ц.п.) с дополнительным аналоговым каналом. Дополнительный канал используется для входа Pulse-Per-Second (PPS) импульса от GPS/ГЛОНАСС-приемника. Время прохождения сигнала через каждый аналого-цифровой тракт параллельных преобразователей идентично. Отсчет данных, содержащий фронт PPS-импульса, будет соответствовать началу секунды. Соответствующий отсчет данных сигнала о.н.ч.-антенны будет привязан к началу секунды. Время каждого отдельного отсчета данных между PPS-импульсами рассчитывается интерполяцией в соответствии с числом отсчетов между временными метками. Примером такой системы является сеть WWLLN (World-Wide Lightning Location Network), предназначенная для определения местонахождения источника молниевых разрядов [5, 6]. В данной системе в качестве аналого-цифрового преобразователя чаще всего используется компьютерная аудиокарта. Подобную схему измерений использует и система AARDDVARK [7], использующая данные регистрации амплитуд и фаз сигналов передатчиков радионавигационных систем связи для исследования нижней ионосферы.

Второй вид – системы сбора данных, где GPS/ГЛОНАСС-приемник используется в системе фазовой автоподстройки частоты (ф.а.п.ч.) опорного тактового сигнала. Аналого-цифровые преобразователи системы сбора тактируются управляемым генератором. Выходная частота генератора зависит от подаваемого на него напряжения. Источником управляющего напряжения является цифроаналоговый преобразователь (ц.а.п.) с контроллером. Контроллер в схеме ф.а.п.ч. подсчитывает число тактов между двумя последовательными PPS-импульсами GPS/ГЛОНАСС-приемника и корректирует напряжение на выходе ц.а.п. Одной из самых распространенных систем такого типа является приемник AWESOME стэндфордского университета [8]. Такой подход позволяет фиксировать частоту дискретизации аналого-цифрового преобразователя, что упрощает обработку данных измерений. Обычно заявляемая производителем таких систем точность привязки данных ко времени совпадает со среднеквадратичным отклонением PPS-импульса GPS/ГЛОНАСС-приемника. Аналогичный подход используется и в приемнике уханьского университета [9]. Однако информация об используемом методе

привязки отсчетов данных к фронту PPS-импульса в описаниях данных приемников отсутствует.

**Особенности эксплуатации.** В о.н.ч.-диапазоне, как и в крайне низком (к.н.ч.) и сверхнизком (с.н.ч.) частотных диапазонах [10], при регистрации компонент электромагнитного поля доминирующим источником помех, как правило, является поле с промышленными частотами 50 или 60 Гц от местных линий электропередач и электроприборов. Частоты гармоник этого поля могут достигать нескольких килогерц, а их амплитуда на порядок превышать регистрируемые о.н.ч.-сигналы. В некоторых случаях помехи, наведенные линиями передач, могут быть отслежены и подавлены (вычтены) при пост-обработке данных регистратора, но это возможно только при условии, что уровень мощности помех не приведет к перегрузке каскадов усилительного тракта. Поэтому для снижения воздействия сетевой помехи на результаты регистрации электромагнитного поля необходимо размещение антенной системы на большом расстоянии от мощных потребителей электроэнергии. Тогда потенциал заземления электрической антенны в месте ее установки будет отличаться от потенциала заземления обсерватории из-за неоднородности токов, растекающихся от заземлений мощных потребителей. Соединение заземления антенны с “землей” обсерватории приводит к возникновению в электрической компоненте мощной помехи частотой 50 Гц и перегрузке усилительных каскадов. Поэтому для измерений компоненты  $E_z$  в условиях обсерваторий необходимо гальваническое разделение заземлений электрической антенны и цифровой части регистратора. Зачастую, гальваническое разделение выполняется при помощи одного или нескольких трансформаторов на аналоговой линии электрической антенны [11]. Однако использование трансформаторов нетехнологично в силу нелинейности изменения их характеристик при колебаниях температуры и, соответственно, сложности учета влияния этих изменений на результаты регистрации. Проблема особенно актуальна в высокоширотных регионах, где годовые изменения температуры достигают наибольших значений, поэтому в нашем случае необходимо использовать другие варианты исполнения гальванического разделения.

Задача регистрации сигналов о.н.ч.-диапазона естественного происхождения, таких как атмосферика, хоры, магнитосферные и авроральные шипения, квазипериодические эмиссии и т.д., в силу широкого динамического диапазона этих явлений, предъявляет соответствующие требования к динамическому диапазону блока а.ц.п. Наибольшей интенсивностью обладают сигналы атмосфериков, в то время как интенсивность эмиссии магнитосферного происхождения зачастую незначительно превышает фоновый шум волновода Земля–ионосфера. Поэтому динами-

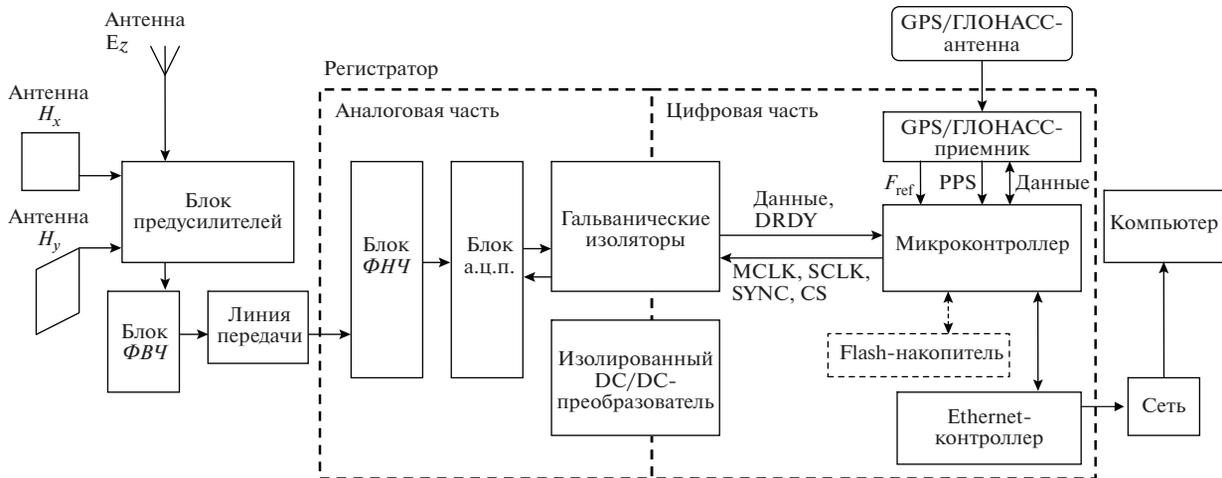


Рис. 1. Блок-схема о.н.ч.-приемника.

ческий диапазон а.ц.п. должен быть достаточно широким.

Для упрощения обработки данных измерений частота дискретизации блока а.ц.п. должна быть фиксированной. Поэтому в качестве источника опорной частоты микросхем а.ц.п. должен использоваться стабилизированный термокомпенсированный кварцевый генератор с низким фазовым шумом, связанный с GPS/ГЛОНАСС-приемником для поддержания фиксированной тактовой частоты.

Для решения ряда задач, связанных с регистрацией о.н.ч.-сигналов как естественного, так и искусственного происхождения, возникла необходимость разработки о.н.ч.-приемника, адаптированного к условиям эксплуатации на сети высокоширотных станций Полярного геофизического института (ПГИ). В 2012 году в ПГИ был разработан и введен в эксплуатацию трехкомпонентный о.н.ч.-приемник, обладающий прецизионной привязкой данных к мировому времени. Одним из элементов системы является разработанный в ПГИ аналого-цифровой преобразователь [12]. В ходе эксплуатации а.ц.п. был доработан. С целью обеспечения мобильности системы для работы в полевых условиях реализована запись на энергонезависимую FLASH-память. Для этого в а.ц.п. был установлен более производительный микроконтроллер с интерфейсом SDIO для записи в память MicroSD. Для устранения дрейфа частоты дискретизации а.ц.п. из схемы исключен кварцевый резонатор. В качестве опорного тактового сигнала используется стабилизированный по времени сигнал с выхода GPS/GLONASS-приемника. В статье приведена последняя версия приемника, эксплуатирующаяся в настоящее время.

## ОПИСАНИЕ О.Н.Ч.-ПРИЕМНИКА

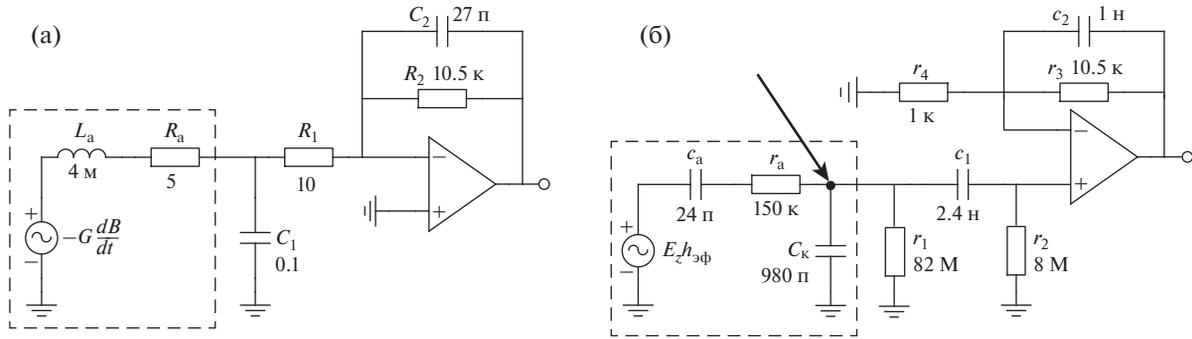
### Блок-схема

На рис. 1 приведена упрощенная блок-схема разработанного в ПГИ о.н.ч.-приемника.

Разработанный приемник представляет собой программно-аппаратный комплекс, состоящий из компьютера, антенной системы, блока предусилителей и регистратора. Последний включает в себя: блоки фильтров низкой частоты (ФНЧ) и а.ц.п., микроконтроллерную плату, GPS/ГЛОНАСС-приемник, преобразователи напряжения, гальванические изоляторы и интерфейс ввода/вывода. Для регистрации компонент электромагнитного поля используется система активных антенн, позволяющая регистрировать две горизонтальные магнитные и вертикальную электрическую компоненты. Сигнал с выхода предусилителей поступает на вход блока фильтров высоких частот (ФВЧ) для ослабления основной гармоники питающей сети 50 Гц и передается через линию длиной в несколько сотен метров на вход блока ФНЧ, который необходим для подавления частот выше половины частоты дискретизации. Блок а.ц.п. осуществляет аналого-цифровое преобразование. Привязка отсчетов данных к мировому времени осуществляется микроконтроллером.

Элементная база приемника подобрана с учетом работы в промышленном диапазоне температур от  $-40$  до  $+85^{\circ}\text{C}$ . Создано и отработано несколько вариантов конфигурации регистратора. Запись данных может производиться как на встроенную FLASH-память так и на компьютер через интерфейс Ethernet. В свою очередь, благодаря универсальности сетей Ethernet регистратор может осуществлять передачу данных через коммутатор, маршрутизатор или сеть Wi-Fi.

Так как техническое исполнение регистраторов зависит от условий эксплуатации здесь, для



**Рис. 2.** Эквивалентные схемы антенн с входными усилительными каскадами: **а** – магнитной рамочной антенны; **б** – вертикальной электрической антенны. Стрелкой показано место подачи калибровочного сигнала (см. в разделе “Характеристики измерительных каналов”).

примера, рассмотрим устройство стационарного о.н.ч.-приемника, установленного в обсерватории “Ловозеро” и предназначенного для проведения непрерывных стационарных наблюдений. Опытная эксплуатация прибора проводилась с 2012 по 2013 г. Начиная с 2013 г. и по настоящее время его эксплуатация проводится в режиме непрерывной регистрации.

#### Аналоговая часть

Аналоговая часть приемника включает в себя антенную систему, состоящую из двух ортогонально расположенных магнитных рамочных антенн и вертикальной электрической антенны, блоков фильтров *ФНЧ* и *ФВЧ*, блока предусилителей и линии передачи сигнала.

Для регистрации магнитных компонент поля в о.н.ч.-диапазоне используются магнитные рамочные антенны. Антенны данного типа представляют собой катушку индуктивности с воздушным сердечником, имеющую достаточно большие геометрические размеры (площадь сечения до десятков м<sup>2</sup>) и небольшое число витков (до нескольких десятков). Измерение вертикальной электрической компоненты проводится с помощью вертикального диполя, который, как правило, выполнен в виде металлического штыря или сосредоточенной емкости, например шара или цилиндра, расположенного на высоте в несколько метров над поверхностью земли. Вопрос проектирования такого рода антенн в литературе обсуждался неоднократно, например в работах [8, 13]. Поэтому в данной работе мы ограничимся только описанием конкретной реализации антенн, используемых в разработанном приемнике.

**Горизонтальные магнитные рамочные антенны.** Горизонтальные магнитные рамочные антенны выполнены из медного 28-жильного экранированного кабеля. Площадь сечения жил кабеля 1.5 мм<sup>2</sup>. Концы жил отрезка кабеля соединены последователь-

но, образуя рамочную антенну из 28 витков, причем от 14-го витка сделан отвод, соединенный с аналоговой землей. Экран кабеля имеет разрыв. Каждая из рамок имеет форму прямоугольника с геометрическими размерами 2.5 × 2.2 м. Расположены рамки в здании магнитного павильона ортогонально к поверхности земли и друг относительно друга. Таким образом, каждая антенна имеет две катушки по 14 витков, с активным сопротивлением  $R_a \approx 5$  Ом и индуктивностью  $L_a \approx 4$  мГн (рис. 2а).

**Вертикальная электрическая антенна.** Вертикальная электрическая антенна представляет собой скругленный полый цилиндр Ø35 см и высотой 40 см, выполненный из дюралюминия. Цилиндр закреплен на мачте высотой 11 м. С учетом того, что глубина промерзания почвы в месте установки антенны составляет порядка 2 м, заземление антенны выполнено из 6 металлических штырей длиной 2.5 м, утопленных в грунт в радиусе 1 м вокруг мачты и соединенных между собой металлической лентой. Для формирования “искусственной земли” в месте установки антенны развернута система противовесов, представляющая собой набор проводов длиной примерно в 3 раза больше высоты антенны, растянутых радиально от ее мачты. Такая “искусственная земля” значительно ослабляет влияние мелких неровностей земной поверхности и возможных локальных неоднородностей проводимости на результаты измерений. Для подавления сигналов радиостанций последовательно с выходом емкости антенны включен резистор  $r_a = 150$  кОм (рис. 2б), образующий с емкостью соединительного кабеля ( $C_k$ ) *ФНЧ*. Для обеспечения согласования импедансов антенн и входных усилительных каскадов, а также для обеспечения низкого уровня шума и малого уровня резистивных потерь на длине кабеля, соединяющего антенну с входом усилителей, блок предусилителей расположен рядом с антенной системой. Передача сигнала с выхода

антенны  $E_z$  к входу предусилителя выполнена посредством коаксиального кабеля РК-50 длиной 11 м, емкость кабеля  $C_k$  при этом составляет 980 пФ. Расчетная емкость самой антенны составляет  $\sim 24$  пФ.

**Входные каскады, линия, блоки фильтров.** Эквивалентные схемы пассивных частей антенн приведены на рис. 2 и выделены штриховыми линиями. Одно плечо рамочной антенны на эквивалентной схеме представлено собственной индуктивностью  $L_a$ , сопротивлением  $R_a$  и коэффициентом преобразования  $G$  производной по времени от индукции измеряемого магнитного поля  $B$  в напряжение. Вертикальная электрическая антенна представлена собственной емкостью  $c_a$ , сопротивлением  $r_a$ , емкостью кабеля  $C_k$  и коэффициентом эффективной высоты антенны  $h_{эф}$ , связывающим напряженность измеряемого электрического поля  $E_z$  с напряжением на выходе антенны.

Схемы входных каскадов антенн приведены на рис. 2. Во входном каскаде предусилителя магнитной антенны (рис. 2а) использован малошумящий операционный усилитель фирмы Analog Devices AD797, включенный по схеме инвертирующего усилителя. Емкость  $C_1$  обеспечивает спад характеристики на частотах выше 150 кГц для подавления высокочастотных сигналов радиостанций и предотвращает их детектирование на входных цепях, а также минимизирует уровень собственных шумов в середине рабочего диапазона приемника. Резистор  $R_1$  определяет коэффициент усиления по постоянному току. Конденсатор  $C_2$  препятствует возбуждению усилителя.

В предусилителе  $E_z$  (рис. 2б) использован операционный усилитель ADA4627, включенный по неинвертирующей схеме. Резистор  $r_a$  с емкостью кабеля  $C_k$  образуют фильтр низких частот и обеспечивают спад характеристики на частотах 70 кГц и выше. Резистор  $r_2$  ограничивает частотный диапазон снизу. Параллельное соединение  $c_2$  и  $r_3$  в цепи обратной связи образуют ФНЧ с частотой среза 15 кГц. Резистор  $r_1$  предназначен для стока статического заряда, накапливаемого в емкости антенны при сильных метелях за счет трибоэлектрического эффекта. Разделительный конденсатор  $c_1$  с номинальным напряжением 1600 В обеспечивает защиту входной цепи от пробоя в случае возникновения в области антенны сильных электростатических полей.

Как уже говорилось выше, при детектировании электромагнитных сигналов естественного и искусственного происхождения доминирующим источником помех, наводимых на магнитные и электрические антенны, является электромагнитное поле от местных линий электропередач. Поэтому для минимизации воздействия сетевой помехи электрическая и магнитные антенны раз-

мещены вдаль на значительном расстоянии от ее источников. Для снижения уровня сетевой помехи во избежание перегрузки последующих каскадов используется блок ФВЧ первого порядка с частотой среза 200 Гц, выполненный на операционных усилителях ОР297. Регистратор расположен в техническом здании и соединен с блоком ФВЧ длинной кабельной линией. В обсерватории “Ловозеро” расстояние от антенной системы до здания обсерватории составляет около 300 м. Поэтому для повышения помехоустойчивости выходные каскады блока ФВЧ обеспечивают дифференциальный выход сигнала, который передается по витым парам длинной линии на вход регистратора.

Частота дискретизации блока а.ц.п. составляет 32 кГц. Для выполнения условий теоремы Котельникова и для удаления высокочастотных составляющих, наведенных на линию передачи, в регистратор интегрирован блок ФНЧ. Основой этого блока является фильтр Бесселя третьего порядка, реализованный по схеме Салена–Кея. Каскады блока ФВЧ выполнены на микросхемах ОР297, блок а.ц.п. – на микросхемах AD7767-2. Затухание сигнала на частотах, близких к частоте Найквиста, обеспечивается интегрированным в микросхему а.ц.п. антиалиасинговым фильтром. Таким образом, на частоте 16 кГц обеспечивается затухание порядка 30 дБ и на частоте, равной 17.5 кГц, более 118 дБ. Рабочая полоса частот блока а.ц.п. 0–15 кГц. Входящие в состав данного блока 24-битные аналого-цифровые преобразователи обеспечивают динамический диапазон до 115.5 дБ.

Для снижения уровня промышленной помехи (50 Гц) применено гальваническое разделение цепей прибора и сети питания помещения обсерватории, где расположен компьютер. Регистратор питается от общей сети 220 В через разделительный трансформатор. Компьютер и регистратор гальванически разделены посредством трансформаторов интерфейса Ethernet. Внутри регистратора аналоговая часть отделена от цифровой гальваническими изоляторами трансформаторного типа и изолированными DC/DC-преобразователями. Таким образом обеспечивается достаточное для регистрации естественных о.н.ч.-сигналов подавление помех от питающей сети обсерватории.

### *Цифровая часть*

Цифровая часть разработанного о.н.ч.-приемника работает под управлением микроконтроллера LPC1788. Микроконтроллер непосредственно управляет GPS/ГЛОНАСС-приемником, микросхемами а.ц.п. и Ethernet-интерфейсом для связи с компьютером. Для синхронизации времени используется GPS/ГЛОНАСС-приемник lea-m8t со встроенным резонатором (Temperature Compensated Crystal Oscillator).

sated Crystal Oscillators) ТСХО-типа. Он имеет стандартный выход PPS и программируемый выход сигнала тактовой частоты. Последний является источником опорной частоты для микроконтроллера. Модуль таймера микроконтроллера, используя делители, формирует меандр частотой 1024 кГц, который является номинальной опорной частотой для микросхем а.ц.п. Так достигается стабильность частоты дискретизации. Блок а.ц.п. имеет три аналоговых дифференциальных входа, диапазон входных напряжений  $-2.5...+2.5$  В. Параллельная работа аналого-цифровых преобразователей от одного тактового источника обеспечивает точное временное соответствие отсчетов данных всех трех каналов.

Сформированные пакеты данных могут передаваться как через интерфейс Ethernet на компьютер, так и записываться на энергонезависимую память. Регистратор формирует из оцифрованных данных пакеты по 1024 байт с указанием необходимой информации о процессе сбора в заголовке пакета. Заголовок содержит в себе значение частоты дискретизации, временную метку, координаты станции и статус GPS/ГЛОНАСС-приемника. Координаты станции необходимы при регистрации данных на движущихся платформах, как, например, в эксперименте “Трансарктика-2019” [14]. При наличии вспомогательного GPS/ГЛОНАСС-приемника, установленного на расстоянии, можно определить азимут магнитных рамочных антенн в каждый конкретный момент времени. Для контроля целостности данных в конце пакета расположены 2 байта контрольной суммы, вычисленной по алгоритму CRC-16-CCITT. Расчет контрольной суммы производится встроенным аппаратным модулем микроконтроллера. Размер пакета кратен размеру сектора энергонезависимой памяти, поскольку именно так достигается максимальная скорость записи.

Синхронизация данных со временем осуществляется посредством вставки временной метки в пакет. Метка представляет собой совокупность мирового времени, выраженного в секундах в формате POSIX TIME, и времени в отсчетах таймера микроконтроллера. Разрешение таймера микроконтроллера совпадает с тактовой частотой ядра микроконтроллера. Источником времени для данных является PPS-импульс. По фронту сигнала PPS микроконтроллер перезапускает внутренний таймер и инкрементирует переменную времени, содержащую время в секундах. Следующему за сигналом PPS отсчету а.ц.п. присваивается временная метка. В заголовке отмечается точное время и номер отсчета с временной меткой. Для поддержания актуального времени в микроконтроллере проводится постоянное его сравнение и коррекция со временем, получаемым из данных GPS/ГЛО-

НАСС-приемника. Сверка происходит только при условии достоверности данных о времени, которые передает GPS/ГЛОНАСС-приемник. Сведения о достоверности данных содержатся в специальных пакетах GPS/ГЛОНАСС-приемника. При наличии разницы во времени, полученном от GPS/ГЛОНАСС-приемника, и времени, которое хранится в микроконтроллере, значение перемещенного времени внутри микроконтроллера обновляется. В результате интерполяции отсчетов времени максимальная погрешность привязки данных ко времени не превышает 1 мкс.

Стек протокола TCP/IP реализован на базе LWIP [15], предназначенного для встраиваемых систем. Для экономии ресурсов используется транспортный протокол передачи UDP. Во внешней оперативной памяти организован кольцевой буфер, способный хранить массив данных длительностью более минуты. Учитывая отсутствие гарантированности доставки UDP-пакетов, реализован механизм повторной отправки потерянных данных. Программа на компьютере контролирует порядок следования пакетов от приемника по инкрементируемой переменной в заголовке каждого пакета. По запросу с компьютера микроконтроллер дублирует утерянные в процессе передачи пакеты данных.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КАНАЛОВ

### *Частотные характеристики*

Процесс оценки амплитудно-частотной (а.ч.х.) и фазочастотной (ф.ч.х.) характеристик измерительных каналов магнитных компонент разработанного о.н.ч.-приемника подробно приведен в [16]. На магнитные рамочные антенны устанавливается калибровочный тороид, так чтобы средняя линия тороида пересекала плоскости рамочных антенн. При помощи специализированного генератора в обмотке тороида создается ток  $i$ , соответственно, магнитный поток, пересекающий плоскости рамочных антенн [16, 17]. Зависимость создаваемого в тороиде магнитного потока ( $\Phi$ ) от тока в его обмотке ( $I$ ) выражается следующим образом:

$$\Phi = \frac{\mu_0 N I w}{2\pi} \ln \left( \frac{r_2}{r_1} \right),$$

где  $N$  – число витков в обмотке тороида,  $w$  – толщина тороида,  $r_1$  и  $r_2$  – его внутренний и внешний радиусы соответственно. Тогда эквивалентная индукция однородного магнитного поля в плоскости рамочной антенны  $B_{\text{экв}}$  рассчитывается как  $B_{\text{экв}} = \Phi/S_a$ , где  $S_a$  – площадь рамочной антенны.

Особенностью используемого генератора является точная привязка фазы выходного сигнала к мировому времени. Напряжение с выхода генератора подается на вход калибровочного тороида через сопротивление  $R = 500$  Ом, создавая тем самым ток в обмотке тороида. Амплитуда и фаза создаваемого тока и, соответственно, магнитного потока в каждый момент времени известны с высокой степенью точности. По данным оцифровки сигналов на выходах измерительных каналов производятся оценки амплитуд и фаз калибровочного сигнала. Так как фаза выходного сигнала генератора известна, провести оценки а.ч.х. и ф.ч.х. измерительных каналов с учетом всех задержек, включая задержку процесса аналогоцифрового преобразования, не составляет труда.

Провести прямую калибровку вертикальной электрической антенны невозможно в силу ее больших геометрических размеров и трудностей создания однородного калибровочного поля. Однако, как показано в [10], можно провести оценку ее передаточной характеристики с точностью до постоянного множителя. В [10] приведен вариант оценки передаточной характеристики антенны к.н.ч./с.н.ч.-диапазона с использованием вспомогательной излучающей антенны, с помощью которой на входе измерительной антенны создается калибровочное поле. Емкость между излучающей и измерительной антеннами в данном диапазоне частот оказывает незначительное влияние на фазу калибровочного сигнала, однако в о.н.ч.-диапазоне это не так. Очевидно, что для учета влияния емкости на измеряемую ф.ч.х. необходимо иметь точные ее оценки, провести которые затруднительно из-за сложности образуемой системы из приемной и передающей антенн. Поэтому в описываемой схеме калибровочный сигнал подается через емкость  $C_{\text{кал}}$  непосредственно в точку соединения выхода пассивной части антенны с входом предусилителя. Точка подключения генератора показана на рис. 2б стрелкой. При выборе номинала  $C_{\text{кал}}$  в пределах 10–100 пФ максимальное отклонение измеренной ф.ч.х. от действительной на частоте 14 кГц не превысит 0.3 рад.

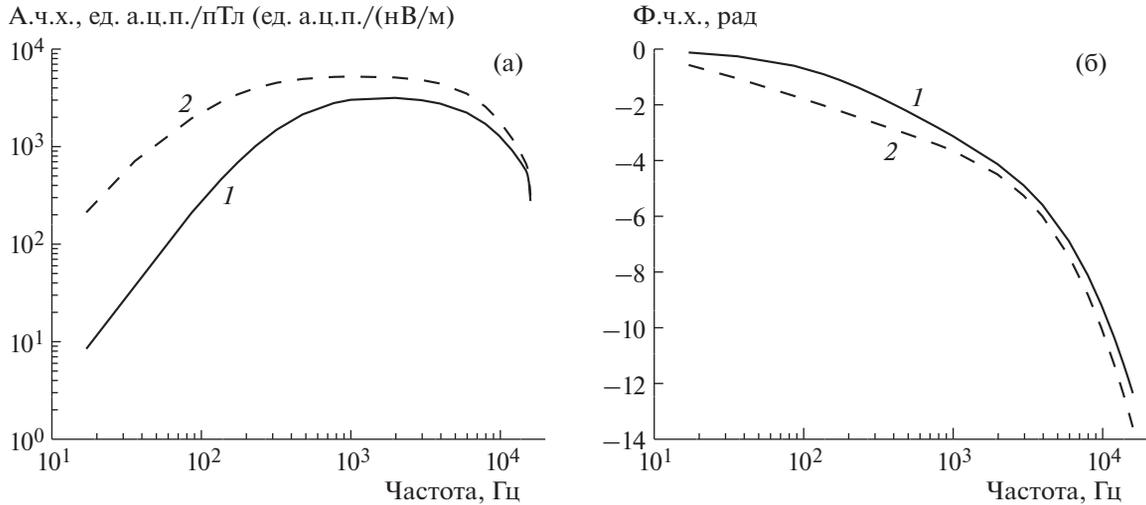
Провести коррекцию отклонения ф.ч.х. измерительного канала  $E_z$ , вызванного влиянием емкости  $C_{\text{кал}}$ , возможно следующим образом. Имея оценки величин  $c_a$  и  $C_k$  и номиналы остальных элементов схемы входного каскада (рис. 2б), необходимо провести расчет его передаточной функции  $W(f)$ ,  $f$  – частота. Затем провести расчет передаточной функции  $W_{\text{кал}}(f)$  схемы с источником напряжения, подключенным через емкость  $C_{\text{кал}}$  к точке, обозначенной на рис. 2б стрелкой, и рассчитать функцию коррекции  $W_k = W_{\text{кал}}/W$ . Тогда коррекция передаточной функции, получен-

ной в ходе калибровочных измерений  $W_{\text{изм}}(f)$ , выполняется как  $W_{\text{кор}} = W_{\text{изм}}/W_k$ .

Получение абсолютного значения величины вертикального электрического поля возможно только при известном значении постоянного масштабирующего множителя  $k$ , связывающего относительные единицы полученной в ходе калибровки а.ч.х. измерительного канала с напряженностью поля на входе антенны. Для оценки  $k$  существует несколько подходов. Наиболее простой связан с измерениями и расчетом параметров пассивных элементов электрической антенны и оценкой ее действующей высоты. Однако в таких расчетах невозможно учесть все агенты, влияющие на ее действующую высоту, например рельеф поверхности земли в месте ее установки и окружающие объекты. Другие подходы связаны с оценками параметров зарегистрированных сигналов удаленных от точки регистрации естественных или искусственных источников. Например, для этого возможно применение сигналов атмосфериков или ионосферного источника в экспериментах по нагреву ионосферы модулированным коротковолновым радиоизлучением [17, 18]. Необходимым условием является распространение регистрируемого сигнала по волноводу Земля–ионосфера на поперечной электромагнитной моде (ТЕМ), для которой  $|E_z|/|H| \approx Z_0$ , где  $Z_0 = 120\pi$  Ом – импеданс свободного пространства, откуда по измерениям напряженности горизонтального магнитного поля легко оценить напряженность вертикального электрического. В случае использования импульсных сигналов атмосфериков оценивают напряженность их низкочастотной части (“хвоста”) в диапазоне ниже частоты первого поперечного резонанса Земля–ионосфера (1.5–1.8 кГц), которая распространяется на квази-ТЕМ-моде.

Оценку масштабирующего множителя  $k$  электрической антенны описанного здесь приемника мы проводили по данным, полученным в ходе нагревного эксперимента 2016 г. на стенде EISCAT/heating в г. Тромсе. В данном эксперименте проводился нагрев ионосферы мощным модулированным коротковолновым радиосигналом, в результате чего в ионосфере был образован источник электромагнитных волн с частотой модуляции коротковолнового сигнала. Для оценки  $k$  мы использовали результаты регистрации сигнала ионосферного источника на частоте 1017 Гц.

Калибровочные измерения проводились с использованием дискретного набора частот в диапазоне от 17 Гц до 16 кГц. Длительность проведения измерений на частоте 17 Гц составляла 30 мин, на 36 Гц – 20 мин, на 87 и 137 Гц – 10 мин, на всех остальных частотах – 5 мин. На рис. 3 приведены полученные таким образом оценки а.ч.х. и ф.ч.х. измери-



**Рис. 3.** А.ч.х. (а) и ф.ч.х. (б) измерительных каналов горизонтальной магнитной (1) и вертикальной электрической (2) компонент электромагнитного поля.

тельных каналов горизонтальной магнитной и вертикальной электрической компонент. Значения приведенных ф.ч.х. антенн являются абсолютными, т.е. в них учтена задержка, вносимая всем аналого-цифровым трактом.

#### Шумовые характеристики

Основным параметром регистрирующей аппаратуры, определяющим качество регистрации сигнала, является уровень собственных шумов измерительных каналов. Можно выделить два основных подхода к оценке уровня собственных шумов измерительных каналов. Первый основан на расчете значений приведенной к входу антенны спектральной плотности шума всего измерительного канала. При этом в расчетах используются шумовые модели операционных усилителей [19]. Второй основан на измерении собственных шумов канала при полном экранировании антенны или при подключении вместо антенны ее электрического эквивалента. Для исключения возможных ошибок мы использовали оба подхода.

Для реализации первого подхода были использованы эквивалентные схемы замещения антенн и шумовые модели операционных усилителей, взятые из технической документации микросхем. Электрические схемы эквивалентов антенн выделены на рис. 2 штриховыми линиями. Расчет шумов рамочных антенн проводился с учетом теплового шума провода антенны ( $R_a$ ) и ее собственной индуктивности  $L_a$ . Электрический эквивалент антенны  $E_z$  представляет собой емкостную нагрузку  $c_a$ , соединенную с сопротивлением  $r_a$  и емкостью  $C_c$  соединительного кабеля антенны с предусилителем. При моделировании учитывался вклад шума

всех усилительных каскадов измерительных каналов. Результаты моделирования приведены на рис. 4 (кривые 2).

Так как для проведения измерений собственных шумов измерительных каналов антенную систему таких размеров экранировать от внешнего электромагнитного поля не представляется возможным, антенны были замещены эквивалентами. Для создания эквивалентов рамочных антенн были использованы тороидальные катушки индуктивности с ферритовым сердечником, соединенные последовательно с резистором. Эквивалент электрической антенны, соответственно, был собран из двух конденсаторов и резистора. Измерения собственных шумов проводились в штатном режиме работы приемника в течение 2 ч. Результаты измерений приведены на рис. 4 (кривые 1). На рис. 4 видно хорошее согласие результатов моделирования и измерений, что практически исключает вероятность систематической ошибки.

Также на рис. 4 для визуальной оценки отношения сигнал/шум приведены спектральные плотности мощности компонент  $H_x$  и  $E_z$  естественного электромагнитного поля: кривые 3, полученные по данным регистрации разработанным приемником в обсерватории “Ловозеро”, и кривые 4, взятые из работы [20]. Для расчета спектральной плотности по данным обсерватории “Ловозеро” были использованы данные регистрации от 24.06.2020 с 16 : 00 по 18 : 00 UT. Кривыми 4 приведены усредненные сглаженные спектры, характерные для временного интервала 08 : 00–12 : 00 UT летнего периода в Колорадо (США).

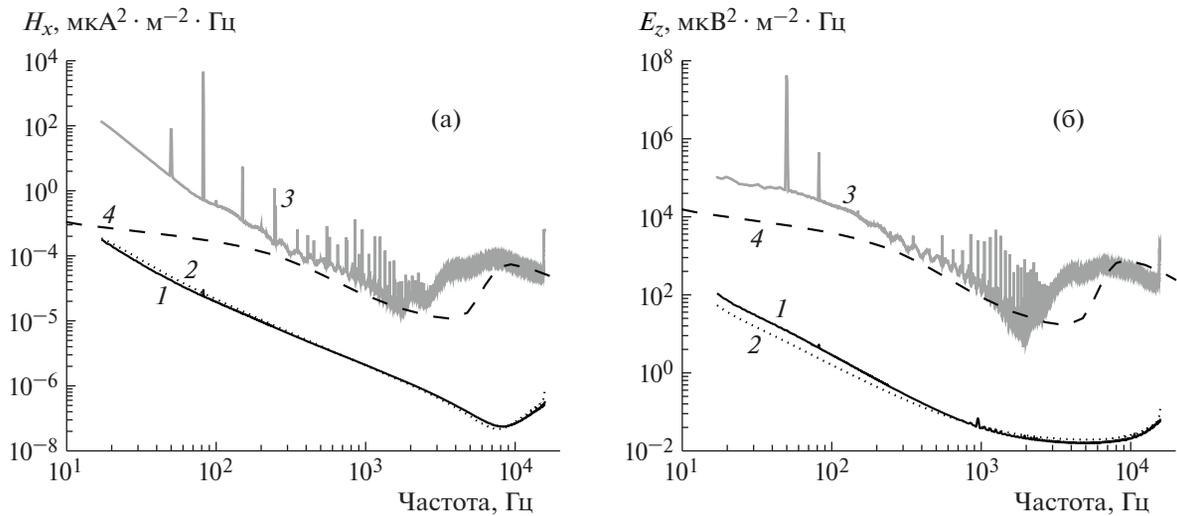


Рис. 4. Измеренные (1) и рассчитанные (2) приведенные к входу антенн спектральные плотности мощности собственных шумов измерительных каналов горизонтальной магнитной (а) и вертикальной электрической компонент (б) и соответствующие спектральные плотности мощности компонент естественного электромагнитного поля, построенные по данным измерений (3) и взятые из литературы (4).

На рис. 4 видно, что спектры естественного электромагнитного излучения, полученные при помощи разработанного приемника и из [20], близки по значениям. Этот факт подтверждает адекватность полученных в результате калибровки характеристик измерительных каналов разработанного приемника. При сравнении спектров собственных шумов измерительных каналов со спектрами компонент естественных электромагнитных полей видно, что в обеих компонентах во всем приведенном диапазоне частот уровень собственных шумов значительно ниже измеренного уровня естественного электромагнитного поля. Для измерительного канала компоненты  $H_y$  наблюдается аналогичная рис. 4а ситуация.

#### Перекрестные помехи

При проведении исследования с.н.ч./о.н.ч.-эмиссий используют параметры эллипса поляризации горизонтального магнитного поля, величину и направление вектора потока энергии, отношение  $|E_z|/(H_x^2 + H_y^2)^{1/2}$  [3, 4, 17, 21]. Однако мощные сигналы, регистрируемые только одним из измерительных каналов приемника, могут оказывать влияние и на соседние каналы за счет паразитных индуктивных и емкостных связей, возникающих на платах предусилителей, в линии передачи сигнала от антенн к регистратору и на платах блоков регистратора. Таким образом, одним из важных факторов снижения точности вычисления параметров электромагнитных эмиссий является величина перекрестной помехи.

Для оценки величины перекрестной помехи был проведен следующий эксперимент. На вход одной из рамочных антенн была подана калибровочная последовательность сигналов методом, аналогичным проведению калибровочных измерений (см. раздел “Частотные характеристики”). Калибровочный тороид был надет на рамочную антенну  $H_y$ . Эквивалентная величина магнитной индукции на входе антенны составляла 80 пТл. Чтобы избежать воздействия поля тороидальной катушки на вторую рамочную антенну, вместо нее был включен ее эквивалент (на рис. 2а выделен штриховой линией). Затем для каждой из частот мы провели оценку отношения амплитуды сигнала на выходе измерительного канала  $H_y$  к амплитудам сигналов, регистрируемых в других измерительных каналах ( $H_x$ ,  $E_z$ ). На рис. 5 приведены полученные таким образом зависимости  $|H_y|/|H_x|$  и  $|H_y|/|E_z|$  от частоты. Как видно из рисунка, для обоих каналов величина отношения амплитуд в рабочем диапазоне частот составляет не менее 70 дБ, что говорит о существовании слабой перекрестной помехи. Однако влияние такой помехи на результаты регистрации электромагнитных эмиссий незначительно.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе описан приемник, адаптированный для проведения непрерывных наблюдений компонент электромагнитного поля о.н.ч.-диапазона на сети высокоширотных станций, который позволяет регистрировать две горизонтальные магнитные и вертикальную электрическую

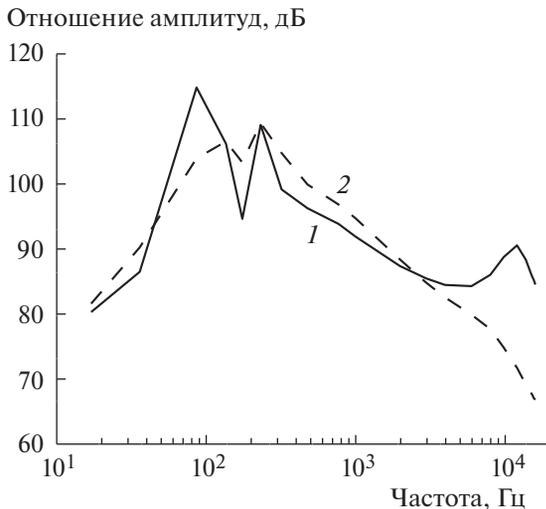


Рис. 5. Отношение амплитуды компоненты  $H_x$  к  $H_y$  (1) и  $E_z$  к  $H_y$  (2).

компоненты поля в диапазоне частот от 300 Гц до 15 кГц. Отличительными особенностями приемника являются гальваническое разделение цифровой и аналоговой частей, что позволяет свести к минимуму уровень промышленных помех в компоненте  $E_z$ , и прецизионная синхронизация каждого получаемого отсчета цифровых данных с мировым временем с максимальной ошибкой, не превышающей 1 мкс. Возможность регистрации трех компонент поля позволяет определять не только стандартный набор параметров регистрируемого электромагнитного поля (амплитуды и параметры эллипса поляризации), но и определять величину и направление вектора Пойнтинга, что значительно расширяет информативность наблюдений. Прецизионная синхронизация данных позволяет определить скорость распространения волн между приемниками, даже на короткой базе (150 км) [22].

Данные регистрации компонент электромагнитного поля, полученные при помощи разработанного приемника, использованы в большом числе публикаций по различным тематикам. Например, данные, полученные в ходе проведения экспериментов по модулированному нагреву ионосферы, были использованы для исследований процессов генерации и распространения о.н.ч.-волн в волноводе Земля–ионосфера [17, 18, 22]. Также данные регистрации естественных электромагнитных эмиссий были использованы в исследованиях процессов их генерации в магнитосфере [14, 21, 23–26]. Количество публикаций с использованием данных разработанного приемника подтверждает его работоспособность и востребованность проведения такого рода измерений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wait J.R. *Electromagnetic Waves in Stratified Media*. New York: Pergamon, 1970.
2. Burke C.P., Jones D.L. // *JGR: Atmospheres*, 1995. V. 100. № D12. P. 26263. <https://doi.org/10.1029/95JD02735>
3. Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Ларченко А.В., Пильгаев С.В. // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2015. Т. 55. № 6. С. 797. <https://doi.org/10.7868/S0016794015060085>
4. Лебедь О.М., Ларченко А.В., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В. // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2017. Т. 57. № 1. С. 57. <https://doi.org/10.7868/S0016794017010072>
5. Dowden R.L., Brundell J.B., Rodger C.J. // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2002. V. 64. № 7. P. 817. [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00085-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00085-8)
6. Lay E., Holzworth R., Rodger C., Thomas J., Pinto J., Dowden R. // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. № 3. P. L03102. <https://doi.org/10.1029/2003GL018882>
7. Clilverd M., Rodger C., Thomson N., Brundell J., Ulich T., Lichtenberger J., Cobbett N., Seppälä A., Verronen P., Turunen E. // *Space Weather: the International J. Research and Applications*. 2009. V. 7. <https://doi.org/10.1029/2008SW000412>
8. Singh R., Veenadhari B., Cohen M., Pant P., Singh A., Maurya A., Vohat P., Inan U. // *Current science*. 2010. V. 2.
9. Chen Y., Yang G., Ni B., Zhao Z., Gu X., Zhou C., Wang F. // *Advances in Space Research*. 2016. V. 57. № 9. P. 1871. <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.01.023>
10. Ларченко А.В., Лебедь О.М., Федоренко Ю.В. // *Радиотехника и электроника*. 2015. Т. 60. № 8. С. 793. <https://doi.org/10.7868/S0033849415070116>
11. <http://www.unixnut.net/efield-nj.html>
12. Филатов М.В., Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В. // *ПТЭ*. 2011. № 3. С. 73.
13. Shvets A., Serdiuk T., Schekotov A., Belyaev G., Krivonos A. // *Electromagnetic compatibility and safety on railway transport*. 2014. V. 7. P. 11.
14. Пильгаев С.В., Федоренко Ю.В., Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Никитенко А.С., Ларченко А.В., Филатов М.В., Лебедь О.М., Фролов И.Е., Козелов Б.В. // *Геомagnetизм и аэрономия*. 2020. Т. 60. С. 216. <https://doi.org/10.31857/S0016794020020121>
15. <http://savannah.nongnu.org/projects/lwip/>
16. Пильгаев С.В., Ларченко А.В., Филатов М.В., Федоренко Ю.В., Лебедь О.М. // *ПТЭ*. 2018. № 6. С. 49. <https://doi.org/10.1134/S0032816218060125>
17. Fedorenko Yu., Tereshchenko E., Pilgaev S., Grigoryev V., Blagoveshchenskaya N. // *Radio Science*. 2014. V. 49. № 12. P. 1254. <https://doi.org/10.1002/2013RS005336>
18. Ларченко А.В., Лебедь О.М., Благовещенская Н.Ф., Пильгаев С.В., Бекетова Е.Б., Федоренко Ю.В. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2019. Т. 62. № 6. С. 429.
19. <https://www.ti.com/lit/an/slva043b/slva043b.pdf>
20. <http://www.vlf.it/naturalnoisefloor/naturalnoise-floor.htm>

21. *Manninen J., Kleimenova N., Kozlovsky A., Kornilov I., Gromova L., Fedorenko Y., Turunen T.* // *Annales Geophysicae*. 2015. V. 33. P. 991.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-33-991-2015>
22. *Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Благовещенская Н.Ф., Ларченко А.В., Григорьев В.Ф., Пильгаев С.В.* // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2017. Т. 57. № 6. С. 751.  
<https://doi.org/10.7868/S0016794017060062>
23. *Маннинен Ю., Федоренко Ю.В., Клейменова Н.Г., Козырева О.В., Никитенко А.С.* // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2014. Т. 54. № 1. С. 36.  
<https://doi.org/10.7868/S0016794014010088>
24. *Клейменова Н.Г., Маннинен Ю., Громова Л.И., Турунен Т., Федоренко Ю.В., Никитенко А.С., Зелинский Н.Р., Громов С.В.* // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2015. Т. 55. № 3. С. 323.  
<https://doi.org/10.7868/S0016794015030104>
25. *Лебедь О.М., Федоренко Ю.В., Маннинен Ю., Клейменова Н.Г., Никитенко А.С.* // *Геомагнетизм и аэрономия*. 2019. Т. 59. № 5. С. 618.  
<https://doi.org/10.1134/S0016794019050079>
26. *Demekhov A., Titova E., Manninen J., Pasmanik D., Lubchich A., Santol'ik O., Larchenko A., Nikitenko A., Turunen T.* // *JGR: Space Physics*. 2020. V. 125. № 5. P. e2020JA027776.  
<https://doi.org/10.1029/2020JA027776>

## МАГНИТНЫЙ ШУМ ФЕРРОЗОНДОВ И МАГНИТОМОДУЛЯЦИОННЫХ ДАТЧИКОВ С АМОРФНЫМ ФЕРРОМАГНИТНЫМ СЕРДЕЧНИКОМ

© 2021 г. О. Л. Сокол-Кутыловский\*

*Институт геофизики УрО РАН  
Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 100  
\*e-mail: s-k52@mail.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.  
После доработки 09.04.2021 г.  
Принята к публикации 15.04.2021 г.

Отмечено, что основная часть магнитного шума в феррозондах и магнитомодуляционных датчиках с сердечниками из аморфных ферромагнитных сплавов, полученных методом быстрой закалки, возникает в результате сильного магнитоупругого взаимодействия. Рассмотрены последние достижения в снижении порога чувствительности активных датчиков слабого магнитного поля на основе аморфных ферромагнетиков. Выполнена оценка средней амплитуды магнитного шума магнитомодуляционных датчиков с аморфным ферромагнитным сердечником, работающих в режиме автопараметрического усиления. Показано, что средняя амплитуда магнитного шума магнитомодуляционных датчиков может составлять  $\sim 0.45$  пТл на частоте 0.1 Гц и менее 0.1 пТл на частотах выше 3 Гц.

DOI: 10.31857/S0032816221050128

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ленты и провода из аморфных ферромагнитных сплавов, полученные методом быстрой закалки из расплава, широко используются в активных преобразователях магнитной индукции – феррозондах и магнитомодуляционных датчиках (м.м.д.). Это связано с хорошими магнитными, электрическими и механическими характеристиками аморфных ферромагнетиков: высокой магнитной проницаемостью ( $\mu \sim 10^5 - 10^6$ ), малой коэрцитивной силой ( $H_c \sim 0.2$  А/м), более высоким, по сравнению с пермаллоем, удельным электрическим сопротивлением ( $(1.3 - 1.4) \cdot 10^{-6}$  Ом · м), а также стабильностью магнитных свойств после механических ударов и деформации. Сердечники из аморфных ферромагнитных сплавов могут работать на достаточно высокой частоте модуляции и имеют низкие потери на перемагничивание ( $\sim 0.03$  Вт/кг). Кроме этого, ленты из аморфных ферромагнитных сплавов, полученные методом быстрой закалки из расплава, имеют уникальные магнитомеханические характеристики. Это в полной мере относится как к магнитострикционным сплавам ( $\text{Fe}_{78}\text{Si}_{10}\text{B}_{12}$ ,  $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$  и др.), так и к железобальтовым аморфным ферромагнитным сплавам с компенсированной продольной магнитострикцией. В отличие от кристаллических ферромагнетиков, аморфные ферромагнетики, полученные методом быстрой закалки, имеют высокое относительное изменение модуля упругости

под действием магнитного поля ( $\Delta E/E \sim 4.5$ ), а их предельно высокий коэффициент магнитомеханической связи обеспечивает эффективное прямое и обратное магнитоупругое взаимодействие. Магнитное поле и механическое напряжение в аморфных лентах, полученных методом быстрой закалки из расплава, являются действующими факторами первого порядка по отношению к магнитному состоянию аморфного ферромагнетика. Т.е. механическое напряжение, приложенное к аморфному ферромагнитному сердечнику, может обратно довести его до состояния, подобного насыщению внешним магнитным полем.

Применение аморфных ферромагнетиков в феррозондах улучшило многие их технические характеристики, но предполагаемого многократного снижения порога чувствительности не произошло. Причиной этого оказался высокий уровень магнитного шума аморфных ферромагнитных сердечников, наблюдаемый в феррозондах, выполненных по классическим схемам.

### 2. ШУМ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ В ФЕРРОЗОНДАХ

Аморфный ферромагнитный сердечник в феррозондах с периодическим насыщением в каждом периоде модуляции дважды испытывает сильное магнитное воздействие, которое в результате прямого магнитоупругого взаимодействия вызывает в нем упругий удар. В результате такого воздей-

ствия в сердечнике возбуждаются все возможные резонансы механических колебаний. Из-за сильной магнитомеханической связи в аморфном ферромагнитном сердечнике возникает также обратное упругомагнитное преобразование, в результате которого вызванный акустический шум добавляется к собственным магнитным шумам сердечника феррозонда. Учитывая, что акустический шум имеет стохастический характер и зависит от магнитного и упругого состояния сердечника, избавиться от него или как-то его учесть является трудновыполнимой задачей. Попытки снизить влияние магнитоупругого взаимодействия в аморфном ферромагнитном сердечнике путем его жесткой фиксации приводят к появлению в нем внутренних упругих напряжений, что ухудшает магнитные характеристики.

В последнее время появились сообщения о феррозондах, имеющих на порядок меньший магнитный шум по сравнению с классическими феррозондовыми магнетометрами. Это феррозонды с ортогональным возбуждением сердечника, в которых, в дополнение к возбуждению аморфного ферромагнитного сердечника протекающим по нему переменным электрическим током, добавлен постоянный электрический ток смещения. Такой принцип снижения собственного магнитного шума был применен в [1], где сердечник был выполнен из аморфного ферромагнитного провода диаметром 0.12 мм и длиной 35 мм на основе кобальта. В другом феррозонде с ортогональным возбуждением сердечник был изготовлен из ленты аморфного ферромагнитного сплава Metglas 2714A шириной 1 мм. При увеличении постоянного электрического тока смещения в аморфной ферромагнитной ленте до 0.2 А и выше магнитный шум феррозонда уменьшался до 1 пТл/Гц<sup>1/2</sup> на частоте 1 Гц [2]. В работе [3] описаны феррозондовые магнитометры с ортогональным возбуждением с одним и с четырьмя U-образными сердечниками из аморфного провода с компенсированной магнитострикцией (Co<sub>0.94</sub>Fe<sub>0.06</sub>)<sub>72.5</sub>Si<sub>12.5</sub>B<sub>15</sub> диаметром 0.12 мм. На квадрупольном датчике был получен уровень шума 1 пТл/Гц<sup>1/2</sup> на частоте 20 Гц. Аналогичный феррозондовый магнитометр с четырьмя аморфными отоженными ферромагнитными проволоками представлен в [4]. Уровень шума, полученный в разомкнутом и замкнутом контуре обратной связи, на частоте 1 Гц составил всего 0.75 и 0.6 пТл(rms)/Гц<sup>1/2</sup> соответственно.

Таким образом, наметившиеся в последнее время способы снижения порога чувствительности феррозондов связаны с переводом их в режим работы, когда аморфный ферромагнитный сердечник постоянно находится в магнитном поле смещения в состоянии, близком к магнитному насыщению.

### 3. М.М.Д. С АВТОПАРАМЕТРИЧЕСКИМ УСИЛЕНИЕМ МАГНИТНОЙ ИНДУКЦИИ

Известны м.м.д. с автопараметрическим усилением сигнала магнитной индукции в сердечнике из аморфного сплава с компенсированной продольной магнитострикцией [5]. Автопараметрический резонанс возникает в колебательном LC-контуре с аморфным ферромагнитным сердечником при определенном соотношении частоты и амплитуды возбуждения колебательного LC-контра, а также при определенной величине внешнего магнитного поля. Если частота возбуждения колебательного контура не изменяется, то амплитуда напряжения на LC-контуре в выбранной рабочей точке в области резонанса будет функцией внешнего магнитного поля. Коэффициент преобразования магнитной индукции в амплитуду напряжения на LC-контуре может быть очень высоким при установлении рабочей точки вблизи резонансного пика.

Принцип действия м.м.д. с автопараметрическим усилением был опубликован в [6], а его принципиальная электрическая схема представлена в [7]. Такие м.м.д. применялись в геофизических исследованиях. Коэффициент преобразования м.м.д. с автопараметрическим усилением сигнала магнитной индукции, работающего в магнитном поле Земли при произвольной ориентации, устанавливался в пределах 100–150 мкВ/нТл. При уменьшении динамического диапазона измерений коэффициент преобразования может быть увеличен до 10 мВ/нТл. При этом можно фиксировать переменное магнитное поле частотой от  $\sim 10^{-2}$  до  $10^3$  Гц и выше.

В м.м.д. применялись ленты из аморфного ферромагнитного сплава с компенсированной продольной магнитострикцией Fe<sub>5</sub>Co<sub>70</sub>Si<sub>15</sub>B<sub>10</sub> шириной 0.6–0.8 мм и толщиной 0.02–0.025 мм. Аморфные сердечники подвергались термомагнитной обработке и подбору по параметрам на рабочем макете. Для работы в магнитном поле Земли длина сердечника должна быть 40–50 мм. При уменьшении длины сердечника возрастает величина магнитного поля смещения, в результате чего возникает необходимость в отдельном прецизионном источнике постоянного тока для создания магнитного поля смещения, превышающего земное магнитное поле.

Слабое гармоническое возбуждение м.м.д. осуществляется по частной петле и полностью не намагничивает сердечник, поэтому в нем отсутствуют шумы, подобные шумам феррозондов с периодическим насыщением сердечника. При возбуждении аморфного ферромагнитного сердечника м.м.д., вследствие четности магнитоупругого преобразования, в нем всегда появляются четные гармоники частоты модуляции, которые являются необходимым условием возникновения

автопараметрического усиления. Постоянное магнитное поле смещения, в котором находится аморфный ферромагнитный сердечник в режиме автопараметрического усиления, соответствует начальной области его технического насыщения, что снижает случайные флуктуации в материале сердечника.

Несмотря на то что сердечник м.м.д. с автопараметрическим усилением находится практически в области технического насыщения, стабильность его “нулевого” уровня уступает феррозондам. Поэтому такие м.м.д. целесообразно применять для измерения переменного магнитного поля. Основной причиной нестабильности сигналов частотой ниже 0.1 Гц является ненормированный дрейф источников опорного напряжения и амплитудных детекторов.

Автопараметрическое усиление сигнала магнитной индукции можно также получить в м.м.д. с сердечниками из нанокристаллических ферромагнитных сплавов, но в этом случае необходимо значительно увеличить амплитуду возбуждения и магнитное поле смещения. Поэтому в м.м.д. с автопараметрическим усилением целесообразно использовать аморфные ферромагнитные сплавы с компенсированной продольной магнитострикцией, которые имеют минимальную индукцию насыщения.

Косвенная оценка порога чувствительности м.м.д. была выполнена путем длительного накопления слабых сигналов магнитного поля на фоне геомагнитного шума в спокойном геомагнитном поле вдали от источников техногенных помех. На полученных оцифрованных и записанных на компьютер данных после дискретного преобразования Фурье надежно выделялись сигналы магнитной индукции, имеющие амплитуду менее 1 пТл. После преобразования Фурье мы имеем среднюю амплитуду геомагнитного шума всей записи, получаемую из суммы мгновенных значений амплитуды магнитного шума на каждой частоте, деленную на

число отсчетов примененного аналого-цифрового преобразователя AD7734 с временем дискретизации ~2 мс.

На рис. 1 показано распределение средней амплитуды магнитного шума горизонтальной компоненты  $B_x$ , направленной по магнитному меридиану, в зависимости от частоты. Эти записи с различной продолжительностью были сделаны в спокойном геомагнитном поле на большом удалении от источников техногенных помех.

Порог чувствительности м.м.д. можно оценить, если сравнить среднюю амплитуду магнитного шума различной длительности при записи выбранной компоненты магнитной индукции в спокойном геомагнитном поле вдали от источников техногенных помех. Если распределение амплитуды измеряемой компоненты геомагнитного поля по частоте имеет плавный характер (с монотонным снижением амплитуды при росте частоты и без явных вариаций и выбросов амплитуды), то такое распределение амплитуды примерно соответствует случайному, некоррелированному геомагнитному шуму. В этом случае отношение средних амплитуд записей геомагнитного шума должно быть примерно равно корню квадратному от обратного отношения времени записи. Например, для записей на рис. 1 при случайном геомагнитном шуме и пренебрежимо малом собственном шуме м.м.д. на каждой фиксированной частоте должно выполняться соотношение:  $B_x(a)/B_x(b) \approx 10$ .

Полагая, что собственный магнитный шум м.м.д. остается постоянным, можно записать следующую систему уравнений для любой из выбранных частот:

$$\begin{cases} \sqrt{B_{geo}^2 + B_{MMS}^2} = B_1; \\ \sqrt{n^{-2} B_{geo}^2 + B_{MMS}^2} = B_2, \end{cases} \quad (1)$$

где  $B_{geo}$  – шум геомагнитного поля в короткой записи;  $B_{MMS}$  – шум м.м.д.;  $B_1, B_2$  – средние амплитуды измеренного магнитного шума соответ-

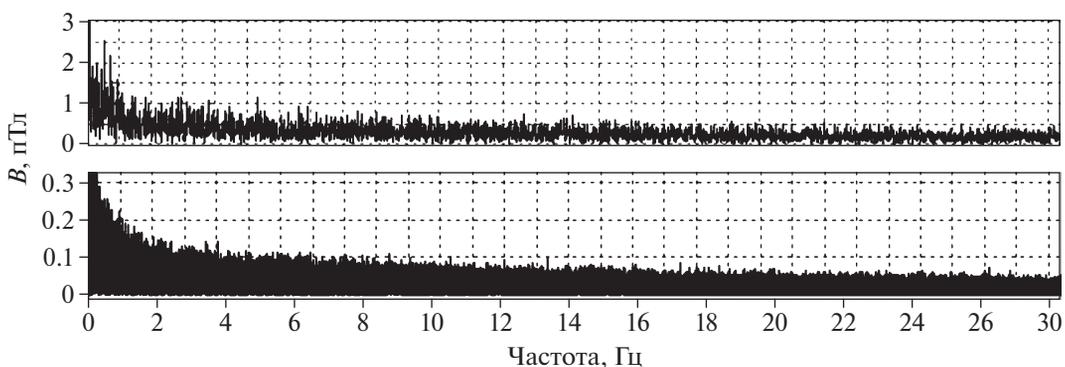
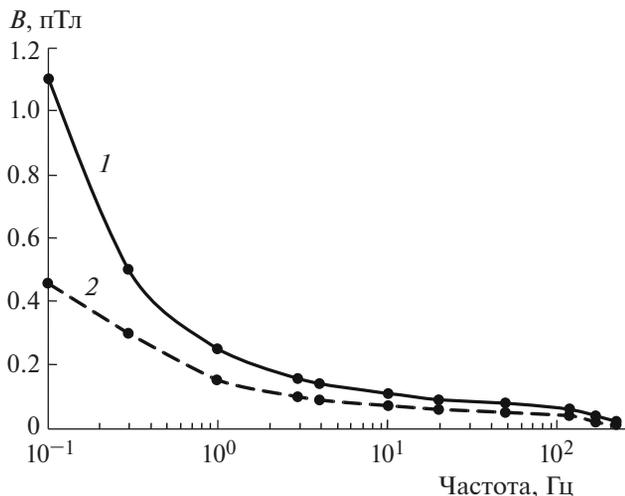


Рис. 1. Средняя амплитуда магнитного шума, регистрируемая м.м.д. в полосе частот от 0.01 до 30 Гц при продолжительности записи 100 с (а) и 10000 с (б).



**Рис. 2.** Средняя амплитуда горизонтальной составляющей магнитного шума, регистрируемого м.м.д. в спокойном геомагнитном поле (кривая 1), и амплитуда магнитного шума м.м.д., рассчитанная по формулам (1) при десятикратном соотношении времен записи (кривая 2).

ственно в короткой и длинной записях;  $n$  — отношение времен длинной и короткой записей.

Если подставить измеренные средние амплитуды шума  $B_1$  и  $B_2$  на выбранной частоте и решить систему уравнений (1), то можно приближенно определить амплитуду собственного шума м.м.д. на этой частоте.

На рис. 2 представлены зависимости от частоты средней амплитуды вертикальной составляющей геомагнитного шума  $B_z$  для записи продолжительностью 2.4 ч в спокойном геомагнитном поле в полосе пропускания 0.01–230 Гц (кривая 1), а также вычисленной амплитуды магнитного шума м.м.д. (кривая 2).

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Определенный прогресс в улучшении параметров феррозондов с ортогональным возбуждением был достигнут при применении вспомогательного постоянного магнитного поля смещения. Дальнейшее небольшое снижение порога чувствительности таких феррозондов было получено параллельным соединением нескольких датчиков, что позволило получить порог чувствительности  $\sim 1$  пТл/Гц<sup>1/2</sup>. Как было показано в [8], основной вклад в шумы феррозондов с ортогональным возбуждением вносит аморфный ферромагнитный сердечник. Поэтому дальнейшее совершенствование феррозондов этого типа может быть связано с технологией изготовления и обработки аморфного ферромагнитного сплава, из которого делают сердечники.

Что касается м.м.д. с автопараметрическим усилением сигнала магнитной индукции в аморфном ферромагнитном сердечнике, то его потенциальные возможности полностью не определены. Магнитомодуляционные датчики применялись в геофизике при работе в неэкранированном пространстве и имели порог чувствительности ниже уровня геомагнитного шума в спокойном геомагнитном поле, поэтому проблема улучшения их технических характеристик ранее не возникала.

Потенциально хорошие технические характеристики м.м.д. с автопараметрическим усилением обусловлены следующими факторами:

- магнитное поле смещения и магнитное поле возбуждения направлены вдоль оси легкого намагничивания аморфной ферромагнитной ленты;
- автопараметрический резонанс в ленте аморфного ферромагнитного сплава с компенсированной продольной магнитострикцией позволяет получить коэффициент преобразования до 10 мВ/нТл;
- возбуждение аморфной ферромагнитной ленты осуществляется слабым гармоническим магнитным полем при отсутствии резких изменений намагниченности сердечника, что исключает шумы, появляющиеся в результате эффективного магнитоупругого взаимодействия в лентах аморфных ферромагнитных сплавов;
- рабочая точка аморфного ферромагнитного сердечника находится в начальной области его технического насыщения, что снижает вероятность флуктуаций намагниченности и, тем самым, уменьшает уровень собственного магнитного шума.

Из графика на рис. 2 следует, что вычисленная по формуле (1) средняя амплитуда магнитного шума м.м.д. может составлять  $\sim 0.45$  пТл на частоте 0.1 Гц и менее 0.1 пТл на частотах  $> 3$  Гц. На частотах  $> 20$  Гц вычисленная амплитуда шума и измеренная при длительности записи более 2 ч очень близки, а на частотах более 100 Гц практически совпадают. Резкое увеличение магнитного шума на частотах ниже 1 Гц может быть связано с повышенной статистической погрешностью при недостаточном числе периодов усредняемых сигналов самых низких частот. Кроме того, амплитуда геомагнитного шума в области частот ниже 1 Гц менее стабильна, чем на более высоких частотах.

Для получения предельно низкого порога чувствительности м.м.д. с автопараметрическим усилением необходимо иметь высокую стабильность и малые собственные шумы источника опорного напряжения, который задает рабочую точку датчика и поддерживает величину постоянного магнитного поля смещения. Кроме того, необходимо обеспечить высокую стабильность амплитуды генератора возбуждения и коэффициента передачи амплитудного детектора.

В электрических схемах м.м.д. используется амплитудный детектор. Однако в области автопараметрического резонанса наблюдается сильное изменение фазы колебаний модулирующей частоты, что в принципе позволяет получить более высокий коэффициент преобразования при использовании фазового детектирования сигнала магнитной индукции.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Аморфные ферромагнитные сплавы с компенсированной продольной магнитострикцией, полученные методом быстрой закалки из расплава, остаются наиболее перспективными материалами для создания активных датчиков слабого магнитного поля, работающих при комнатной температуре.

Создание условий, при которых аморфный ферромагнитный сердечник постоянно находится вблизи области технического насыщения, а также минимизация шума, связанного с магнитоупругим взаимодействием в аморфных ферромагнетиках, полученных методом быстрой закалки из расплава, позволяют получить порог чувствительности, близкий к порогу чувствительности СКВИДов в диапазоне низких частот. Это дает возможность использовать модифицированные феррозонды с ортогональным возбуждением и

м.м.д. не только в геофизических исследованиях, но и в других областях науки и техники, в том числе, при измерениях в магнитоэкранированном пространстве.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sasada I., Kashima H.* // Journal of the magnetism society of Japan. January 2009. V. 33(2). P. 43. <https://doi.org/10.3379/msjmag.0901RF7129>
2. *Sasada I.* // IEEE Transactions on Magnetics. 2018. V. 25 (10). P. 99. <https://doi.org/10.1109/INTMAG.2018.8508469>
3. *Bazinet R., Jacas A., Badini-Confalonieri G.A., Vazquez M.* // IEEE Trans. on Magnetics. 2014. V. 50 (5). P. 1. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2292834>
4. *Janosek M., Butta M., Dressler M., Saunderson E., Novotny D., Fourie C.* // IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement. 2020. V. 69 (5). P. 2552. <https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2949205>
5. *Сокол-Кутыловский О.Л.* // Измерительная техника. 2016. № 2. С. 46. <https://doi.org/10.1007/s11018-016-0937-x>
6. *Sokol-Kutylovskij O.L.* // Sensors and Actuators: A. Physical. 1997. V. 62/1–3. P. 496.
7. *Сокол-Кутыловский О.Л.* // ПТЭ. 2019. № 4. С. 101. <https://doi.org/10.1134/S0032816219040153>
8. *Butta M., Sasada I.* // IEEE Transactions on Magnetics. 2012. V. 48(4). P. 1508. <https://doi.org/10.1109/TMAG.2011.2173177>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 681.787

**ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ СБОРА ДАННЫХ  
И УПРАВЛЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ  
БЛИЖНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА  
НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕЙСА USB 3.0**

© 2021 г. С. Ю. Ксенофонтов<sup>а,\*</sup>, А. В. Купаев<sup>а</sup>, Т. В. Василенкова<sup>а</sup>,  
Д. А. Терпелов<sup>а</sup>, П. А. Шилиягин<sup>а</sup>, А. А. Моисеев<sup>а</sup>, Г. В. Геликонов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики РАН”

Россия, 603950, Н. Новгород, ул. Ульянова, 46

\*e-mail: xen@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 04.03.2021 г.

После доработки 11.03.2021 г.

Принята к публикации 15.03.2021 г.

Описаны конструкция и принцип работы модуля сбора данных и управления широкополосным спектрометром ближнего инфракрасного диапазона, разработанного в качестве основного интерфейсного устройства в составе системы визуализации внутриглазных структур методом оптической когерентной томографии. Достигнутые технические характеристики этого модуля позволяют создать спектральную диагностическую систему оптической когерентной томографии с показателем продольного разрешения в несколько микрометров. Использование в качестве основного канала связи с компьютером интерфейса USB 3.0 обеспечивает компактность, мобильность и универсальность диагностической системы. Была обеспечена работоспособность системы сбора данных на фоне вычислительно-сложных асинхронных процедур синтеза непрерывного потока томографических изображений в реальном времени, что позволяет обеспечить интерактивный режим использования системы визуализации.

**DOI:** 10.31857/S0032816221040224

## ВВЕДЕНИЕ

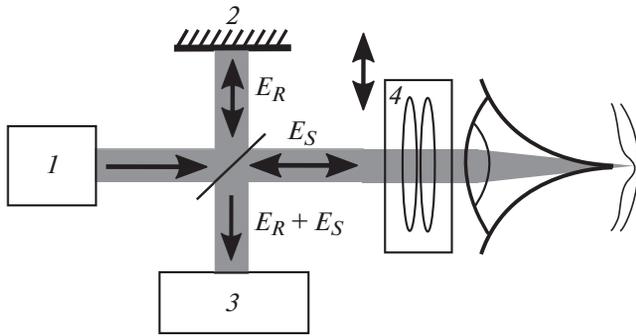
Методы, описанные в данной статье, предназначены для создания нового поколения систем оптической когерентной томографии (о.к.т.) [1]. Основное применение о.к.т. — это неинвазивная высокоразрешающая визуализация внутренней структуры биологических и биоподобных сред. Для этого в о.к.т.-системах используется зондирование маломощным широкополосным оптическим излучением ближнего инфракрасного диапазона, интерферометрический прием и анализ излучения рассеянного в обратном направлении неоднородностями исследуемых тканей. Полученные таким образом данные о распределении оптических рассеивателей внутри исследуемого объекта позволяют получить информацию о его внутренней структуре.

В настоящее время о.к.т.-системы наиболее широко используются в качестве офтальмологических диагностических приборов [1]. В связи с этим в Институте прикладной физики (ИПФ) РАН ведутся работы по созданию нового поколения о.к.т.-систем для трехмерной визуализации внутриглазных структур [2–4]. В рамках этих ис-

следований предполагается достичь показателей разрешающей способности этих систем визуализации на уровне нескольких микрометров.

Трехмерное представление визуализируемой информации естественным образом предполагает большой объем обрабатываемых данных. Кроме того, дополнительное увеличение объема обрабатываемых данных обусловлено тем, что повышенная разрешающая способность разрабатываемой о.к.т.-системы требует этого для сохранения приемлемого объема визуализируемого сканируемого участка. Специфика практического применения офтальмологических о.к.т.-систем делает насущной необходимость обеспечения высокой скорости регистрируемого спектрометром потока данных и высокой скорости передачи его в управляющий компьютер для обработки в реальном времени и визуализации.

Для обеспечения работоспособности такой системы необходимо специфическое устройство сбора данных и управления спектрометром. Оценка скорости информационного потока, которая необходима для обработки непрерывной последовательности исходных данных в такой о.к.т.-си-



**Рис. 1.** Оптическая схема спектральной о.к.т.-системы на базе интерферометра Майкельсона. 1 – источник зондирующего излучения; 2 – зеркало в опорном плече; 3 – оптический спектрометр; 4 – сканирующая и фокусирующая система.

стеме, составляет  $>200$  Мбайт/с. При этом основной канал передачи информации должен обладать характеристиками, обеспечивающими малую задержку и минимальное количество возможных потерь. Дополнительно необходимо решить задачу синхронизации основной процедуры сбора данных и процедур синтеза управляющих сигналов для системы обеспечения поперечного сканирования в о.к.т.-приборе.

В большинстве практически реализованных и коммерчески доступных о.к.т.-систем для этой задачи используются универсальные модули управления камерами линейного сканирования с интерфейсом Camera Link. Недостатки такого подхода для решения поставленной задачи состоят в следующем. Скоростные модули с интерфейсом Camera Link – это платы расширения, предназначенные для компьютеров настольного или серверного типа, устанавливаемые в слот системной шины (как правило, PCI Express). Это ограничивает или исключает использование в о.к.т.-системе мобильной или встраиваемой вычислительной техники. Как следствие, это ограничивает компактность и мобильность изделия. Применение готовых коммерчески доступных универсальных скоростных модулей с интерфейсом Camera Link ощутимо увеличивает себестоимость изделия. Это противоречит тому, что поставленная задача предполагает, в конечном итоге, наличие готового конструкторско-технического решения, обеспечивающего скорейшую коммерциализацию разрабатываемой о.к.т.-системы.

Поэтому был разработан специализированный модуль сбора данных и управления спектрометром на основе интерфейса USB 3.0. Кроме того, этот модуль осуществляет синтез синхронизированных управляющих сигналов для системы управления поперечным сканированием в о.к.т.-приборе. Таким образом фактически он является основной системой сбора данных и управления

разрабатываемого о.к.т.-прибора. Описанию принципа работы этого модуля и достигнутых при этом скоростных характеристик спектрометрического узла посвящено основное содержание данной статьи.

## СПЕКТРАЛЬНАЯ О.К.Т.-СИСТЕМА

Базовый принцип работы спектральных о.к.т.-систем впервые был сформулирован в работе [5]. Чаще всего в основе оптической схемы о.к.т.-приборов используется интерферометр Майкельсона [6]. Пример такой схемы для спектральной о.к.т.-системы приведен на рис. 1.

В качестве источника зондирующего излучения  $I$  в разрабатываемой о.к.т.-системе используется специально разработанный комплекс, состоящий из четырех суперлюминесцентных диодов. Спектральные диапазоны оптического излучения этих диодов частично перекрывают друг друга таким образом, что в совокупности составляют широкополосный источник излучения со спектральным диапазоном от 780 до 1000 нм. Необходимость этого обусловлена основной задачей проекта, состоящей в достижении рекордных показателей продольного разрешения о.к.т.-системы, поскольку известно [1], что предельная продольная разрешающая способность о.к.т.-системы обратно пропорциональна ширине спектрального диапазона зондирующего излучения.

Результат интерференции опорного излучения  $E_R$ , отраженного зеркалом 2 в опорном плече, и рассеянного излучения  $E_S$  поступает на вход оптического спектрометра 3. В результате на выходе спектрометра регистрируется последовательность данных, соответствующая спектру мощности интерференционного сигнала. Известно [5], что при помощи дискретного преобразования Фурье от этой последовательности можно получить распределение коэффициента обратного рассеяния в направлении зондирования (по координате  $Z$ ). Поэтому зарегистрированный таким образом спектр мощности интерференционного сигнала можно рассматривать как исходные данные А-скана (вертикального столбца) искомого о.к.т.-изображения. Совокупность таких А-сканов составляет В-скан, который визуализируется в виде яркостной диаграммы и рассматривается в качестве сагиттального томографического среза (рис. 2). Это происходит за счет того, что зондирующий пучок перемещается в поперечном направлении сканирующей системой (4 на рис. 1) по одной ( $X$ ) или по двум координатам ( $X, Y$ ).

## ОПТИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

Для решения поставленной задачи был предложен и разработан спектрометр (рис. 3), параметры которого были выбраны исходя из необхо-

димости его использования для визуализации внутренней структуры сетчатки глаза.

На рис. 4 представлена оптическая схема этого спектрометра. Она основана на использовании просветной голографической дифракционной решетки.

Особенности этой схемы обусловлены большой шириной полосы регистрируемого излучения ~300 нм. При разработке этой схемы применялись методы, предложенные и описанные в работе [7]. Необходимость применения составной призмы-корректора вызвана тем, что регистрируемая последовательность спектральных отсчетов должна быть эквидистантна по оптической частоте интерференционного сигнала. В противном случае неизбежны искажения в результатах синтеза В-сканов и, как следствие, ухудшение результирующего значения продольного разрешения [7].

Применяемая оптическая схема спектрометра (рис. 4) и совокупность применяемых технических решений позволили добиться достаточной компактности и транспортабельности оптической системы разрабатываемого о.к.т.-прибора. Габаритные размеры спектрометра, показанного на рис. 3, составили 258 × 78 × 50 мм.

Большинство из известных коммерчески доступных систем внутриглазной о.к.т.-визуализации являются стационарными приборами и предполагают следующий порядок их использования. После установки на месте эксплуатации и удаления одноразового дополнительного транспортировочного крепления не допускается какого-либо их перемещения в дальнейшем. В противном случае нарушается юстировка некоторых ключевых оптических элементов. Система выходит из строя и ее ремонт возможен только в условиях специализированной лаборатории. Достигнутые массогабаритные и транспортировочные параметры оптических элементов позволяют реализовать разрабатываемую о.к.т.-систему в виде мобильного рабочего места (стойка на колесах) или в виде компактного переносного устройства.

Особое внимание при разработке спектрометра уделялось параметрам сенсора линейного сканирования.

Важнейшим необходимым параметром сенсора линейного сканирования, а соответственно и всей о.к.т.-системы, в рамках рассматриваемой задачи является скорость работы. Высокая скорость нужна, во-первых, потому что глаз физиологически не может оставаться надолго неподвижным. Кроме того, по физиологическим причинам невозможно долго не моргать (глаз пересыхает). Поэтому чем выше скорость о.к.т.-системы, тем выше вероятность, что данные текущего В-скана будут пригодны для использования. С другой стороны, высокая скорость необходима для того, чтобы трех-

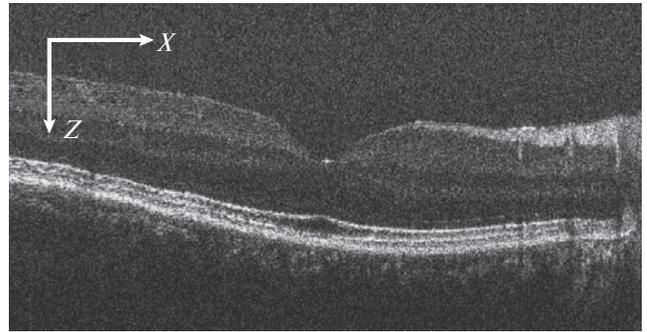


Рис. 2. Пример В-скана для о.к.т.-визуализации внутренней структуры сетчатки глаза.

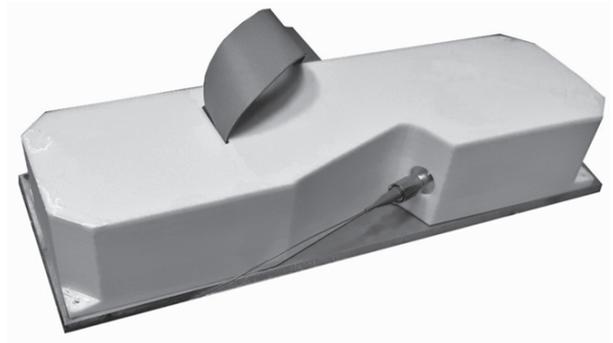


Рис. 3. Спектрометр, разработанный в ИПФ РАН для системы о.к.т.-визуализации внутриглазных структур.

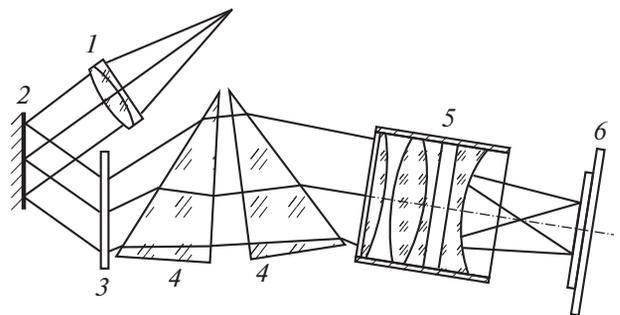
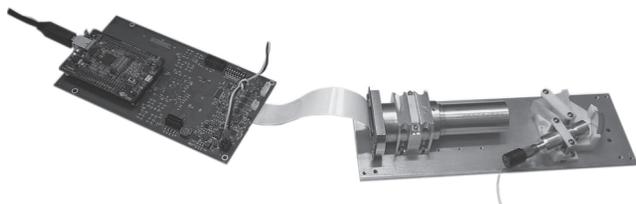


Рис. 4. Оптическая схема спектрометра для эквидистантной регистрации спектральных компонент сверхширокополосного излучения. 1 – коллимирующий элемент с оптоволоконным интерфейсом; 2 – золотое зеркало; 3 – просветная голографическая дифракционная решетка; 4 – компоненты составной призмы-корректора; 5 – фокусирующий элемент; 6 – сенсор линейного сканирования.

мерные данные были получены за приемлемое время с минимальным количеством потерянных данных или артефактных о.к.т.-изображений, обусловленных движением. Еще одной причиной необходимости увеличения скорости о.к.т.-системы является то, что для о.к.т.-визуализации



**Рис. 5.** Система сбора данных и управления, соединенная при помощи LVDS-шлейфа со спектрометром (без защитного кожуха).

структуры сетчатки характерно использование последовательного усреднения В-сканов с целью компенсации спеклового характера о.к.т.-изображений, а также для улучшения их динамического диапазона и соотношения сигнал/шум.

Еще одним необходимым параметром сенсора линейного сканирования для рассматриваемой задачи является сравнительно большое число фоточувствительных элементов. Это необходимо для увеличения глубины зондирования в рамках одного В-скана, что упрощает процедуру поиска сетчатки и позволяет осуществлять поперечное сканирование в большом диапазоне, учитывая изгиб сетчатки.

Исходя из этого, для разрабатываемого спектрометра был выбран сенсор Ogiон2K фирмы Awaiba (Бельгия). Данный сенсор линейного сканирования имеет 2048 элементов и способен работать со скоростью более 70000 А-сканов/с. Особенность данного сенсора заключается в том, что в его чип интегрированы усилители и аналого-цифровые преобразователи. При этом выходные цифровые данные передаются в виде потока в формате LVDS. Это является значительным достоинством, так как позволяет применить при разработке системы управления и сбора данных стандартную методику для согласования высокоскоростных цифровых линий.

### МОДУЛЬ СБОРА ДАННЫХ И УПРАВЛЕНИЯ ШИРОКОПОЛОСНЫМ СПЕКТРОМЕТРОМ

Для обеспечения работы спектрометра и управления другими базовыми функциями о.к.т.-системы был разработан специализированный модуль сбора данных и управления (рис. 5).

Общая архитектура разрабатываемой о.к.т.-системы была реализована в виде аппаратно-программного комплекса. В рамках этой архитектуры задача модуля сбора данных и управления состоит в обеспечении интерфейса и высокоскоростного канала связи между основной программой обработки и управления о.к.т.-системы, работающей в управляющем компьютере, и аппаратными компонентами, такими как спектрометр, актуаторы и другие исполнительные элементы о.к.т.-системы. При этом предполагается, что управляющая про-

грамма функционирует на базе операционной системы общего назначения (такой, как Microsoft Windows). Также предполагается, что скоростные характеристики работы системы должны обеспечивать непрерывную визуализацию потока В-сканов без задержек и потерь, чтобы обеспечивалась интерактивность действий пользователя.

В данной работе использовался опыт разработки скоростных эндоскопических о.к.т.-систем и о.к.т.-систем для исследования наружных биотканей. Результаты разработки модулей сбора данных и управления для таких систем описаны в работе [8].

В качестве интерфейса связи разрабатываемой системы сбора данных и управления с управляющим компьютером, как и в случае, описанном в [8], был выбран интерфейс USB 3.0. Данное решение было принято для того, чтобы эта система была более универсальной. Это позволило рассматривать разные варианты вычислительной техники в качестве управляющего компьютера для разрабатываемой о.к.т.-системы (от встраиваемых модулей до настольных компьютеров) и тестировать любые варианты.

В качестве контроллера USB 3.0 в этой системе сбора данных и управления (так же, как и в схеме, описанной в [8]) использовался контроллер CYUSB3014 (Cypress Inc., США). В этом случае он использовался в составе модуля CYUSB3KIT-003, который при помощи двух межплатных разъемов PLD-40 соединялся с основной платой модуля сбора данных и управления. Она была выполнена в виде специально-разработанной электронной восьмислойной печатной платы размером 185 × 100 мм (на рис. 5 слева). На рис. 6 представлена структурно-функциональная схема этой платы, с указанием типов и марок основных используемых микросхем и направлений потоков данных и управляющих сигналов.

Описанная в работе [8] система сбора данных на базе интерфейса USB 3.0 обеспечивала непрерывную передачу в компьютер потока со скоростью ~188 Мбайт/с. Нетрудно подсчитать, что при скорости разрабатываемой о.к.т.-системы 70000 А-сканов/с и размере А-скана 2048 отсчетов или 4096 байт скорость потока данных превысит 273 Мбайт/с. Данное обстоятельство сделало необходимым применить другую элементную базу и принципиально изменить режим работы системы сбора данных и управления такого варианта о.к.т.-системы.

Схема сбора данных и управления, представленная на рис. 6, была построена из следующих основных элементов.

В данном случае практически все формирование логических связей, а также преобразование и коммутация осуществляются за счет применения программируемой вентильной матрицы серии Cyclone

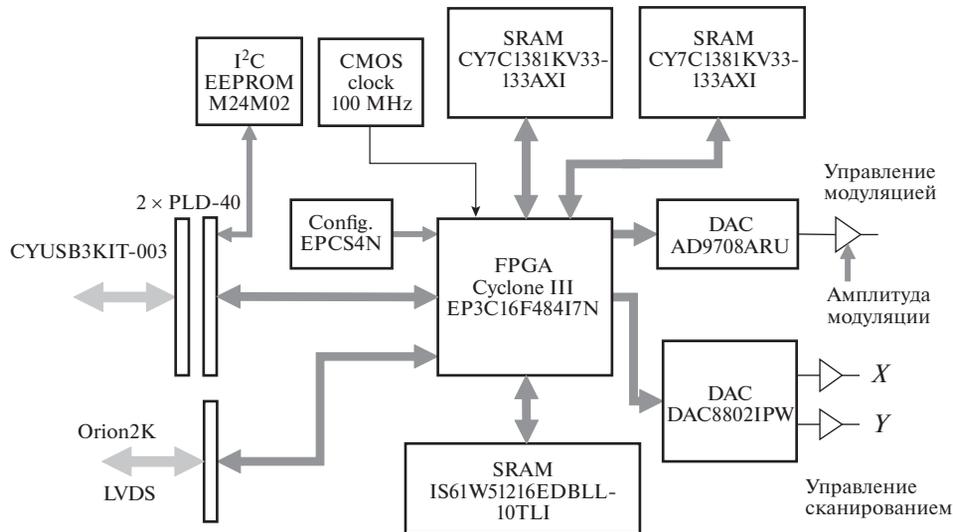


Рис. 6. Схема основного модуля сбора данных и управления спектральной системы о.к.т.-визуализации внутриглазных структур.

III (Altera/Intel, США) (FPGA EP3C16F48417N). К ней подключены почти все прочие цифровые компоненты платы. Такой подход обеспечивает потенциальную универсальность данной схемы за счет возможных изменений топологии программируемой логики. FPGA тактируется с частотой 100 МГц и конфигурируется автоматически при помощи микросхемы серии EPCS4N.

Первичная буферизация регистрируемого потока данных в схеме рис. 6 осуществляется за счет применения двух микросхем синхронной статической памяти с произвольным доступом с емкостью в 2097152 байтовых слов каждая (CY7C1381KV33-133AXI). Отказ от использования микросхем FIFO-буферов, которые применялись в схеме из [8], с одной стороны, усложнил топологию разрабатываемой печатной платы и логику ее работы. Но с другой стороны это позволило значительно увеличить степень буферизации и повысить устойчивость системы к возможным задержкам в передаче данных через компьютерный интерфейс. Кроме того, это позволило значительно снизить стоимость элементной базы.

Буфер памяти, в который записывается последовательность данных режима поперечного сканирования, синхронизированного с потоком регистрируемых А-сканов, в схеме рис. 6 организован за счет применения микросхемы асинхронной статической памяти с произвольным доступом емкостью 524288 двухбайтовых слов (IS61W51216EDBLL-10TLI). Эти данные используются для синтеза сигналов управления сканирующим зеркалом при помощи двухканального цифроаналогового преобразователя (DAC8802IPW).

Стоит отметить, что в данной о.к.т.-системе предполагается применение методов подавления

автокорреляционных артефактов, зеркальных артефактов и артефактов движения. Такие методы описаны в работе [9]. Для этого зеркало в опорном плече (2 на рис. 1) подвижно в направлении оптического пучка. Изменение его положения предназначено для изменения длины пробега опорной волны. Такая модуляция применяется для получения спектра интерференционного сигнала в комплексном виде [9]. Поэтому еще один цифроаналоговый преобразователь (AD9708ARU) в схеме рис. 6 используется для синтеза сигнала управления модуляцией длины опорного плеча. Последовательность этих данных хранится во внутреннем блоке памяти программируемой вентиляционной матрицы.

Помимо вентиляционной матрицы с межплатным разъемом, соединяемым с контроллером CYUSB3014, связана микросхема программируемого запоминающего устройства с интерфейсом I²C (M24M02). Она предназначена для хранения настраиваемых параметров о.к.т.-системы и таблиц, используемых в процедурах синтеза о.к.т.-изображений.

Связь основного модуля сбора данных и управления спектральной о.к.т.-системы с сенсором линейного сканирования, расположенным в спектрометрическом блоке, осуществляется посредством специально разработанного гибкого шлейфа (рис. 5). Он обеспечивает необходимое для скоростной передачи согласование по импедансу.

В предыдущем варианте, описанном в работе [8], непрерывная передача последовательности А-сканов осуществлялась за счет работы двухпортовой асинхронной микросхемы FIFO. В случае, когда из-за задержек в работе операционной системы, программного обеспечения или аппаратной части USB-интерфейса происходило пере-

полнение FIFO-буфера, такая ситуация рассматривалась как исключительная и аварийная. При этом сбор данных останавливался, и программное обеспечение сообщало пользователю об ошибке. Работа возобновлялась перезапуском процедуры сканирования. Такой режим работы использовался потому, что для правильного синтеза о.к.т.-изображения необходима целостность всех исходных данных В-скана [9]. Такой режим был приемлем для исследования наружных биотканей, но в случае системы о.к.т.-визуализации внутриглазных структур от такого подхода пришлось отказаться. Во-первых, как упоминалось выше, целостность исходных данных текущего В-скана может быть нарушена из-за движений глаза и моргания. И такое событие нельзя рассматривать как аварийную ситуацию. Во-вторых, в случае разрабатываемой системы скорость потока данных такова, что не всякая вычислительная платформа способна поддерживать такую среднюю скорость приема данных по каналу USB 3.0 на протяжении длительного времени. Нарушение целостности данных вследствие движения глаза предполагалось оценивать по изменению коэффициента взаимной корреляции соседних А-сканов. Для отслеживания нарушения целостности данных вследствие переполнения внутреннего буфера данные каждого А-скана снабжались его порядковым номером в потоке с момента старта сканирования. Для этого в схеме вентильной матрицы был реализован 24-разрядный счетчик.

Был организован следующий порядок считывания данных из двух микросхем памяти в интерфейс контроллера CYUSB3014 для передачи в USB-канал. Вначале считывание происходило из микросхемы, которая в текущий момент была пуста. В это время новые данные А-сканов, непрерывно получаемые из сенсора, записывались в другую микросхему. После того, как считываемая микросхема “опустошалась”, считывание начиналось из другой микросхемы, а запись переключалась в “опустевшую” микросхему.

Для обеспечения работоспособности о.к.т.-системы было разработано специализированное встроенное программное обеспечение. Оно было предназначено для функционирования контроллера CYUSB3014 в заданном режиме, а также для организации необходимого интерфейса связи и необходимого комплекса управляющих команд по каналу USB 3.0. Это программное обеспечение было разработано с учетом особенностей процессорной архитектуры ARM9. Для создания этого программного обеспечения использовалась среда кроссплатформенной разработки Eclipse и язык программирования C/C++. Соответствующий бинарный управляющий код записывался в микросхеме EEPROM на плате CYUSB3KIT-003. После подачи питания контроллер CYUSB3014 автоматически использовал данный код для загрузки.

Это встроенное программное обеспечение функционирует как многозадачная операционная система реального времени (RTOS) и обеспечивает конфигурирование контроллера CYUSB3014 как USB-устройства, инициализацию основной шины контроллера (GPIF II), инициализацию канала I<sup>2</sup>C и каналов прямого доступа к памяти (DMA) для связи шины GPIF II с входным и выходным USB-потокками. Кроме того, в рамках функционирования этого встроенного программного обеспечения организована соответствующая реакция устройства на запросы командного USB-потока.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО УЗЛА

Для тестирования описанного здесь широкополосного скоростного оптического спектрометрического узла было разработано программное обеспечение для операционной системы Microsoft Windows, которое имитировало полный цикл асинхронного сбора данных спектрометра, процедуры анализа целостности исходных данных и процедуры синтеза о.к.т.-изображений. Стоит отметить, что процедура синтеза о.к.т.-изображений включает в себя довольно сложный комплекс вычислений, предназначенный для подавления автокорреляционных и зеркальных артефактов [9], артефактов движения [3, 4, 9, 10], артефактов, вызванных материальной дисперсией [2, 11], артефактов, вызванных механическими резонансами исполнительных устройств [12] и особенно проблемами радиотехнических каналов [13].

Один из вариантов программного обеспечения использовал для основных операций вычислительную мощность многоядерного центрального процессора. В этом случае основная масса исходных данных спектрометра сохранялась в необработанном виде (за исключением проверки целостности данных), а для контрольной визуализации синтезировалась лишь часть В-сканов. Другой вариант программного обеспечения использовал для параллельных асинхронных вычислений графический процессор. За счет этого обеспечивался полный комплекс обработки всего входного потока данных в реальном времени.

Применение этого комплекса программ позволило экспериментально подтвердить заявленные технические характеристики разработанного спектрометрического узла спектральной системы о.к.т.-визуализации внутриглазных структур. Кроме того, было установлено, что разработанная система сбора данных и управления в совокупности с разработанными компьютерными программами обеспечивает скорость работы разрабатываемой о.к.т.-системы не менее чем 78000 А-сканов/с.

В этом программном обеспечении асинхронный сбор данных и комплекс параллельных вы-

числений был разработан с использованием метода взаимной синхронизации вычислительных потоков, описанного в работе [14].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная широкополосная спектрометрическая скоростная система не вносит дополнительных ограничений в продольную разрешающую способность о.к.т.-системы. При этом обеспечивается возможность для достижения общей разрешающей способности системы визуализации на уровне единиц микрометров.

Разработанный электронный модуль сбора данных и управления системы о.к.т.-визуализации внутриглазных структур с интерфейсом USB 3.0 обеспечивает скорость работы о.к.т.-системы до 78000 А-сканов/с при размере А-скана в 2048 элементов, что превышает скорость информационных потоков у современных аналогов в 1.5–2 раза. При этом обеспечена его работоспособность на фоне вычислительно-сложных процедур синтеза непрерывного потока о.к.т.-изображений в реальном времени, что позволяет обеспечить интерактивный режим использования системы о.к.т.-визуализации.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного задания Института прикладной физики РАН (проект № 0030-2021-0013) (в части разработки и макетирования электронных схем) и Российского научного фонда в рамках проекта № 17-72-20249 (в части разработки алгоритмов асинхронного сбора данных и синтеза о.к.т.-изображений в реальном времени).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Optical coherence tomography: Technology and applications / Ed. W. Drexler, J.G. Fujimoto. Cham: Springer, 2015.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-06419-2>
- Геликонов Г.В., Геликонов В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 2. С. 150.
- Gelikonov G.V., Shilyagin P.A., Ksenofontov S.Yu., Terpelov D.A., Gelikonov V.M., Moiseev A.A. // Proc. SPIE. 2020. V. 11228. P. 112282V.  
<https://doi.org/10.1117/12.2545966>
- Ksenofontov S.Yu., Shilyagin P.A., Terpelov D.A., Gelikonov V.M., Gelikonov G.V. // Frontiers of Optoelectronics. 2020. V. 13. № 4. P. 393.  
<https://doi.org/10.1007/s12200-019-0951-0>
- Fercher A.F. // J. Biomedical Optics. 1996. V. 1. № 2. P. 157.  
<https://doi.org/10.1117/12.231361>
- Michelson A.A. // American J. Science. 1881. V. 22. P. 120.  
<https://doi.org/10.2475/ajs.s3-34.203.333>
- Шилягин П.А., Ксенофонтов С.Ю., Моисеев А.А., Терпелов Д.А., Маткивский В.А., Касаткина И.В., Мамаев Ю.А., Геликонов Г.В., Геликонов В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 10. С. 859.
- Терпелов Д.А., Ксенофонтов С.Ю., Геликонов Г.В., Геликонов В.М., Шилягин П.А. // ПТЭ. 2017. № 6. С. 94.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816217060143>
- Ксенофонтов С.Ю., Шилягин П.А., Терпелов Д.А., Новожиллов А.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. // ПТЭ. 2020. № 1. С. 136.  
<https://doi.org/10.31857/S003281622001005X>
- Геликонов Г.В., Ксенофонтов С.Ю., Шилягин П.А., Геликонов В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 3. С. 252.
- Matkivsky V.A., Moiseev A.A., Ksenofontov S.Yu., Kasatkina I.V., Gelikonov G.V., Shabanov D.V., Shilyagin P.A., Gelikonov V.M. // Frontiers of Optoelectronics. 2017. V. 10. № 3. P. 323.  
<https://doi.org/10.1007/s12200-017-0736-2>
- Ксенофонтов С.Ю., Моисеев А.А., Маткивский В.А., Шилягин П.А., Василенкова Т.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 104.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220040291>
- Ксенофонтов С.Ю., Терпелов Д.А., Геликонов Г.В., Шилягин П.А., Геликонов В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 2. С. 167.
- Ксенофонтов С.Ю. // ПТЭ. 2019. № 3. С. 17.  
<https://doi.org/10.1134/S0032816219030078>

## МНОГОСТАДИЙНЫЙ КОНТРОЛЬ КАЧЕСТВА АКТИВНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

© 2021 г. В. В. Бурдин<sup>a,b,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>a</sup>, Д. Клод<sup>a</sup>, К. П. Латкин<sup>a,b</sup>,  
М. Е. Белокрылов<sup>a</sup>, А. И. Кривошеев<sup>a</sup>, М. К. Цибиногина<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

<sup>b</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

\*e-mail: vlaburdi@mail.ru

Поступила в редакцию 23.03.2021 г.

После доработки 22.04.2021 г.

Принята к публикации 23.04.2021 г.

Разработан комплекс методик и сконструированы установки для многостадийного контроля качества активных волоконных световодов. Комплекс включает в себя экспериментальный стенд для измерения гидроксильных групп в крупке кварцевого стекла по поглощению крупки в области обертона валентных колебаний О–Н-групп 1300–1450 нм; установку для измерения концентрации ионов эрбия в преформе (метод основан на измерении интенсивности люминесценции ионов эрбия в области длин волн 1.54–1.56 мкм); а также экспериментальный рефлектометр для контроля качества активных оптических волокон. Указанные экспериментальные методики вместе представляют собой гибкий инструмент мониторинга качества активных волокон на стадиях от подготовки сырья до тестирования готовых волокон.

DOI: 10.31857/S0032816221050037

### ВВЕДЕНИЕ

Базовым элементом для производства оптических волокон является кварцевая опорная труба, внутри которой происходит осаждение стекло-массы. Впоследствии такая труба становится заготовкой оптического волокна, и ее оптические свойства будут влиять на качество световода на завершающей стадии производства. Одним из ключевых параметров кварцевой трубы является концентрация гидроксильных групп в сырье – кварцевой крупке. Эта нежелательная примесь приводит к значительному поглощению излучения в окрестности длины волны 1400 нм и, в том числе, в первом и втором окнах прозрачности кварцевого стекла. Поэтому на начальной стадии необходимо осуществлять контроль концентрации гидроксильных групп (ОН) в крупке чистого кварцевого стекла.

На следующем этапе из кварцевого стекла изготавливают заготовку длиной 30–50 см (преформу) с внешним радиусом 15–20 мм и диаметром сердцевины примерно 1.5 мм, в которую добавляются необходимые легирующие примеси. В случае активного волокна чаще всего в сердцевину добавляют эрбий, который ионизируется, растворяясь в стекле. На стадии заготовки (преформы) не-

обходимо осуществлять распределенный (во всех точках объекта) контроль концентрации ионов эрбия – важнейшего параметра для волоконных лазеров и усилителей, в которых эрбиевые оптические волокна играют роль активной среды.

Наконец, из преформы вытягиваются оптические волокна – конечный продукт. Для контроля качества готовых активных оптических волокон используется рефлектометрический метод – метод обратного рассеяния. Этот метод позволяет измерять суммарные потери из-за рассеяния и поглощения, а также выявлять области различных неоднородностей в сердцевине волокна.

Литературные данные о рефлектометрических измерениях протяженных активных волоконных световодов практически отсутствуют. Дело в том, что у обычных волокон, применяемых для передачи информации, поглощение на рабочей длине волны 1.55 мкм составляет порядка 0.2 дБ/км. Это позволяет уже при динамическом диапазоне 10 дБ измерять линии длиной до 50 км. В активных волокнах поглощение на рабочей длине волны в области 1.5 мкм составляет десятки и даже сотни децибел на километр. В этих условиях обычные рефлектометрические устройства неприменимы, поскольку на фоне огромного затухания из-за по-

глошения потери, связанные с неоднородностями, просто не видны. Кроме того, возникает существенное ограничение на длину измеряемого отрезка волокна из-за конечного динамического диапазона.

### ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД АНАЛИЗА КОНЦЕНТРАЦИИ ГИДРОКСИЛЬНЫХ ГРУПП В ОБРАЗЦАХ ИЗ ЧИСТОГО КВАРЦА В ОБЛАСТИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ 1400 нм

Для определения концентрации гидроксильных групп в веществе используют различные химические методы, например, дейтерий-обменные [1] и оптические, основанные на поглощении в основных полосах, обусловленных наличием ОН-групп [2].

В волоконной оптике основная длина волны, соответствующая окну прозрачности кварцевого стекла, равна 1.55 мкм. Для применений в волоконной оптике желательно проводить измерения вблизи данной спектральной области, поэтому была поставлена цель измерить концентрацию гидроксильных групп в области длины волны 1400 нм.

Поглощение на длине волны 1400 нм (частоте  $\nu \approx 7140 \text{ см}^{-1}$ ) обусловлено О–Н-группами силанол-центров  $\equiv\text{Si}-\text{OH}$ , присутствующих в волоконных световодах за счет попадания молекул воды. Силанол-центры образуются при взаимодействии молекулы с решеткой стекла [3]:



Полоса поглощения 1400 нм ( $\nu \approx 7140 \text{ см}^{-1}$ ) является обертоном валентных колебаний О–Н-групп. В кварцевом стекле основная полоса поглощения соответствует длине волны 2730 нм ( $\nu \approx 3660 \text{ см}^{-1}$ ). Она является сложной, поскольку представляет собой ряд линий гауссовой формы для различных состояний ОН-групп в стекле. Область частот в районе  $3500 \text{ см}^{-1}$  характерна исключительно для валентных колебаний связей R–H (R – некоторый радикал) в силу малой массы атома водорода. Данная область частот очень удобна для исследования содержания водородосодержащих молекул, а следовательно, для контроля крупки кварцевого стекла, где ОН-группы предположительно являются единственными водородосодержащими группами. Традиционно измерение поглощения ОН-групп и расчет концентрации осуществляются на длине волны в районе 2730 нм [4]. Как уже отмечалось выше, измерение на первом обертоне 1400 нм является весьма привлекательным, поскольку он расположен близко к окнам прозрачности волоконных кварцевых световодов: 1310, 1550 нм.

При разработке методики измерений возникли две существенные проблемы. Первая – подго-

товка образца. Исходное сырье представляло собой мелкозернистую крупку. При прохождении света через кювету с крупкой возникало очень сильное рассеяние, вследствие которого измерения становились практически невозможными при разумных мощностях широкополосного источника света. Эта проблема была решена следующим образом. В кювету с крупкой заливали прозрачную синтетическую иммерсионную жидкость (подойдет любая иммерсионная жидкость с показателем преломления, близким к показателю преломления кварцевого стекла). В результате образец становился однородным, рассеяние существенно уменьшалось. Отметим, что в спектре чистой иммерсионной жидкости в области 1.4 мкм полос поглощения обнаружено не было.

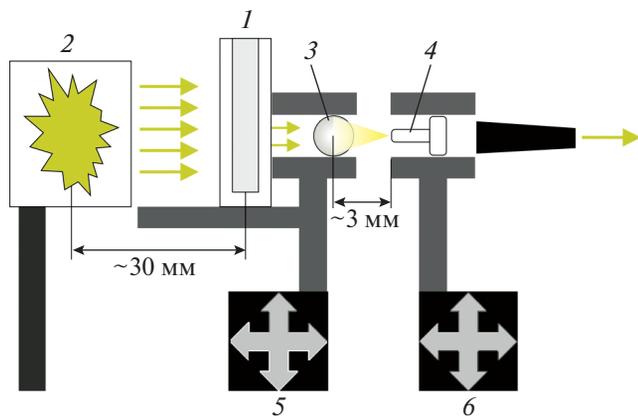
Вторая проблема – низкая интенсивность обертона, которая может быть на один-два порядка меньше интенсивности основной полосы. Как показали эксперименты, при концентрациях порядка 100 ppm и более точность измерений удовлетворительная (с учетом того, что на стадии сырья очень высокая точность не нужна, а требуется лишь качественная оценка концентрации гидроксильных групп). Но при меньших концентрациях, 1–10 ppm, точность измерений падает, поскольку линии поглощения гидроксильных групп имеют очень малую интенсивность, т.е. практически незаметны. Однако и в этом случае эксперименты имеют смысл. Они указывают на низкое содержание гидроксильных групп в крупке.

Для оценки эффективности предлагаемого метода измерения концентрации ОН-групп был проведен ряд экспериментов с широкополосным источником излучения. В качестве последнего использовалась галогенная лампа накаливания мощностью 50 Вт (750 лм), расположенная на расстоянии 35 мм от изучаемого образца, помещенного в кварцевую кювету с длиной оптического пути 3 мм.

Оптическое излучение, пройдя через кювету с образцом, фокусировалось при помощи сферической линзы в волоконный световод, подсоединенный к спектрометру OceanOptics NirQuest 512 (рис. 1).

Сравнивая измеренный спектр излучения источника (без кюветы) со спектром после прохождения через образец, можно получить суммарную спектральную картину оптических потерь, складывающуюся из общего падения мощности за счет рассеивания излучения (вследствие оптической неоднородности образца) и поглощения отдельных участков спектра химическими соединениями в образце, в частности гидроксильными группами.

Для оценки контрастности измерений стенда тем же методом была исследована кювета с водой. Результаты измерений представлены на рис. 2.



**Рис. 1.** Схема стенда для измерения концентрации ОН-групп в кварцевой крупке. 1 – кювета с образцом кварцевой крупки, помещенной в иммерсионную жидкость (длина оптического пути 3 мм, толщина стенок 2.5 мм); 2 – широкополосный источник света (галогенная лампа 50 Вт с охлаждением); 3 – сферическая линза для фокусировки излучения,  $D = 3$  мм; 4 – разъем SMA 905 оптического кабеля спектрометра NIRQuest512; 5 – позиционер основного стола (кюветы и линзы) относительно источника излучения; 6 – позиционер фокусировки оптического кабеля прибора.

Как уже отмечалось выше, для обеспечения оптической однородности образца измеряемое вещество (кварцевая крупка) погружалось в иммерсионную жидкость, имеющую максимально близкий к образцу показатель преломления. В рамках эксперимента в кварцевую кювету помещали крупку в сухом виде, затем заливали ее иммерсионной жидкостью и перемешивали.

В качестве образцов для пробных измерений использовались:

- образец № 1 – крупка необожженная, содержание ОН-групп по паспорту  $\sim 30000$  ppm;
- образец № 2 – крупка обожженная, содержание ОН-групп  $\sim 40$  ppm;
- образец № 3 – крупка с содержанием ОН-групп по паспорту  $38 \pm 5$  ppm.

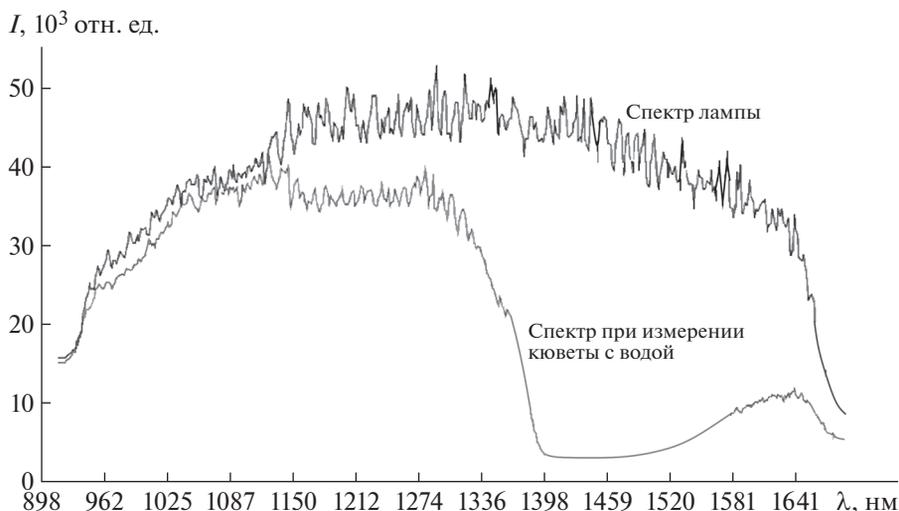
На рис. 3 представлен спектр образца № 1, а на рис. 4 для сравнения – спектры всех образцов.

При концентрации О–Н-групп 30000 ppm обертона воды для образца № 1 проявляется на спектре очень отчетливо. При концентрациях порядка 40 ppm обертона различим, однако количественные измерения при таких концентрациях можно сделать только с менее высокой точностью.

Оценим коэффициент поглощения молекул воды по спектральной полосе образца № 1. Концентрация 30000 ppm соответствует 0.03 доли О–Н-групп в крупке, т.е.  $n_{\text{ОН}} = 0.03n_{\text{кв}} = 0.03 \cdot 2.2 \cdot 10^{22} = 6.6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , где  $2.2 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  – стандартная концентрация частиц кварцевого стекла. Длина оптического пути в образце  $z \approx 3$  мм. Исходя из полученного спектра на рис. 4, начальная интенсивность излучения (соответствующая области 1300 нм) составила  $I_0 \approx 56000$  у.е., интенсивность на выходе при 1400 нм –  $I \approx 22000$  у.е. Тогда из закона Бугера–Ламберта–Бера коэффициент поглощения  $\sigma_2$  молекул воды составит:

$$\sigma_2 = \frac{1}{n_{\text{в}} z} \ln \frac{I_0}{I} = 4.7 \cdot 10^{-21} \text{ см}^{-1}.$$

Полученное значение  $\sigma_2$  находится в диапазоне  $10^{-21} - 10^{-20} \text{ см}^2$ , что выше, чем для чистой воды [5], но близко к коэффициенту для пара [6]. Данный коэффициент можно использовать как калибровочный для дальнейших измерений. Расчет поглощения с использованием этого коэффициента



**Рис. 2.** Спектр, измеренный для кюветы с водой, и спектр лампы (без установленного образца).

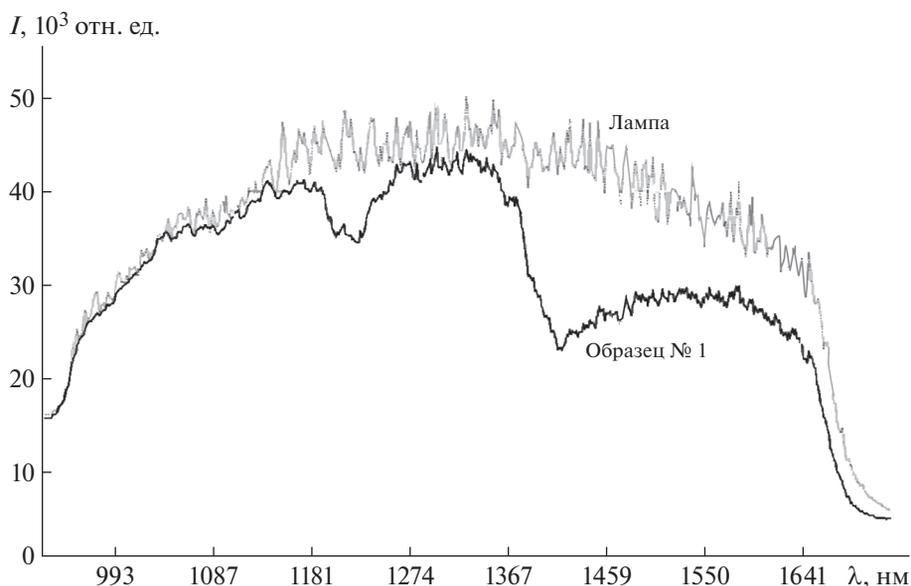


Рис. 3. Спектральные измерения образца № 1 без отжига и лампы. Падение интенсивности в области  $1400 \text{ см}^{-1}$  связано с поглощением ОН-групп.

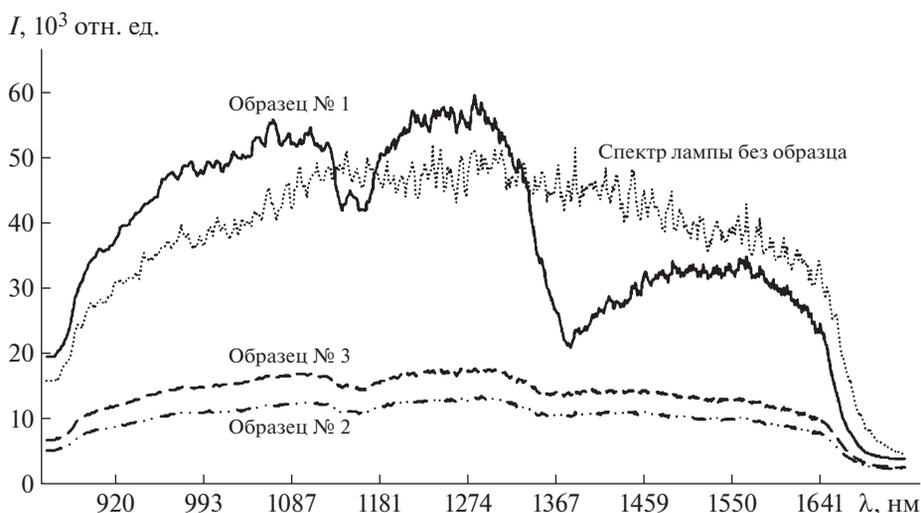


Рис. 4. Спектры различных образцов в сравнении со спектром лампы.

ента показывает, что можно проводить удовлетворительные оценочные измерения при концентрации ОН-групп до 100 ppm. При низких концентрациях, порядка 1–10 ppm, полоса поглощения 1400 нм будет практически незаметна.

#### ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИСАДКИ ЭРБИЯ В ПРЕФОРМЕ АКТИВНОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА

Концентрации активных ионов в волокне и заготовке (преформе), из которой получают волок-

но, напрямую связаны. Поэтому важно измерить концентрацию активных ионов в заготовке еще до вытяжки волокна. Данные измерения позволят анализировать и контролировать процесс изготовления преформ активных волоконных световодов, прогнозировать концентрацию легирующего активного компонента и его однородность вдоль длины световода, полученного при вытяжке из исследованных преформ. В дальнейшем речь пойдет об ионах эрбия.

Метод измерения концентрации ионов эрбия основан на измерении интенсивности люминесценции активных ионов заготовки [7–10]. излу-

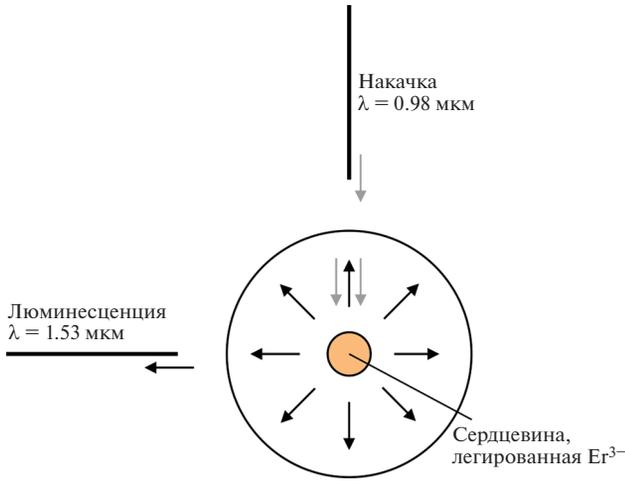


Рис. 5. Схема измерения концентрации ионов эрбия.

чение, возбуждающее люминесценцию, имеет длину волны 980 нм, ширина пучка излучения накачки перекрывает всю сердцевину заготовки. Люминесценция наблюдается в спектральной области 1.50–1.55 мкм. Регистрация интенсивности люминесценции осуществляется с боковой поверхности преформы (рис. 5).

Пусть сердцевина активной заготовки из алюмосиликатного стекла с ионами эрбия облучается сбоку светом с длиной волны 980 нм и интенсивностью  $I$ . Если определять концентрацию эрбия в стекле по уровню люминесценции на длине волны 1540 нм, то необходимо найти связь между суммарной концентрацией  $n_0$  ионов эрбия и концентрацией ионов  $n_2$  в метастабильном состоянии, поскольку интенсивность люминесценции пропорциональна последней. Определим установившуюся концентрацию ионов эрбия в метастабильном состоянии.

Рассмотрим трехуровневую схему ионов эрбия (рис. 6). Накачка с длиной волны 980 нм переводит атомы эрбия на третий уровень. Далее происходит быстрая безызлучательная релаксация ионов эрбия на второй уровень, который является метастабильным. Время жизни второго уровня относительно перехода на первый уровень составляет  $\tau_{21} = 0.012$  с [11]. Процесс  $2 \rightarrow 1$  является лимитирующей стадией релаксации ионов эрбия в основное состояние 1, поскольку время  $\tau_{21}$  значительно больше времени  $\tau_{32}$  безызлучательной релаксации. Концентрацией ионов в состоянии 3 можно пренебречь.

Пренебрежем зависимостью интенсивности излучения и других параметров от координаты вдоль распространения излучения, поскольку диаметр сердцевины составляет малую величину, порядка 1.5 мм. В итоге скорость изменения концентрации ионов эрбия в метастабильном состо-

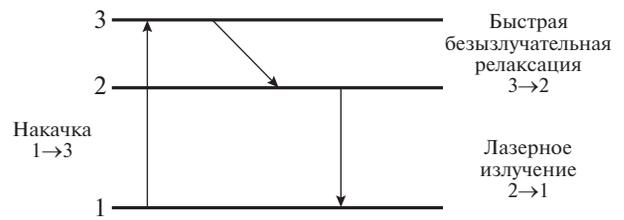


Рис. 6. Схема уровней иона  $\text{Er}^{3+}$ .

янии будет равна сумме скоростей двух процессов: возбуждения  $1 \rightarrow 3$  и распада  $2 \rightarrow 1$ . Скорость процесса  $1 \rightarrow 3$  пропорциональна как концентрации ионов  $n_1$  в основном состоянии, так и интенсивности излучения  $I$  на длине волны 980 нм (интенсивности в сердцевине заготовки). Скорость спонтанного перехода  $2 \rightarrow 1$  пропорциональна только концентрации ионов эрбия  $n_2$  на метастабильном уровне.

В итоге получим:

$$\frac{dn_2}{dt} = k_1 I_{\text{серд}} n_1 - k_2 n_2, \quad (1)$$

а в установившемся режиме  $dn_2/dt = 0$ .

Тогда из (1) с учетом того, что сумма концентраций на первом и втором уровнях равна общей концентрации ионов эрбия, т.е.  $n_1 + n_2 = n_0$ , получим:

$$n_2 = \frac{\alpha n_0}{\alpha + 1}, \quad (2)$$

где коэффициент

$$\alpha = k_1 I_{\text{серд}} / k_2. \quad (3)$$

Из формулы (2) следует, что концентрация ионов эрбия в возбужденном состоянии прямо пропорциональна суммарной концентрации ионов эрбия. Степень насыщения метастабильного уровня 2 (величина коэффициента  $\alpha$ ) не зависит от концентрации ионов эрбия в том или ином сечении, а определяется только интенсивностью излучения. Таким образом, сравнивая интенсивности люминесценции в разных сечениях заготовки, пропорциональные  $n_2$ , мы сравниваем суммарные концентрации ионов эрбия. В этом заключается суть метода измерения относительной концентрации ионов эрбия (имея калибровочную заготовку, можно измерить и абсолютную концентрацию). Учитывая, что диаметр заготовки на несколько порядков превышает диаметр волоконного световода, можно утверждать, что при мощностях накачки порядка 1 Вт коэффициент  $\alpha \ll 1$ , т.е. метастабильный уровень далек от насыщения.

При  $\alpha \ll 1$  из (2) получаем:

$$n_2 = \alpha n_0. \quad (4)$$

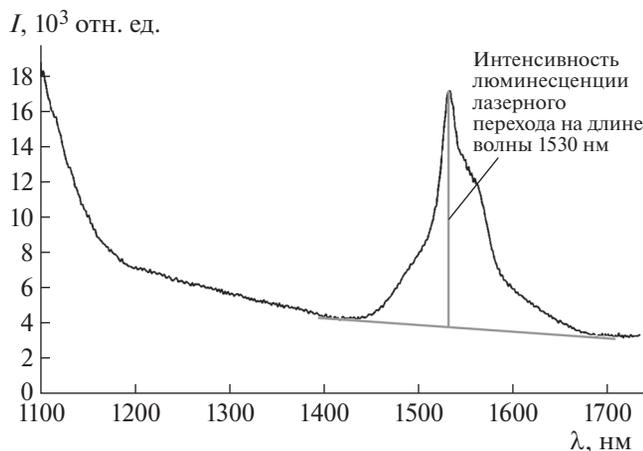


Рис. 7. Спектр люминесценции заготовки.

Таким образом, коэффициент  $\alpha$  — это доля ионов эрбия в возбужденном метастабильном состоянии.

В первых экспериментах в качестве приемника излучения использовался спектрометр Ocean Optics NIRQuest512, излучение накачки создавалось полупроводниковым лазером с длиной волны 976 нм, попадающей в линию поглощения ионов эрбия. На рис. 7 представлен полученный спектр люминесценции некоторого участка заготовки (образца № 1), сердцевина которой легирована эрбием, а на рис. 8 — измеренное распределение интенсивности люминесценции вдоль длины образца № 1.

Распределения, представленные на рис. 8, по сути, соответствуют относительному распределению концентрации ионов эрбия вдоль заготовки. Для разных длин волн эти распределения подобны, т.е. отличаются только интенсивностью (в соответствии со спектром люминесценции). Величины относительных концентраций ионов эрбия, измеренные на разных длинах волн, совпадают с точностью до десятых долей процента.

Далее, учитывая полученные выше результаты, мы заменили спектроанализатор на фотоприемник с областью спектральной чувствительности 1.0–1.6 мкм (измеряющий интегральное значение мощности люминесценции). Множество замеров (10–50) люминесценции выполнено в окрестности длины волны 1.55 мкм. Автоматизация процесса позволила настраивать элементы системы точно на сердцевину. Измерение каждого сечения посредством шагового двигателя дало возможность для каждой точки вдоль длины заготовки получить мощность люминесценции.

При мощности диода порядка 3 Вт и диаметре заготовки порядка 1 см, как показали расчеты, отсутствует режим генерации, а время установления стационарного режима спонтанного излуче-

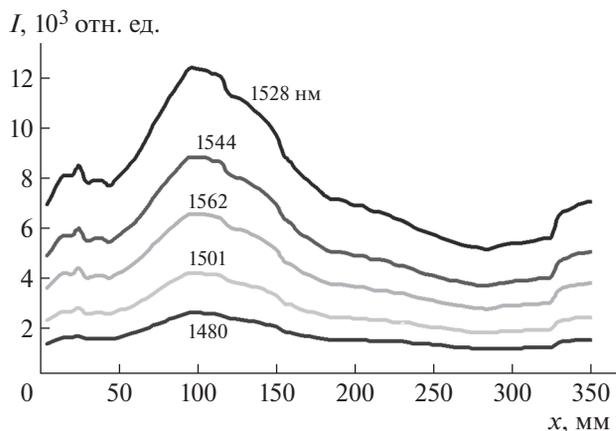


Рис. 8. Распределение интенсивности люминесценции вдоль заготовки на разных длинах волн (цифры у кривых).

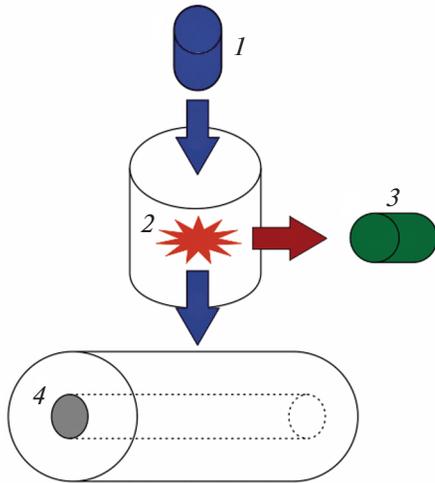
ния составляет 0.01 с. Можно говорить о том, что стационарное значение мощности люминесценции устанавливается за короткий промежуток времени (значительно меньше времени замера  $\sim 0.5$  с).

Однако в процессе эксплуатации выявилась проблема изменения модового состава (мощности, длины волны и поляризации) полупроводникового диода на выходе в течение одного замера. Вариации по длине волны достигали 600 пм, что в значительной степени меняло картину, так как сечение поглощения изменялось в соответствии с линией поглощения накачки. Даже в условиях термостабилизации диода флуктуации мощности оказались неприемлемыми.

Окончательным решением проблемы контроля мощности диода послужил рэлеевский ответвитель (рис. 9), в котором поляризация не влияет на рассеяние. В качестве рассеивателя использовался стеклянный цилиндр с двумя полированными концами (модифицированная некондиционная заготовка без активной присадки). В результате удалось получить стабильный коэффициент ответвления, равный 1%, что позволило компенсировать мощность люминесценции расчетами.

На рис. 10 представлено распределение интенсивности (кривая 1) люминесценции вдоль образца № 2, в котором в середине заготовки в сечениях с координатами 250–300 мм была намеренно создана повышенная концентрация эрбия. Интересно отметить, что интенсивность люминесценции (концентрация эрбия) определенно коррелирует с показателем преломления сердцевины, распределение которого представлено здесь же (кривая 2).

В дальнейшем образец был разделен на дисковые фрагменты. Методом сканирующей электронной микроскопии исследовано содержание эрбия в сечении каждого полученного фрагмента



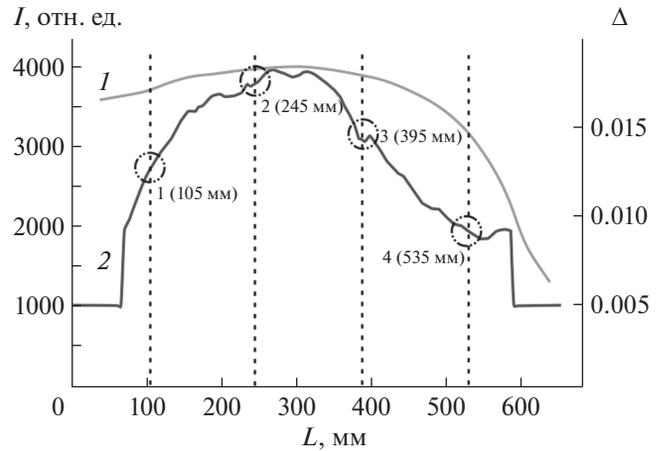
**Рис. 9.** Схема рэлеевского ответвителя. 1 – полупроводниковый лазер накачки; 2 – стеклянный цилиндр с полированными торцами, внутри которого происходит рэлеевское рассеяние; 3 – фотоприемник; 4 – измеряемая заготовка.

(на рис. 10 отмечены вертикальными пунктирными линиями). Были рассчитаны отношения концентраций эрбия в указанных сечениях. Они с точностью, лучшей 5%, совпали с данными, полученными при измерении интенсивности люминесценции.

### РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Было поставлено две задачи – собрать полностью волоконный рефлектометр для исследования активных оптических волокон, а для тестирования установки измерить длину активного волокна. Попутно отметим, что измерение длины активного волокна – сама по себе актуальная задача, поскольку этот параметр не измеряется напрямую в промышленной лаборатории. Измерить длину активного волокна и качественно оценить его однородность при помощи стандартных серийных рефлектометров невозможно из-за огромных потерь сигнала на длинах волн, на которых работают рефлектометры.

Для рефлектометрических исследований активных волокон проблематично использовать и технику OFDR (оптическую рефлектометрию частотной области). Большие потери в десятки децибел могут дать неравномерный отклик на разных длинах волн, что усложнит интерпретацию данных. Кроме того, в данном случае протяженность исследуемых световодов будет определяться и длиной когерентности источника излучения, что усложнит и сделает более затратным сам метод.



**Рис. 10.** Распределения интенсивности люминесценции образца № 2 ( $I$ ) и показателя преломления сердцевины (2).

Ранее авторами был создан рефлектометр временной области, в котором в качестве источника излучения использован импульсный иттербиевый лазер с пассивным затвором [12, 13] с длиной волны излучения 1081 нм и шириной спектра  $\sim 2$  нм. На данной длине волны эрбиевые волокна имеют значительно меньшие потери мощности, которые, тем не менее, главным образом определяются концентрацией активных ионов эрбия.

Особо отметим, что рефлектометр целиком волоконный (за исключением регистрирующих устройств), что позволяет исключить использование большого числа внешних электронных устройств (драйверов, генераторов, согласующих схем.)

Типичная рефлектограмма эрбиевого волоконного световода представлена на рис. 11. Параметры образца и режимы зондирования подробно описаны в [14].

Длина активного волоконного световода по результатам измерений совпала с фактической. Общие потери мощности на длине 600 м составили примерно 7 дБ, что соответствует коэффициенту потерь примерно 12 дБ/км. Учитывая возможные достижимые динамические диапазоны современных рефлектометров, этот показатель является вполне удовлетворительным для исследований достаточно длинных отрезков активных волокон на длине волны иттербиевого источника 1081 нм.

Особо отметим нелинейный характер рефлектограммы. По нашему мнению, подобные рефлектограммы – признак активных оптических волокон и результат проявления нелинейных оптических эффектов. Касательная к начальному участку рефлектограммы дает коэффициент по-

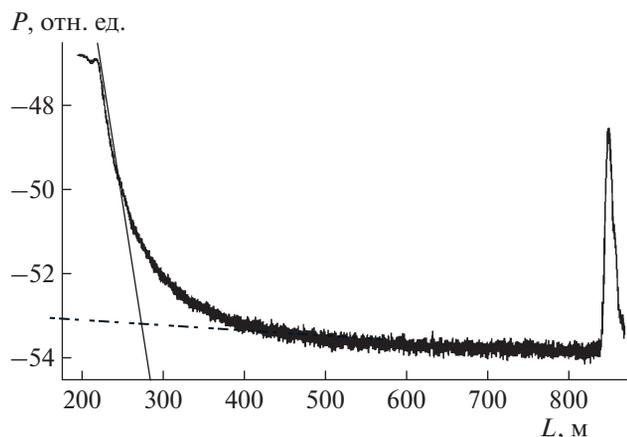


Рис. 11. Рефлектограмма активного эрбиевого волоконного световода.

ть 150 дБ/км (сплошная прямая). Затем коэффициент потерь падает, и наклон рефлектограммы на конечном участке волокна соответствует потерям, не превышающим 2 дБ/км (штрихпунктирная линия). Такое явление может быть вызвано проведением эксперимента на границе динамического диапазона макета. Дальнейшие исследования требуют набора статистики для детального изучения характера рефлектограмм, а также для возможности наблюдения и пространственной локализации неоднородностей.

Кроме того, по нашему мнению, рефлектометрические исследования активных волокон в перспективе могут быть использованы даже для оценки концентрации активных ионов в волокне, поскольку большие потери мощности за счет поглощения и рассеяния в широком диапазоне длин волн, 1–1.5 мкм, линейно (или, возможно, фактически прямо пропорционально) зависят от концентрации активных ионов.

## ВЫВОДЫ

Разработан комплекс методов контроля состава активных волоконных световодов и их сырья на различных этапах производства.

Выявлена принципиальная возможность измерения концентрации О–Н-групп по обертоном 1400 нм при концентрациях порядка 100 ppm и выше.

Разработан метод и создана установка для измерения относительной концентрации ионов эрбия. Проведены эксперименты на опытных образцах, получены удовлетворительные результаты. Данные на различных длинах волн очень хорошо коррелируют друг с другом, что позволяет принципиально упростить установку, заменив спектрометр фотоприемником, измеряющим интегральную интенсивность люминесценции.

Результаты измерений позволяют анализировать и контролировать процесс изготовления преформ активных волоконных световодов, прогнозировать концентрацию легирующего активного компонента и его однородность вдоль длины световода.

Сконструирован экспериментальный стенд на основе иттербиевого импульсного лазера с длиной волны 1081 нм с пассивным затвором на гольмиевом волокне. Стенд обеспечивает рефлектометрическое исследование во временной области образцов активных волоконных световодов после их вытяжки и на этапах складского хранения. Таким образом, создан полностью волоконный рефлектометр временной области. Разработана методика определения длин отрезков активного волокна.

Все установки собраны в лаборатории ПФИЦ УРО РАН и в перспективе могут широко применяться в лабораториях промышленных предприятий, серийно выпускающих активные оптические волокна.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа подготовлена в рамках выполнения государственного задания № АААА-А19-119042590085-2

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhuravlev L. T. // *Langmuir*. 1987. V. 3. P. 316. <https://doi.org/10.1021/la00075a004>
2. Анфилов В. Н., Быков В. Н., Игуменцева М. А., Белковский А. И., Насыров Р. Ш., Кабанова Л. Я., Ардышев П. А., Штенберг М. В. // В кн. Проблемы Минеральной России. М.: издание ГЦ РАН, 2012, С. 173. <https://onznnews.wdcb.ru/ebooks/minerageny/front-matter.pdf>
3. Plotnichenko V. G., Sokolov V. O., Dianov E. M. // *Journal of Non-Crystalline Solids*. 2000. V. 261. P. 186. [https://doi.org/10.1016/S0022-3093\(99\)00654-7](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(99)00654-7)
4. Bert Sloots // *Vibrational Spectroscopy*. 2008. V. 48. P. 158. <https://doi.org/10.1016/j.vibspec.2008.01.004>
5. Elliott C. R., News G. R. // *Appl. Spectrosc.* 1971. V. 25. P. 378.
6. Кузьмичев А. С., Надеждинский А. И., Понуровский Я. Я. // *Квантовая электроника*. 2011. Т. 41. № 7. С. 650. <https://doi.org/10.1070/QE2011v041n07ABEH014449>
7. Смирнов А. С., Латкин К. П., Бурдин В. В. // *Прикладная фотоника*. 2014. № 2. С. 62. <http://applied.photonics.pstu.ru/archives/10.15593/2411-4367/2014.2.04>
8. Латкин К. П., Смирнов А. С., Константинов Ю. А., Бурдин В. В. // *Вестник Пермского научного центра*. 2015. № 3. С. 4. <https://doi.org/10.7242/1998-2097/2018.4.3>
9. Бурдин В. В., Клод Д., Константинов Ю. А., Смирнов А. С., Первадчук В. П. // *Прикладная фотоника*. 2018. Т. 5.

- № 4. С. 420.  
<http://applied.photonics.pstu.ru/archives/10.15593/2411-4367/2018.4.09>
10. Константинов Ю.А., Латкин К.П., Барков Ф.Л., Смирнов А.С., Поскребышев М.М., Первадчук В.П., Владимирова Д.Б., Конин Ю.А., Гаранин А.И., Бурдин В.В. // Научная визуализация [Электронный журнал]. 2017. Т. 9. № 4. С. 47.  
<https://doi.org/10.26583/sv.9.4.05>
11. Курков А.С., Дианов Е.М. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34. № 2. С. 881.  
<https://doi.org/10.1070/QE2004v034n10ABEH002739>
12. Kurkov A.S., Sholokhov E.M., Medvedkov O.I. // Laser Phys. Letters. 2009. V. 6. P. 135.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1002/lapl.200810109>
13. Курков А.С., Шолохов Е.М. // 3-й Российский семинар по волоконным лазерам: Сборник трудов. 31 марта—2 апреля 2009. Уфа: УГАТУ, 2009. С. 54.
14. Белокрылов М.Е., Константинов Ю.А., Латкин К.П., Клод Д., Селезнев Д.А., Степин А.А., Конин Ю.А., Щербакова В.А., Кашина Р.Р. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 45.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050018>

## ВЫЯВЛЕНИЕ ГАММА-ПИКОВ $^{60}\text{Co}$ С ПОМОЩЬЮ МНОГОПИКСЕЛЬНОГО СЧЕТЧИКА ФОТОНОВ

© 2021 г. Elif Ebru Ermis\*

*Izmir Tinaztepe University, Vocational School of Health Services, Medical Imaging Techniques Department,  
35400, Buca, Izmir, Turkey*

*\*e-mail: elermis@hotmail.com*

Поступила в редакцию 10.04.2021 г.

После доработки 06.05.2021 г.

Принята к публикации 17.05.2021 г.

Для выявления  $\gamma$ -пиков в энергетическом спектре  $^{60}\text{Co}$ , теряющихся в электронном шуме при работе с многопиксельным счетчиком фотонов (MPPC – Multi-Pixel Photon Counter), предложена экспериментальная установка, использующая метод временной привязки с постоянным порогом. Сигналы синхронизации управляли регистрацией импульсов от MPPC амплитудным анализатором. Полученные результаты показали, что разработанная установка вполне успешно подавляет шумы и позволяет выявлять пики от радиоактивных источников при использовании MPPC.

DOI: 10.31857/S0032816221050207

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для регистрации фотонов сцинтилляционных детекторов все чаще используются полупроводниковые кремниевые фотоумножители – многопиксельные счетчики фотонов SiPM. Они состоят из большого числа пикселей с чувствительной областью 25, 50 или 100 мкм<sup>2</sup>. Пиксели электрически соединены и расположены в двух измерениях.

Применение таких счетчиков в физике элементарных частиц, ядерной медицине и т.д. описано в [1]. Обзор методов определения характеристик SiPM представлен в работе Klanner [2], а их основных свойств и технологической реализации – в работе Piemonte и Gola [3]. Применениям SiPM в медицине посвящен обзор Visogni et al. [4]. Использование SiPM в физике элементарных частиц и ядерной физике, а также в  $\gamma$ -спектроскопии было рассмотрено Simon [5] и Kobylka et al. [6]. Об использовании SiPM для обнаружения нейтронов сообщили Федоров и др. [7] и Santoro et al. [8].

Для измерения времени развития события, регистрации истинных совпадающих событий из большой группы и выделения частиц разных типов на основе различных временных характеристик их импульсов используется техника временных экспериментов [9]. Вероятно, самый эффективный и универсальный метод, доступный сегодня, – это метод временной привязки с постоянным порогом. В этом методе входящий импульс разделяется на две части. Одна часть задерживается на вре-

мя, равное времени нарастания до определенного порога. Другая часть инвертируется и ослабляется. Затем эти два импульса суммируются для получения биполярного импульса [10].

В наших исследованиях по обнаружению  $\gamma$ -излучения с помощью многопиксельного счетчика фотонов MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) реальные спектры  $\gamma$ -излучения радиоактивных источников терялись в шумах. По этой причине в данной работе предложено использовать метод временной привязки с постоянным порогом для подавления этого шума и получения четкого энергетического спектра  $\gamma$ -излучения для стандартного образца  $\gamma$ -источника  $^{60}\text{Co}$ .

### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Нами использовался стандартный модуль многопиксельного счетчика фотонов SiPM фирмы Hamamatsu (C10507-11-100U). Модуль состоит из кремниевого фотоумножителя с активной площадью  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup>, преобразователя тока в напряжение, высокоскоростного компаратора, высоковольтного источника питания, схемы температурной компенсации, счетчика и микроконтроллера. Модуль также имеет порт USB, подключенный к персональному компьютеру *PC*, для подачи напряжения смещения, а также аналоговый и цифровой выходы (рис. 1).

Источник излучения  $^{60}\text{Co}$  (Spectrum Techniques Co.) в форме диска и сцинтиллятор Cs(Tl) (Epic Crystal Co.,  $1 \times 1 \times 5$  см) смонтированы на



Рис. 1. Фотография модуля МРСС.

окне SiPM. Для предотвращения оптических потерь сцинтилятор обернут белым тефлоном. Для минимизации потерь света между окном кремниевого фотоумножителя и сцинтиляционным кристаллом использовалась оптическая смазка (Silicone Technology, LS-3252). Вся система помещена в темный ящик. Для предотвращения зависимости электронного шума от температуры бокс помещали в холодильник и поддерживали при постоянной температуре. Время сбора данных составляло 100 с. Принципиальная схема использованной экспериментальной установки представлена на рис. 2.

Сигналы с аналогового выхода SiPM показаны на рис. 3. Видно, что сигнал теряется в шумах. Для устранения этого эффекта и выявления  $\gamma$ -пику

1.17 и 1.33 МэВ был использован метод временной привязки с постоянным порогом.

Аналоговый выход МРСС был подключен к усилителю *AMP* (ORTEC 671) (см. рис. 2). Униполярный выходной сигнал с усилителя *AMP* направлялся на дискриминатор постоянного порога *CFD* (ORTEC 584) для процесса синхронизации (рис. 4).

На дискриминатор, устанавливающий постоянный порог, поступал выходной импульс усилителя, который умножался на коэффициент  $f$  для получения желаемого выходного сигнала. Входной сигнал также инвертировался и задерживался на время, превышающее время нарастания импульса (время, необходимое для роста сигнала от 10 до 90% от его амплитуды). Сумма основного, а также задержанного и инвертированного импульсов формировала выходной биполярный сигнал

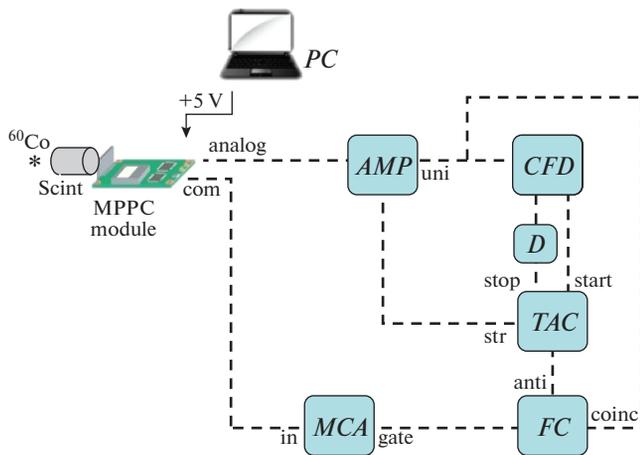


Рис. 2. Принципиальная схема экспериментальной установки. *AMP* – усилитель; *CFD* – дискриминатор с постоянным порогом; *TAC* – амплитудно-временной преобразователь; *D* – временная задержка; *FC* – модуль совпадений; *MCA* – многоканальный анализатор.

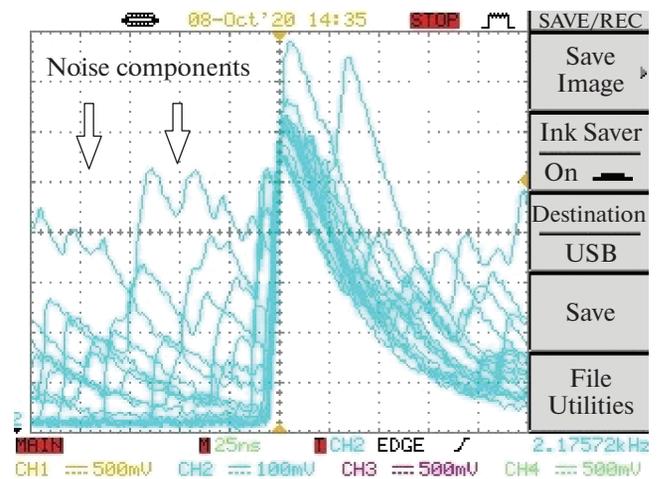


Рис. 3. Аналоговый выход МРСС.

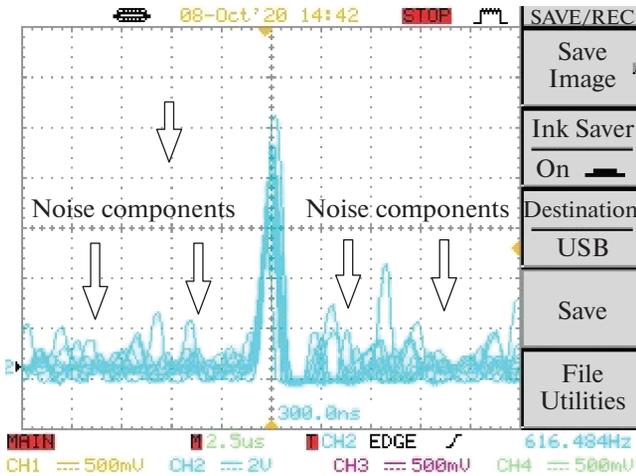


Рис. 4. Форма униполярного выходного сигнала усилителя.

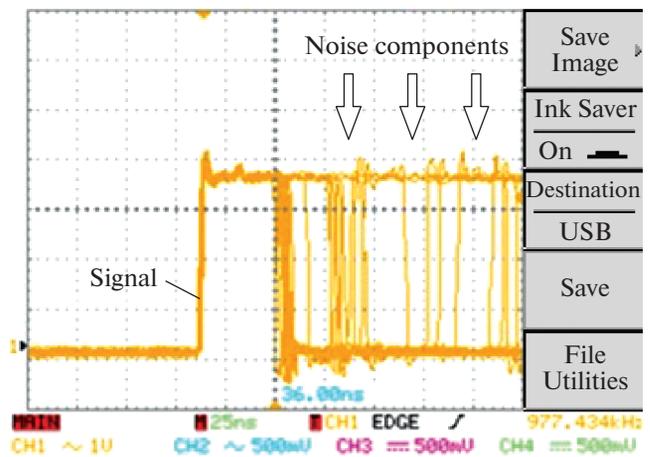


Рис. 6. Выход компаратора МРСС.

[11]. Для подавления шумовых импульсов порог дискриминации установлен равным 10 мВ.

Выходы дискриминатора с постоянным порогом подключались к входам “start” и “stop” времяза-мплитудного преобразователя ТАС (ORTEC 566). Преобразователь генерировал выходной сигнал синхронизации, который пропорционален интервалу времени между его сигналами start и stop. Сигналы stop были задержаны на 8 нс относительно сигналов start через устройство задержки D (ORTEC 425A).

Биполярный выход усилителя был подключен к входу строба времяза-мплитудного преобразователя, чтобы инициировать цикл считывания для линейного затвора выходного сигнала преобразователя. Выход времяза-мплитудного преобразователя и униполярный выход усилителя подключались соответственно к входам антисовпадения и

совпадения модуля совпадений FC (ORTEC 414A). Форма выходного сигнала блока совпадений представлена на рис. 5.

Выход компаратора МРСС (com) и системный шум дополнительно показаны на рис. 6.

Синхронизирующие сигналы от времяза-мплитудного преобразователя и сигналы от усилителя подавались на модуль совпадения. В этом случае устройство принимало только сигналы детектора, запускаемые сигналами синхронизации. Выход компаратора модуля МРСС и логический выход модуля совпадений были подключены к многоканальному анализатору МСА (ORTEC Trump 8K). Последний регистрировал только входные сигналы, стробируемые сигналами модуля совпадений. Таким образом, в конечном итоге был получен энергетический спектр без шума, как показано на рис. 7.

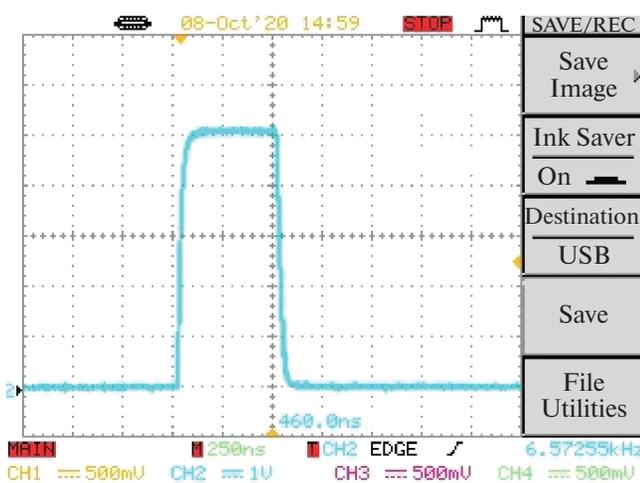


Рис. 5. Форма выходного сигнала модуля совпадений.

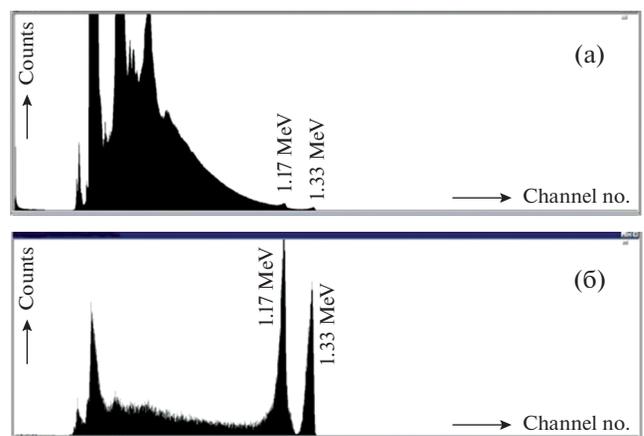


Рис. 7. Спектры  $^{60}\text{Co}$  от МРСС, полученные при 33°C без использования (а) и с использованием (б) предложенной установки.

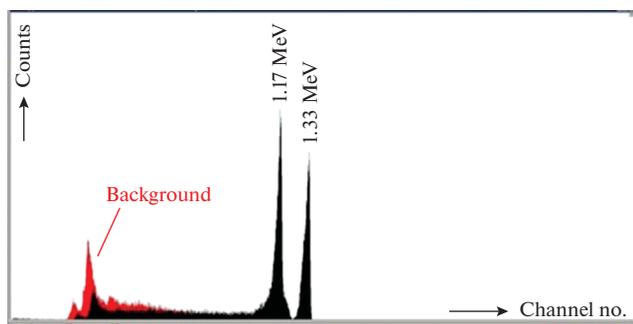


Рис. 8. Сравнение фона (красный) и спектра без шума (черный) при 20°C.

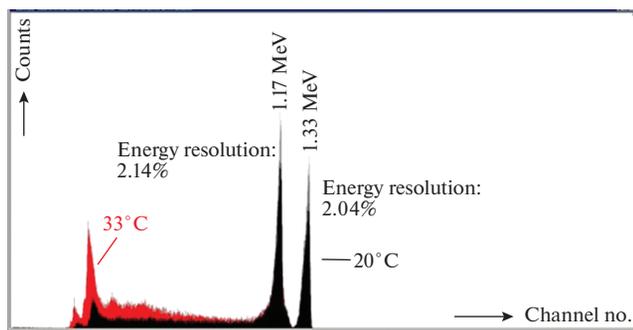


Рис. 9. Влияние температуры на свободный от шума спектр: красный – при 33°C, черный – при 20°C.

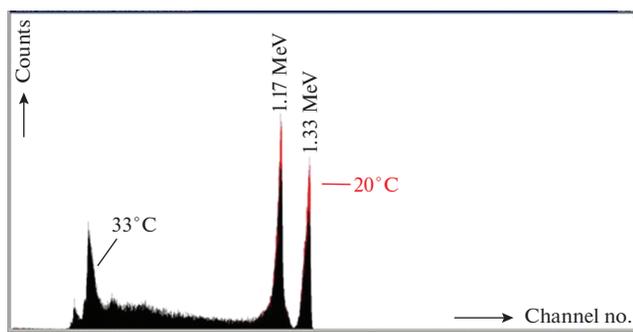


Рис. 10. Влияние температуры на свободный от шума спектр: красный – при 20°C, черный – при 33°C.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Поскольку прямой  $\gamma$ -спектр от модуля МРСС содержал слишком много импульсов электронного шума, был разработан спектрометр для подавления шумовых сигналов и накопления свободного от шума  $\gamma$ -спектра. После многочисленных испытаний с помощью модуля SiPM и предложенного спектрометра был получен экспериментальный  $\gamma$ -спектр  $^{60}\text{Co}$  с подавленным шумом. Используемый спектрометр успешно уменьшил шумовые составляющие и позволил получить

чистый  $\gamma$ -спектр с помощью метода временной привязки с постоянным порогом. Экспериментальные спектры при температуре среды 33°C без использования (рис. 7а) и с использованием (рис. 7б) предлагаемой установки показаны на рис. 7.

Предложенная установка выявила пики 1.17 и 1.33 МэВ, которые исчезали в шуме. Отличие хорошо видно на спектрах на рис. 7а и 7б.

Сравнение спектральных характеристик используемой установки с источником и без него показано на рис. 8. Как видно из рисунка, фоновые отсчеты с использованием предложенной установки меньше, чем фоновые отсчеты при температуре окружающей среды 20°C, что можно считать еще одним показателем того, что предложенная установка эффективна при подавлении шума.

Влияние температуры среды на способность установки выявлять пики показано на рис. 9 и 10. На этих рисунках приведены спектры при средних температурах 20 и 33°C. Спектры от источника на этих рисунках совпадают. Согласно рис. 9, число фоновых сигналов при температуре 33°C выше, чем при 20°C. Рис. 10 показывает, что пики при температуре 20°C выше, чем при температуре 33°C.

Энергетическое разрешение (полная ширина на половине высоты) рассчитывалось с помощью программного обеспечения многоканального анализатора. При понижении температуры энергетическое разрешение улучшилось. Для  $\gamma$ -пика с энергией 1.17 МэВ разрешение составило 2.25% при 33°C и 2.14% при 20°C, а для  $\gamma$ -пика с энергией 1.33 МэВ – 2.15% (33°C) и 2.04% (20°C).

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарит доктора С. Celiktas за его помощь в проведении эксперимента и ценный вклад в исследование. Работа поддержана Советом по научно-техническим исследованиям Турции (проект № 121F012) и Центром науки и технологий Эгейского университета (Center of Science and Technology EBILTEM of Ege University), проект № 12 BIL 004.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Multi-pixel Photon Counters web site, <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/mppc/index.html>
2. Klanner R. // Nucl. Instrum and Meth. Phys. Res. A. 2019. V. 926. P. 36. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.083>
3. Piemonte C., Gola A. // Nucl. Instrum and Meth. Phys. Res. A. 2019. V. 926. P. 2. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.119>
4. Bisogni M.G., Guerra A.D., Belcari N. // Nucl. Instrum and Meth. Phys. Res. 2019. V. 926. P. 118. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.175>

5. *Simon F.* // Nucl. Instrum and Meth. Phys. Res. A. 2019. V. 926. P. 85.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.042>
6. *Kobylka M.G., Moszynski M., Szczesniak T.* // Nucl. Instrum and Meth. Phys. Res. A. 2019. V. 926. P. 129.  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.10.065>
7. *Fedorov A., Gurinovich V., Guzov V., Dosovitskiy G., Korzhik M., Kozhemyakin V., Lopatik A., Kozlov D., Mechinsky V., Retivov V.* // Nucl. Eng. and Tech. 2020. V. 52. P. 2306.  
<https://doi.org/10.1016/j.net.2020.03.012>
8. *Santoro R., Caccia M., Ampilogov N., Malinverno L., Allwork C., Ellis M., Abba A., Caponio F., Cusimano A.* // J. Instrum. 2020. V. 15. P. C05053.  
<https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05053>
9. *Tsoufanidis N.* Measurements and Detection Radiation, USA: Taylor & Francais, 1995.
10. *Leo R.W.* Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Germany: Springer-Verlag, 1987.
11. *Knoll G.F.* Radiation Detection and Measurement, New York: John Wiley & Sons. Inc, 2000.

## УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЖИДКИХ СРЕДАХ

© 2021 г. С. Б. Рютин\*

Институт теплофизики УрО РАН  
Россия, 620016, Екатеринбург, ул. Амундсена, 107а

\*e-mail: ryutin.sergey@gmail.com

Поступила в редакцию 18.03.2021 г.

После доработки 26.03.2021 г.

Принята к публикации 02.04.2021 г.

Описана установка, предназначенная для исследования нестационарного теплообмена в различных жидких средах методом управляемого нагрева тонкого проволочного зонда. Главным звеном установки является быстродействующий электронный регулятор, обеспечивающий управление мощностью, рассеиваемой на зонде в зависимости от управляющего напряжения на входе регулятора. Основные параметры установки: зондом является платиновая проволока  $\varnothing 20$  мкм и длиной 1 см, время реакции регулятора  $\approx 1-2$  мкс, точность поддержания значения мощности 0.05%, время нагрева 1–500 мс, плотность теплового потока с поверхности зонда до 20 МВт/м<sup>2</sup>. Представлена методика измерений и приведен пример применения установки для исследования спинодального распада водного раствора полипропиленгликоля (ППГ-425), имеющего нижнюю критическую температуру растворения.

DOI: 10.31857/S0032816221050116

Сама по себе задача управления нагревом проволочного зонда различными способами не является новой. Как правило, способ управления (регулирование напряжения, тока, мощности, сопротивления) диктовался поставленными задачами конкретного эксперимента. Например, для исследования процессов теплообмена при гетерогенном кипении были применены стабилизаторы сопротивления проволочного зонда, что эквивалентно поддержанию постоянной температуры зонда [1]. Во многих случаях требуется поддержание постоянства мощности, рассеиваемой на нагревателе. Необходимый диапазон мощности и точность поддержания ее заданного значения зависит от условий задачи, поставленной в конкретном исследовании. В частности, применяются серийные лабораторные источники питания, способные поддерживать постоянство мощности, например, PS 8080 DT фирмы ElectroAutomatic. Подобные источники имеют точность поддержания значения мощности порядка 1% и время отклика порядка 1 мс.

Задачи, поставленные в нашем случае, потребовали обеспечить точность поддержания значения мощности на уровне 0.05% и времени отклика порядка единиц микросекунд. В качестве зонда, являющегося одновременно нагревателем и термометром сопротивления, применена платиновая проволока  $\varnothing 20$  мкм. Собственное время

тепловой релаксации такого зонда имеет величину порядка 1 мкс [2]. Данное обстоятельство позволяет исследовать быстропротекающие процессы, например сверхкритический теплообмен при мощном тепловыделении [3, 4], спонтанное вскипание и спинодальный распад растворов с нижней кри-

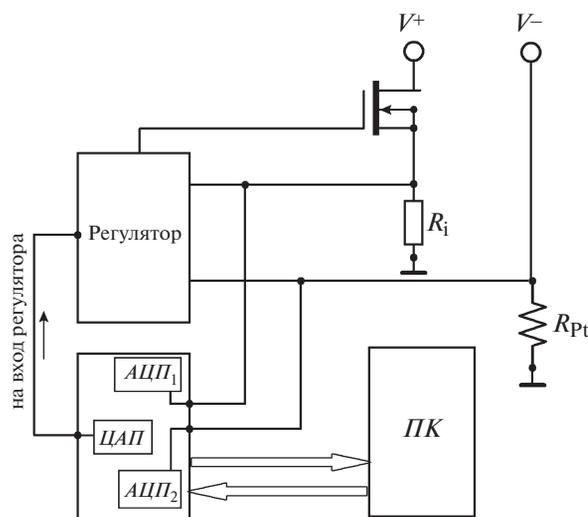


Рис. 1. Блок-схема установки. ПК – персональный компьютер.

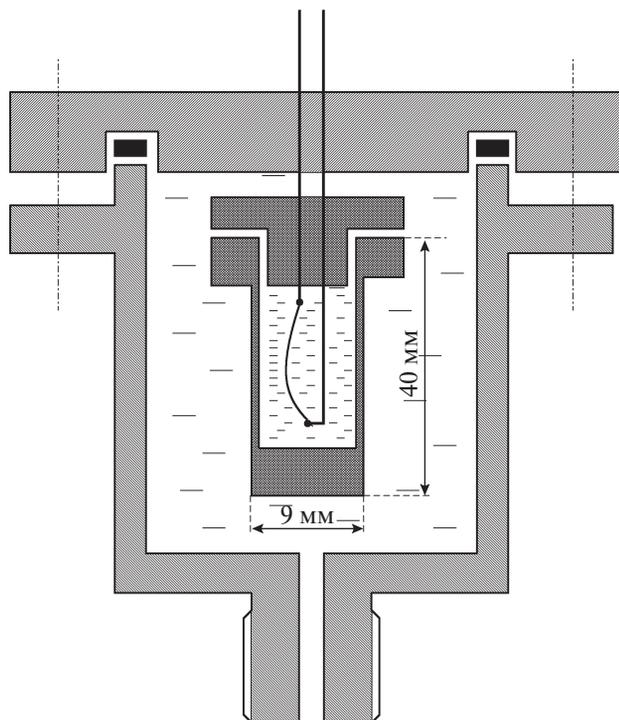


Рис. 2. Камера давления с рабочей ячейкой.

тической температурой растворения [5], кратковременно перегретых относительно линии равновесия жидкость–пар или диффузионной спинодали [6] при заданном давлении, соответственно.

Установка представляет собой аппаратно-программный комплекс, управляемый с помощью специально написанной программной оболочки. Блок-схема установки приведена на рис. 1.

Блок АЦП-ЦАП представляет собой два 16-битных параллельно работающих модуля АЦП (аналого-цифрового преобразователя) Е-502 фирмы LCard [7] с полосой пропускания 1.5 МГц. Они имеют 16-битные ЦАП (цифроаналоговые преобразователи), один из которых используется для формирования управляющего импульса. Основные метрологические характеристики установки таковы:

- зонд – платиновая проволока  $\varnothing 20$  мкм и длиной 1 см;
- длительность греющего импульса 1–500 мс;
- точность поддержания установленного значения мощности 0.05%;
- плотность теплового потока с поверхности зонда 1–20 мВт/м<sup>2</sup>;
- предусмотрена возможность ступенчатого изменения значения мощности непосредственно в ходе импульса.

Эксперименты проводились следующим образом. Ячейка с подготовленным зондом заполнялась исследуемой жидкостью и помещалась в камеру давления. В ячейке предусмотрена эластичная мембрана для отделения гидравлической среды от исследуемой жидкости, как показано на рис. 2.

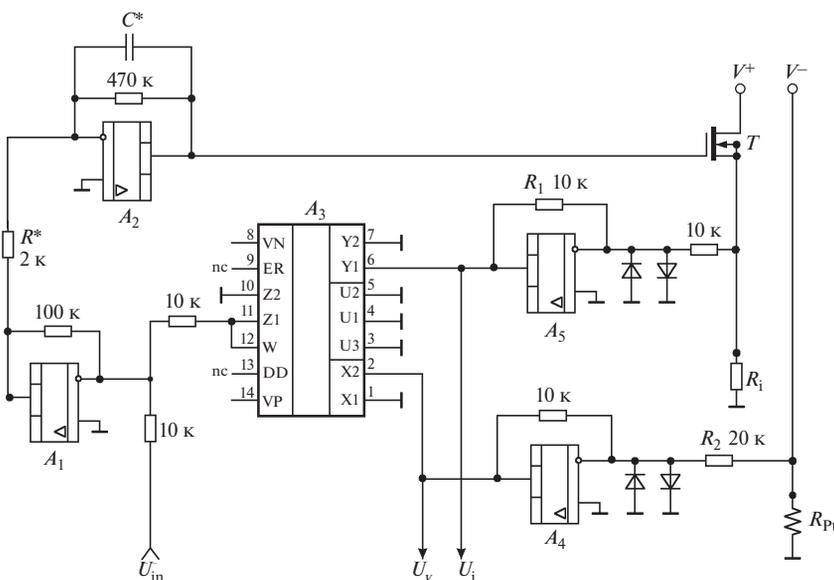
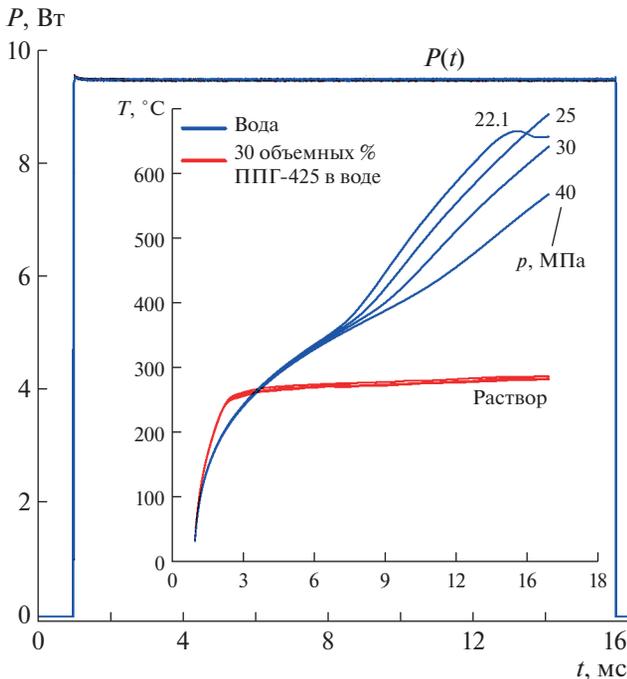


Рис. 3. Принципиальная схема регулятора, обеспечивающего управление мощностью, рассеиваемой на нагревателе – зонде, в соответствии с алгоритмом  $P_{out} = kU_{in}$ .  $A_1, A_2, A_4, A_5$  – LF356A,  $A_3$  – AD734;  $T$  – IRF540; диоды – КД522;  $R_i$  – точный токоизмерительный резистор,  $R_{Pt}$  – проволочный зонд;  $V^+$  и  $V^-$  присоединяются к гальванически не связанному с остальной схемой источнику питания с напряжением 90 В;  $U_v$  – падение напряжение на зонде.



**Рис. 4.** Термограммы импульсного нагрева зонда в воде и 30%-м растворе ППГ-425 в воде при неизменном значении мощности  $P(t) = \text{const}$ , действующей в цепи зонда. На основном графике  $P(t)$  представлены необработанные графики мощности всех 8 импульсов, наложенные друг на друга. На врезке показаны термограммы  $T(t)$  для воды и раствора.

Риунок 2 в особых комментариях не нуждается: внутрь камеры, в которой создается избыточное давление, помещена герметичная фторопластовая ячейка в виде стаканчика с крышечкой. Через крышку введены токовводы, к которым припаян зонд ( $R_{pt}$  на рис. 1). Толщина стенки в рабочей части ячейки составляет  $\approx 0.1$  мм, что и обеспечивает необходимую эластичность такой мембраны. Выбор в качестве материала ячейки фторопласта обусловлен высокой химической инертностью для исключения взаимодействия исследуемой жидкости с материалом ячейки.

Избыточное давление создавалось с помощью гидропресса СРР 1200-Х компании WIKA. Далее проводилось измерение начальной температуры и начального сопротивления зонда, что необходимо для расчета температуры зонда в процессе нагрева, используя стандартную градуировку платиновых термометров сопротивления. Внеся эти данные в программу сбора данных, оператор устанавливает амплитуду и длительность управляющего импульса, что эквивалентно установлению заданного значения мощности. Также устанавливается необходимое значение давления. Старт нагрева производится с клавиатуры компьютера. Система сбора данных автоматически записывает изменяющиеся во времени значения падения на-

пряжения на зонде и токоизмерительном резисторе, являющиеся первичными данными. На их основе проводится расчет мощности, рассеиваемой на зонде, и изменяющегося во времени сопротивления зонда, которое пересчитывается в изменяющуюся во времени температуру зонда (термограмма). Программная оболочка сразу же по окончании импульса представляет исходные и расчетные данные в графическом виде в отдельных окнах. Вся информация записывается в память компьютера. Для корректного сопоставления теплопереноса при изменении внешнего параметра, например значения давления, работа ведется в однократном режиме. Достаточно продолжительная пауза необходима для релаксации тепла в ячейке от предыдущего импульса и для изменения внешнего параметра; она составляет  $\sim 2$  мин.

Идея схемотехнического решения поставленной задачи создания быстродействующего регулятора мощности была подсказана в учебнике [8], где был представлен прототип генератора тока с заземленной нагрузкой. Его работа обеспечивалась дополнительным, гальванически не связанным с остальной схемой, источником питания в цепи нагрузки. Взяв за основу этот прототип, удалось создать регулятор мощности с необходимыми характеристиками. Принципиальная схема регулятора представлена на рис. 3.

Выбор операционных усилителей  $A_4$ ,  $A_5$  должен предусматривать устойчивость работы при единичном усилении. Выбор номиналов резисторов  $R_1$ ,  $R_2$  зависит от параметров зонда. В представленном случае зонд — платиновая проволока  $\varnothing 20$  мкм и длиной 1 см. Сопротивление такого зонда при комнатной температуре составляет  $\sim 3$  Ом, соответственно номиналы резисторов  $R_1$ ,  $R_2$  выбраны равными 10 и 20 кОм, чтобы исключить их влияние на работу цепи “зонд — токоизмерительный резистор”. Отметим, что в неинвертирующем включении операционных усилителей  $A_4$ ,  $A_5$  устойчивой работы петли обратной связи добиться не удалось. Причина неустойчивости кроется в конечной величине коэффициента ослабления синфазного сигнала операционных усилителей, и эта проблема усугубляется большим коэффициентом усиления в петле обратной связи регулятора ( $\approx 2000$ ). Номинал конденсатора  $C^*$  подбирается из соображения наименьшей емкости, обеспечивающей устойчивую работу регулятора. При этом удается получить достаточно малую постоянную времени  $\tau^* = R^*C^*$ , порядка 1–2 мкс. Кроме того, следует предусмотреть хорошую развязку по цепям питания (на схеме не показана). Используются точные резисторы (класс 0.01), что необходимо для обеспечения хорошей повторяемости установленного значения мощности в серии измерений.  $A_3$  — перемножитель аналоговых

сигналов с точностью 0.1%, с полосой пропускания 10 МГц и скоростью нарастания 450 В/мкс.

Найденная общая схемотехническая архитектура оказалась вполне работоспособной и легко масштабируемой под разные задачи, включая реализацию установки для измерения теплопроводности методом нестационарного нагрева проволоки (transient hot wire method в англоязычной литературе) [9]. Применение представленной установки для исследования раствора ППГ-425 в воде, импульсно перегретого относительно диффузионной спинодали, позволило обнаружить признаки спинодального распада. Его действие выразилось в резкой интенсификации теплообмена зонда с раствором, обусловленной “включением” конвективного механизма переноса тепла. На рис. 4 представлены термограммы для чистой воды и 30%-го раствора ППГ-425 в воде при одном и том же значении мощности и при одинаковых значениях давления.

На рис. 4 видно, что, начиная с некоторой температуры, термограммы раствора принимают почти горизонтальный вид, тогда как термограммы для воды уходят в область высоких температур. Такое поглощение довольно большой плотности теплового потока раствором, происходящее почти без прироста температуры, свидетельствует о резкой интенсификации теплообмена. Оценка плотности теплового потока составляет  $\approx 13.5$  МВт/м<sup>2</sup>.

Установка показала устойчивую работу при решении разных исследовательских задач, включая метод измерения теплопроводности, перекрывая диапазон плотности теплового потока от 10 кВт/м<sup>2</sup> до 20 МВт/м<sup>2</sup>, и может оказаться полезным инструментом для других применений, например для изучения характеристик пузырькового кипения теплоносителей [10].

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 19-19-00115.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Машинов Л.Б., Жуков С.А., Ермаев С.Б.* // ПТЭ. 2007. № 1. С. 147.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441207010216>
2. *Павлов П.А., Скрипов В.П.* // Теплофизика высоких температур. 1965. Т. 3. № 1. С. 109.
3. *Рютин С.Б., Ямпольский А.Д., Скрипов П.В.* // Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 3. С. 481.  
<https://doi.org/10.7868/S0040364414030235>
4. *Rutin S.B., Igolnikov A.A., Skripov P.V.* // J. Eng. Thermophys. 2020. V. 29. № 1. P. 67.  
<https://doi.org/10.1134/S1810232820010063>
5. *Igolnikov A.A., Rutin S.B., Skripov S.B.* // Thermochim. Acta. 2021. V. 695. P. 178815.  
<https://doi.org/10.1016/j.tca.2020.178815>
6. *Скрипов В.П., Файзуллин М.З.* Фазовые переходы кристалл-жидкость-пар и термодинамическое подобие. М.: Физматлит, 2003.
7. E-502. Многофункциональный модуль АЦП/ЦАП с интерфейсами USB&Ethernet.  
<https://www.lcard.ru/products/external/e-502>
8. *Хоровиц П., Хилл У.* Искусство схемотехники. М.: Мир, 1986.
9. *Rutin S.B., Galkin D.A., Skripov P.V.* // Appl. Therm. Eng. 2016. V. 129. P. 145.  
<https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.10.028>
10. *Суртаев А.С., Сердюков В.С., Павленко А.Н.* // Российские нанотехнологии. 2016. Т. 11. № 11–12. С. 18.  
<https://doi.org/10.1134/S1995078016060197>

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ  
В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 681.723

ПРОСТОЙ ПОДВИЖНЫЙ МЕТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЙ МИКРОСКОП  
ВЫСОКОГО УВЕЛИЧЕНИЯ

© 2021 г. А. Ю. Кунцевич

Поступила в редакцию 25.03.2021 г.

После доработки 27.03.2021 г.

Принята к публикации 30.03.2021 г.

DOI: 10.31857/S0032816221050074

Создан микроскоп для наблюдения элементов с микронным разрешением в отраженном свете, в котором освещение осуществляется через объектив. Микроскоп имеет три переключаемых объектива различного увеличения, расположенных на турели, и оснащен камерой, подключенной к компьютеру и монитору. Схема прибора приведена на рис. 1а, а его внешний вид показан на рис. 1б. Микроскоп подвижен по вертикали, что позволяет исследовать объекты произвольной высоты. При создании прибора используются общепринятые оптические стандарты и очень недорогие компоненты, доступные на интернет-платформе [www.aliexpress.com](http://www.aliexpress.com). Далее в скобках ( ) приводятся строки, по которым поисковая система [www.aliexpress.com](http://www.aliexpress.com) позволяет найти соответствующий элемент.

которому подключается осветитель (Coaxial Mi-

croscope Light LED). Объект исследования располагается в фокальной плоскости объектива с поправкой на бесконечность, что позволяет ставить видеокамеру на произвольном расстоянии. Использованный набор план объективов с большим рабочим отрезком (plan objective long working distance) увеличениями 10<sup>×</sup>, 20<sup>×</sup> и 50<sup>×</sup> обладает одинаковым расстоянием между посадочной и фокальной плоскостями, так что при их переключении в турели (Hole Microscope Objective Lens) предмет остается в фокусе. Объективы совместимы с выпускавшимися в СССР по резьбе (наружным диаметром 20.2 мм). Для объективов другого стандарта можно приобрести переходники (Microscope Objective Lenses Adapter Ring). По базовой плоскости турели выставляется держатель светоделительной пластины 1/1 (Coaxial Illuminated Digital Microscope Adapter), к

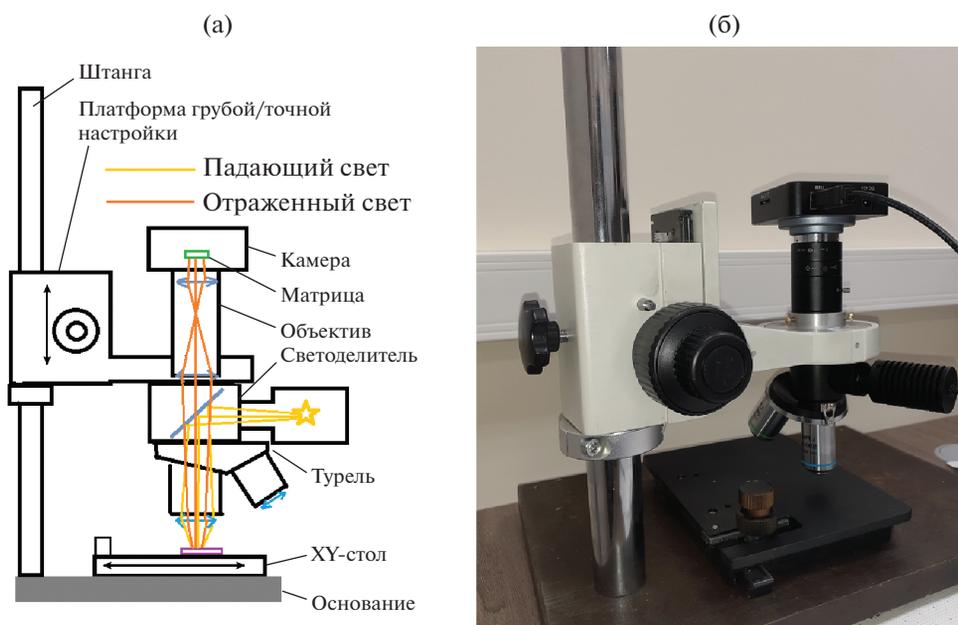
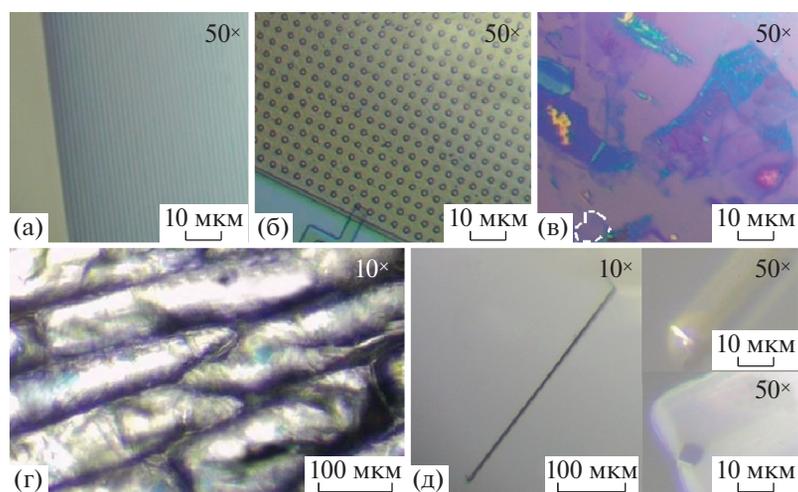


Рис. 1. Схема собранного микроскопа и хода лучей в нем (а) и внешний вид микроскопа (б).



**Рис. 2.** Примеры изображений, получаемых в собранном микроскопе: **а** — поверхность компакт-диска (период 1.6 мкм); **б** — массив антиточек, изготовленный по Si-м.о.п.-технологии с периодом 5 мкм; **в** — отслоенный на оксид кремния графен (штриховой линией выделен монослой); **г** — клетки кожи репчатого лука; **д** — балка с кантилевером атомно-силового микроскопа (слева — вид в профиль с объективом 10<sup>×</sup>, справа — вид самого кантилевера 50<sup>×</sup> в профиль и сверху).

Микроскоп оснащен цветной к.м.о.п.-камерой с матрицей 38 Мпикселей и скоростью до 60 кадров/с (video microscope camera). Сохранение, обработка изображений и измерение длин осуществляются бесплатной программой TourView. Чтобы сфокусировать на матрицу камеры получаемое из объектива изображение, к камере был приобретен объектив с переменным фокусным расстоянием 5–60 мм, вкручивающийся в нее по резьбе C-mount (Focus Length C Mount Lens). Объектив вместе с камерой фокусировались на удаленный объект.

Высота объектива управляется механизмом (Microscope Adjustment Coaxial Coarse and Fine), ручка на оси которого обеспечивает точную настройку фокуса (шкала деления 1 мкм), необходимую при работе с объективами большого увеличения, а наружная ручка — быструю грубую настройку. Механизм размещается на штанге Ø32 мм (Microscope Stand Holder Rod) со стопорной гайкой (optical axis locking ring) и крепится к микроскопу при помощи алюминиевой муфты с канавками для зажимных винтов, которая может быть напечатана из пластика на 3D-принтере.

Микроскоп легко улучшать и трансформировать. Например, вместо камеры можно поставить тринокуляр (Trinocular Head for Biological Microscope). Столик для образца (microscope stage xy platform) также существует в различных исполнениях. Осветительный тракт можно оснастить поляризатором, а перед камерой поставить анализатор, рамки для контролируемого вращения которых (rotating frame polarizer) нужно укрепить через муфту. Можно, установив соответствующие

объективы и затемнитель, организовать наблюдение объектов в темном поле. Соединительные муфты позволяют потенциально сопрягать микроскоп с частями других оптических приборов, например с готовым осветительным блоком. Размещение микроскопа на штативе позволяет интегрировать его в такие установки, как атомно-силовой микроскоп, зондовая станция, или использовать для автоматического поиска объектов при помощи машинного зрения, если укомплектовать сканирующим моторизованным столиком (xy motorized stage). При освещении вместо белого света расфокусированным лазером можно наблюдать флуоресцирующие объекты или использовать прибор для наблюдения колец Ньютона в образовательных целях.

Образцы снимков высокого увеличения, полученные в данном микроскопе, показаны на рис. 2: продемонстрировано микронное разрешение на примере поверхности компакт-диска (рис. 2а) и микроструктуры — массива антиточек (рис. 2б), исследовавшегося в работе [1], микроскоп отлично подходит для различения атомно-тонких графеноподобных материалов (рис. 2в), полученных отслоением при помощи скотча, как в работе [2], биологических объектов (кожура лука на рис. 2г), непланарных объектов типа кантилевера атомно-силового микроскопа (рис. 2д).

Созданный прибор оказался в несколько раз дешевле металлографических микроскопов, имеющих на рынке. Он развивает линейку самодельных устройств для сборки ван-дер-ваальсовых гетероструктур, создаваемую в ФИАН [3]. Планируется его дооснащение автоматизирован-

ным столиком XYZ $\Theta$  и помещение в бокс с инертной атмосферой. Также микроскоп обладает образовательной ценностью, как прототип, в котором каждый узел по отдельности понятен и легко сопрягается с другими.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kuntsevich A.Yu., Shupletsov A.V., Nunuparov M.S.* // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 205407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.93.205407>
2. *Akmaev M.A., Kochiev M.V., Duleba A.I., Pugachev M.V., Kuntsevich A.Yu., Belykh V.V.* // JETP Lett. 2020. V. 112. № 10. P. 607. <https://doi.org/10.1134/S0021364020220063>
3. *Martanov S.G., Zhurbina N.K., Pugachev M.V., Duleba A.I., Akmaev M.A., Belykh V.V., Kuntsevich A.Y.* // Nanomaterials. 2020. V. 10. № 11. P. 2305. <https://doi.org/10.3390/nano10112305>

*Адрес для справок: Россия, 119991, Москва, Ленинский просп. 53, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН. E-mail: alexkun@lebedev.ru*

## ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УДК 53.07

# КОМПАКТНЫЙ ПРИЕМОПЕРЕДАТЧИК ДЛЯ ОРГАНИЗАЦИИ РЕЗЕРВНОЙ РАДИОЛИНИИ УПРАВЛЕНИЯ НАУЧНОЙ АППАРАТУРОЙ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

© 2021 г. Д. В. Лисин

Поступила в редакцию 11.03.2021 г.

После доработки 20.03.2021 г.

Принята к публикации 22.03.2021 г.

DOI: 10.31857/S0032816221040236

Компактный приемопередатчик разработан в ИЗМИРАН в ходе реализации ряда программ космических экспериментов и может быть использован в любых других проектах спутниковых платформ, с которыми он легко интегрируется в расширенном варианте с интерфейсом ГОСТ Р 52070-2003. Базовая часть приемопередатчика имеет следующие характеристики:

- частота несущей, перестраиваемая в диапазоне 137–138 МГц;
- точность настройки и уход частоты  $8 \cdot 10^{-5}$ ;
- чувствительность приемника не хуже 2.5 мкВ;
- модуляция частотная, бифазный код 4 Кбит/с “вверх”, 64 Кбит/с “вниз”;
- девиация 20 кГц;
- диапазон автоматической регулировки усиления  $\geq 60$  дБ;
- подавление внеполосных каналов  $\geq 50$  дБ;
- энергопотребление в режиме приема  $\leq 0.8$  Вт;
- излучаемая мощность передатчика 5 Вт, опционально 10 Вт;
- теплоотвод через посадочное место, работа в вакууме;
- температурный диапазон работы от  $-20$  до  $+45^\circ\text{C}$ .

В базовом варианте работа приемопередатчика аналогична работе классического модема, рассчитанного на прохождение бифазного кода (Манчестер-2), поэтому все вопросы кодирования/декодирования информации должны решаться внешним вычислителем. Модифицированный передатчик этого типа с выходной мощностью 5 Вт имеет габариты  $255 \times 60 \times 85$  мм и массу 405 г.

В расширенном варианте приемопередатчик может быть укомплектован дополнительной платой бортового вычислителя, реализующей все необходимые функции кодирования информационного канала и имеющей стандартный интерфейс ГОСТ Р 52070-2003 (МКО). При этом

появляется возможность использования прибора в качестве автономного радиомаяка, передающего после подачи питания на аппаратуру спутника телеметрию по всенаправленному радиоканалу. Это может существенно увеличить надежность и стабильность вывода спутника на орбиту и взятия его на сопровождение наземными службами, а значит, и в ряде случаев сберечь уникальные комплексы научной аппаратуры.

Соответствующая аппаратура наземной поддержки данного радиоканала, включая направленную следящую антенну диапазона 137 МГц и каналообразующую аппаратуру, разработана в ИЗМИРАН и может быть легко адаптирована под конкретные потребности новых проектов [1, 2].

В настоящее время изготовленные в ИЗМИРАН приемопередатчики данной серии непрерывно отработали на орбите Земли в общей сложности 9 лет, обеспечивая основной канал управления комплексом научной аппаратуры орбитальной солнечной обсерватории КОРОНАС-Ф и основные каналы управления спутниками ионосферных космических экспериментов серии “Компас”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В.Д., Лисин Д.В. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2010. Т. 7. № 4. С. 232.
2. Stepanov A.I., Lisin D.V., Kuznetsov V.D., Afanas'ev A.N., Osin A.I., Schwarz J. // The Coronas-F Space Mission / Ed. by V.D. Kuznetsov, Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2014. P. 457–464. ISBN 978-3-642-39267-2.

Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Троицк, Калужское ш., 4, Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Центр космических информационных технологий. Тел. (495) 851-97-30. E-mail: lis-indv@izmiran.ru

## АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816221050268

### ОБЗОРЫ

**Разин В.И.** К вопросу о механизмах пробоя в микроструктурных газовых детекторах (*обзор*). — 6 с.

Представлены результаты исследования причин возникновения пробоев в микроструктурных газовых детекторах. Согласно экспериментальным данным, основу такого процесса составляют три независимых источника: коронный разряд, стримерный разряд и поляризация диэлектрика при протекании зарядов внутри детектора. Показаны несколько способов повышения стойкости приборов данного типа к разрушениям от действия искр.

**Харлов А.В.** Установки для электроразрядных технологий и их технические применения (*обзор*). — 50 с., 28 рис.

Высоковольтная импульсная технология является одним из эффективных методов дезинтеграции и измельчения горных пород, разделения руд и синтезированных материалов, переработки строительных и упругопластических материалов. В отделе импульсной техники ИСЭ СО РАН с 2007 года ведутся исследования по разработке установок для электроимпульсных технологий. Были созданы установки с энергией от 100 Дж до 8 кДж, работающие в импульсно-пакетном режиме, с полной автоматизацией управления. Высоковольтный импульсный генератор может быть выполнен с использованием схемы Маркса или высоковольтного трансформатора. Оба варианта рассмотрены в этом обзоре. Представлены результаты проектирования и испытаний компактных генераторов, предназначенных для дробления материалов, хотя для них возможны и другие технологические применения.

### ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

**Жарков Я.Е., Ребров И.Е., Хомич В.Ю., Ямщиков В.А.** Особенности работы коммутаторов на основе транзисторов в полумостовой схеме для формирования высоковольтных прямоугольных импульсов с высокой скоростью нарастания. — 12 с., 3 рис.

Описан драйвер цепи управления твердотельного высоковольтного коммутатора, используемого в полумостовой схеме высоковольтных импульсных генераторов. Разработанный драйвер позволяет существенно уменьшить негативное влияние емкостных связей, таких как емкость Миллера и паразитные емкости высоковольтного коммутатора на землю. Минимизация влияния этих факторов позволила обеспечить характерные времена фронтов импульсов напряжений, создаваемых генератором, равными нескольким десяткам наносекунд.

**Колобов В.В., Баранник М.Б.** Прецизионный малошумящий источник высокого напряжения. — 16 с., 6 рис.

Описан прецизионный малошумящий источник высокого напряжения с цифровым управлением. В источнике используется двухтактный параллельный резонансный преобразователь напряжения с фиксированной частотой преобразования 110 кГц. Регулировка напряжения источника осуществляется путем изменения выходного напряжения линейного стабилизатора, питающего преобразователь. Предложен алгоритм управления ключами преобразователя, позволяющий реализовать режим питания параллельного контура преобразователя от источника напряжения. Температурная стабильность режима работы преобразователя обеспечивается схемой автоматической подстройки частоты преобразования. Разработана схема активного фильтра подавления пульсаций, особенностью которой является способ введения компенсирующего напряжения — между общей шиной источника и выводом низкого потенциала умножителя напряжения. Такое решение позволило выполнить фильтр на основе одного низковольтного операционного усилителя, одновременно выполняющего функцию усилителя сигнала ошибки основного контура регулирования источника. В результате применения активного фильтра размах амплитуды шумов и пульсаций на выходе источника в частотном диапазоне выше 10 Гц не превышает 3.3 мВ. Размах амплитуды шумов в диапазоне частот 0.1–10 Гц менее 3.5 мВ и определяется 1/f-шумом источника опорного напряжения. Разработанный источник высокого напряжения используется в канале питания источника ионов масс-спектрометрического комплекса для изотопного анализа инертных газов и обеспечивает следующие основные характеристики: диапазон регулирования выходного напряжения 0–5500 В с шагом 84 мВ; максимальный ток нагрузки 1 мА; суммарная нестабильность напряжения не более 50 ppm/ч в диапазоне рабочих температур 20–50°C.

**Тренкаль Е.И., Поздняков В.С., Лошилов А.Г., Малютин Н.Д.** Стенд для исследования обратного рассеяния радиочастотных импульсов. — 11 с., 5 рис.

Описан стенд для исследования обратного рассеяния радиочастотных импульсов длительностью 1.75–3.1 нс с изменяемой от 5.3 до 8.8 ГГц частотой заполнения. Импульсы формируются измерительным устройством и излучаются передающей широкополосной антенной с линейной поляризацией. Сигнал обратного рассеяния принимается приемной антенной системой, состоящей из собственно антенны, поляризационного разделителя сигналов и высокочастотного переклочателя. Далее сигнал усиливается, обрабатывается в приемном канале измерительного устройства и

регистрируется п.э.в.м. Стенд позволяет исследовать свойства диэлектрических и других материалов, метаматериалов, защитных покрытий антенн и конструкций, а также различных негабаритных объектов в лабораторных условиях. Кроме того, стенд может быть использован при постановке экспериментальных работ, для реализации которых требуется излучение и прием электромагнитных волн, возбуждаемых радиочастотными импульсами наносекундной длительности.

**Шошин Е.Л. Дискретные поляризационные модуляторы радиолокационных сигналов.** — 13 с., 6 рис.

Рассмотрен метод формирования неполяризованных электромагнитных волн. Проведен анализ погрешности измерения параметров Стокса рассеянной радиоволны при внешней калибровке радиолокационного поляриметра с использованием неполяризованных зондирующих радиосигналов. Описана конструкция диодного волноводного-планарного формирователя, обладающего быстрым переключением 1 мкс при реализации дискретной поляризационной модуляции зондирующих радиосигналов. Описана конструкция коммутируемого волноводного модулятора, формирующего мощные неполяризованные радиолокационные сигналы. Приведены рабочие характеристики поляризационных модуляторов.

#### ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

**Rajeв К. Синга. An inexpensive Raman spectroscopy setup for Raman, polarized Raman and Surface Enhanced Raman Spectroscopy.** — 13 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

We present a simple and inexpensive lab-built Raman spectroscopy setup. In the setup a low-cost laser diode is used as an excitation source, the dichroic mirror used in usual Raman spectroscopy is replaced by a silver coated mirror with a hole in its center. In place of expensive notch filter, a long pass filter is used in the setup. This lab-built setup shows good performance towards Raman spectroscopy, polarized Raman spectroscopy and Surface Enhanced Raman Scattering (SERS). Three demonstrations, (i) identification of Raman signature of individual molecules Acetaminophen and Mefenamic acid in their mixture, (ii) polarized Raman spectroscopy of liquid cyclohexane and (iii) SERS spectroscopy of Rhodamine B dye with Au spherical nanoparticle, small Au nanorod and large Au nanorod are presented using this inexpensive lab-built Raman spectroscopy setup. The cost-effectiveness and performance of the simple lab-built setup makes it suitable for the research and undergraduate laboratories.

**Агроскин В.Я., Бравый Б.Г., Васильев Г.К., Гурьев В.И., Каштанов С.А., Макаров Е.Ф., Сотниченко С.А., Чернышев Ю.А. Эффективный импульсно-периодический химический HF(DF)-лазер.** — 8 с., 2 рис.

Предложен рабочий процесс HF(DF)-лазера, в котором полностью исключена откачка реактора. Рабочий процесс состоит из следующих этапов: 1) вытеснение инертным газом продуктов реакции, образовавшихся в результате иницирования рабочей смеси, 2) последующее вытеснение инертного газа рабочей смесью. Конструктивное решение для системы напуска газов в реактор — через кольцевую щель на одном из его концов — позволяет минимизировать расход инертного газа, вытесняющего продукты реакции после иницирования

рабочей смеси. Количество остаточного HF(DF) в реакторе практически не влияет на энергию генерации в следующем цикле. Экспериментально показано, что технология с вытеснением не приводит к снижению энергии генерации по сравнению с технологией, использующей откачку, но значительно (на ~2 порядка) сокращает продолжительность рабочего цикла HF(DF)-лазера.

**Зуев С.М., Варламов Д.О., Кукса В.В. Канализу характеристик лазерного осветительного устройства.** — 9 с., 7 рис.

Проведен анализ графических зависимостей спектрального распределения мощности лазерного осветительного устройства. Представлены данные по световому потоку этих систем. Обозначены перспективы оптимизации спектра лазерных осветительных устройств малой мощности. Исследование спектров проведено с использованием модернизированного спектрометра. Показано, что оптимизация конструкции спектрометра позволяет обеспечить его регулировку и калибровку для получения более точных значений спектров.

**Мысик А.А., Бызов И.В., Жаков С.В. Термостабилизация частоты протонного релаксометра на основе ядерного магнитного резонанса с магнитной системой на постоянных магнитах.** — 8 с., 7 рис.

Описаны два варианта автоматической коррекции температурных вариаций постоянного магнитного поля в системе я.м.р.-релаксометра на постоянных магнитах. В первом варианте используется коррекция магнитного потока в магнитопроводе системы с помощью магнитного шунта, перемещение которого осуществляется шаговым двигателем. Во втором варианте поле корректируется током в катушках, размещенных на магнитопроводе магнитной системы. Коррекция поля осуществляется автоматически в процессе настройки резонансной частоты прибора. Предложенные методы позволяют корректировать относительное изменение магнитного поля в пределах 1%, что перекрывает возможные температурные вариации магнитного поля во всем диапазоне комнатных температур при использовании магнитов на основе сплавов неодим-железо-бор и самарий-кобальт (NdFeB и SmCo).

**Таржанов В.И. Использование метода оптического рычага для получения ударных адиабат материалов.** — 22 с., 11. рис.

Рассматривается метод оптического рычага, используемый для получения ударных адиабат материалов. Представлен анализ волновых процессов в исследуемых клиновых образцах с выводом расчетных формул для случаев регистрации одной ударной волны и двухволновых упругопластических конфигураций при нагружении образцов нормально падающей ударной или детонационной волной. Применительно к регистрации одиночных ударных волн построен векторный аналог правила удвоения, позволяющий в гидродинамическом приближении корректно вычислять массовую скорость и другие параметры состояния сжатого материала по измеряемым нормальной компоненте скорости свободной поверхности образца  $W_N$  и волновой скорости. Для двухволновых конфигураций разработана вычислительная процедура перехода от  $W_N$  к массовой скорости с использованием модели идеального упругопластического поведения исследуемого материала. Приведены погрешности метода.

**Трубицын А.А., Грачев Е.Ю. Цифровой детектор рентгеновских изображений.** — 13 с., 8 рис.

Разработан детектор рентгеновских изображений для установки микрофокусной рентгенографии. Применение элемента поликапиллярной оптики, сопряженного с серийно выпускаемым сенсором на основе комплементарных структур металл–оксид–полупроводник, позволило создать компактную конструкцию детектора без громоздкого объектива. Приведены методики экспериментального определения параметров и характеристик детектора. Определено базовое пространственное разрешение изготовленного детектора, проведена оценка отношения сигнал/шум полученных изображений и построены функции передачи модуляции. Для работы с детектором создано программное обеспечение на языке C++; представлены его основные возможности и функционал.

**Юрков Д.И., Лавренин В.А., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Прокуратов И.А., Дулатов А.К. Генератор газа на основе пористого титана в составе отпаянных камер плазменного фокуса.** — 11 с., 3 рис.

Рассмотрено использование поглотителя газа на основе пористого титана в качестве генератора газа в составе герметичного электровакуумного прибора — камеры плазменного фокуса. Последние используются в качестве импульсных источников нейтронов наносекундной длительности в составе нейтронных генераторов. Для генерации нейтронов внутренний объем камер заполняется дейтерием либо дейтерий-третиевой смесью. Рассмотрены физические основы использования генератора газа, обеспечивающего работу камер плазменного фокуса при наполнении дейтерием либо дейтерий-третиевой смесью в диапазоне давлений 1–30 Торр при объеме камер от 10 до 1000 см<sup>3</sup>. Генератор газа позволяет осуществлять до нескольких тысяч рабочих циклов выделения и поглощения газа в объеме камеры при времени выделения газа порядка нескольких минут. Безопасность использования герметичных камер плазменного фокуса с дейтерий-третиевым наполнением обеспечивается тем, что радиоактивный тритий находится в титане в связанном состоянии и выделяется в объем камеры при нагревании насыщенного рабочим газом пористого титана лишь на время работы в генераторе нейтронов.

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

**Алукер Н.Л., Артамонов А.С., Гимадова Т.И., Зверев А.С. Термолюминесцентные дозиметры на основе керамики из оксида и нитрида алюминия.** — 15 с., 10 рис.

Представлены результаты исследования люминесцентных характеристик серийных керамических подложек на основе AlN и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Полученные результаты позволили определить условия, при которых эти материалы могут быть использованы в дозиметрии ионизирующих излучений. В качестве объектов для сравнения использованы термолюминесцентные детекторы ТЛД-К и ТЛД-500.

**Куцаев С.В. Выбор ускоряющей структуры малогабаритного линейного ускорителя электронов для лучевой терапии.** — 15 с., 7 рис.

В основе современных систем для фотонной радиотерапии лежат ускорители электронов с энергией до 6 МэВ. Разработка и производство таких ускорите-

лей находится во вполне зрелом состоянии. Однако для реализации новых методов лучевой терапии, таких как некомпланарная или 4л-терапия, коммерчески доступные ускорители являются слишком громоздкими. Другим препятствием на пути к более широкому внедрению и доступности современной технологии линейных ускорителей являются высокие капитальные и эксплуатационные затраты. В данной статье будет рассмотрен вопрос выбора ускоряющей структуры для экономичного малогабаритного ускорителя электронов системы некомпланарной фотонной лучевой терапии.

**Юсипович А.И., Паршина Е.Ю., Байжуманов А.А., Пирутин С.К., Иванов А.Д., Минаев В.Л., Левин Г.Г., Максимов Г.В. Использование лазерного интерференционного микроскопа для оценки флуктуаций и эквивалентной константы упругости мембран клеток.** — 17 с., 3 рис.

Описано применение автоматизированного интерференционного микроскопа для определения среднеквадратичной амплитуды флуктуаций живых клеток *in vitro*. Измеренные оптические разности хода световых волн использованы для расчета геометрических толщин клеток. Оценены эквивалентные константы упругости таких клеток. Полученные значения среднеквадратичной амплитуды флуктуаций оптической разности хода 0.3–2.7 нм, что соответствует 4–40 нм среднеквадратичной амплитуды флуктуаций мембраны. Показано, что амплитуды флуктуаций распластанных клеток (клетки эндотелия и макрофаги) меньше, чем неприкрепленные клетки (эритроциты и лимфоциты *in vitro*). При этом амплитуда флуктуаций распластных на подложках опухолевых клеток линии HeLa больше амплитуды флуктуаций клеток эндотелия и макрофагов, также распластных на подложке. Полученные экспериментальные данные соответствуют результатам, измеренным ранее с помощью других оптических методов.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

**Hafiz Muhammad Fahad, Ali Asif. A Simple FPP Device for Pulsed Measurement of Sheet Resistance.** — 12 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Four-point probe (FPP) systems are essential to accurately measure the sheet resistance of various materials especially thin films. In this work, a simple design approach is adopted to develop an effective and automated electronic section of an FPP system. The device, consisting of a constant current sink and a high impedance (more gigaohm) voltmeter, is designed using Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistors. An Arduino board is used to measure the voltages of the system. The constant current sink is designed for four different cases whereas each case has multiple values of current with respect to gate-voltage. The device is capable to perform continuous as well as pulsed measurements and is calibrated by specially designed test boards. The accuracy of the FPP system is validated by comparing the measurement results of locally developed thin films of different materials with the commercially available testing system. With a voltage compliance of 15 V, the FPP system is able to measure a sheet resistance up to 90 MΩ/sq. The results show a relative error of <1% in all cases.

**Jiajie Lei, Meiling Liang, Shan Qing, Zhumei Luo, Aimin Zhang. Measurement method of**

**nanofluids average velocity based on laser speckle image.** — 22 p., 16 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this paper, based on the optical properties of speckle, the correlation between laser speckle image and nanoparticles is analyzed, and a method to measure the flow velocity of nanofluids using speckle image is proposed. The influence of nanofluids type, temperature and concentration on speckle image was investigated. On the basis of grating spatial filtering, based on PIV (Particle Image Velocimetry) cross-correlation algorithm and optical flow field algorithm, the principle of gray conservation and interpretation window are introduced to extract the spectral characteristic curve of speckle image signal. Considering the interference of the environment noise, the wavelet packet decomposition method is proposed to separate the low-frequency features and obtain the peak frequency of the signal. The static and dynamic speckle images are analyzed by establishing a circular tube flow measurement system with laser speckle circulation to verify the rationality and feasibility of the velocity measurement method. The experimental results show that the speckle image of CuO nanofluids in static experiment is better than that of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> nanofluids, and increasing temperature has no obvious effect of improving image quality. The average relative error between the calculated results and the measured results is 4.9 and 4.5%, which proves that this method is reasonable and feasible.

**Lakshmi Srinivas, Sridhar B.T.N. Experimental Study of Strut Insertion Technique in a Convergent-Divergent Nozzle for Thrust Vector Control.** — 18 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The purpose of this paper is to present the findings from the data obtained from experiments conducted on a solid strut insertion technique with a convergent-divergent nozzle and to assess the possibility of this technique as an alternative thrust vector control technique. Independent and inceptive experiments were conducted to obtain supersonic nozzle wall pressure distributions by inserting a solid strut in the wall at two different positions from the nozzle throat in the diverging section of the nozzle. Experimental investigation was conducted using a convergent-divergent nozzle of design Mach number 1.8 at an inlet total pressure of 690 kPa (under-expansion conditions). The strut height was varied to obtain wall pressure distributions on both strut and opposite to strut sides. Forces and moments generated by the asymmetrical wall pressure distribution in a plane through the wall pressure ports on either side of the nozzle axis were calculated. From the wall pressure distributions corresponding to each strut height, the side force, and axial force and pitching moment coefficients (2D) were calculated. The variations of side force and pitching coefficients with respect to strut height were nonlinear and that to axial force were more or less linear. The present experimental study will help design and develop a solid strut insertion-based thrust vector control technique for aerospace flight vehicles.

**Аймаганбетов К.П., Алдияров А.У., Жантуаров С.Р., Алмасов Н.Ж., Теруков Е.И., Токмолдин Н.С. Низкотемпературная ячейка для проведения высокочастотных электрофизических измерений полупроводниковых устройств.** — 9 с., 6 рис.

Описана экспериментальная измерительная ячейка, предназначенная для исследования электрофизических характеристик полупроводниковых элементов при низких температурах. В отличие от традиционных двухконтактных установок такого типа, разработанная

экспериментальная ячейка имеет три измерительных контакта, позволяющих проводить электрофизические измерения плоских и объемных образцов. Рабочий температурный диапазон ячейки составляет  $\geq 16$  К. Проведены измерения импедансных характеристик гетеропереходного кремниевого и перовскитного солнечных элементов в диапазонах частоты от 100 Гц до 5 МГц и температуры от 120 до 300 К. Результаты измерений удовлетворительно согласуются с литературными данными.

**Артюхов А.В., Марков В.Г., Сухинец Ж.А., Гулин А.И. Измерение мгновенных значений температуры газов газотурбинного двигателя с использованием акустических мультивибраторов.** — 10 с., 8 рис.

Разработано дифференциальное устройство для измерения температуры в канале управления газотурбинного двигателя (г.т.д.), где неравномерность поля температур по радиусу и по окружности достигает 100–400 К и может меняться на переходных режимах со скоростью до 400 К/с. Устройство состоит из двух каналов измерения и блока обработки информации и обладает чувствительностью 8.5 Гц/К. Быстродействие устройства на три порядка превышает быстродействие термомпар, что позволяет измерять истинную температуру газов г.т.д. Представлены функциональная схема устройства, описаны стенды для проведения испытаний, приведены результаты исследований, подтверждающие высокие метрологические характеристики устройства измерения.

**Варюхин Д.В., Таряник Н.В., Постол П.Н., Федюк Д.О. Криомагнитная система со сверхпроводниковыми обмотками для магнитного сепаратора.** — 7 с., 3 рис.

Описана криомагнитная система со сверхпроводниковыми обмотками, создающая в зоне сепарации (под криостатом) объемом  $1200 \times 200 \times 100$  мм<sup>3</sup> магнитное поле с индукцией до 2 Тл. Для создания протяженной зоны сепарации магнитная система выполнена из трех последовательно соединенных сверхпроводниковых соленоидов, при этом оси соленоидов параллельны, а сами соленоиды установлены в одной плоскости друг за другом в направлении большей стороны зоны сепарации. Гелиевый криостат выполнен в виде параллелепипеда с округлыми торцевыми поверхностями и обеспечивает наклон до 15° вдоль продольной оси. Ресурс работы по жидкому гелию составляет 170 ч; по жидкому азоту — 100 ч.

**Епифанов Е.О., Мигаль Е.А., Потемкин Ф.В., Антошин А.А., Юсупов В.И., Минаев Н.В. Установка для формирования трехмерных структур методом двухфотонной фемтосекундной полимеризации с использованием пространственно-временной фокусировки.** — 12 с., 4 рис.

Описана установка для лазерной трехмерной печати методом двухфотонной полимеризации с использованием схемы пространственно-временной фокусировки фемтосекундного лазерного излучения. Основная на доступных компонентах система позволяет формировать трехмерные структуры сантиметрового масштаба с микронным разрешением по всем направлениям, что является ее основным достоинством относительно других систем, в том числе коммерческих. При создании установки использовано минимальное количество оптических и оптомеханических компонентов, что значительно повышает доступность таких

установок в различных лабораториях. С помощью установки можно изготавливать трехмерные структуры различного назначения, в том числе скаффолд-структуры для задач тканевой инженерии.

**Калашников В.С., Коледов В.В., Кучин Д.С., Петров А.В., Шавров В.Г., Быбик М.С., Несоленов А.В.** Установка для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с эффектом памяти формы. — 7 с., 3 рис.

Описана экспериментальная установка для определения термомеханических свойств микропроволок из сплавов с эффектом памяти формы в диапазоне температур  $-190$  до  $+270^{\circ}\text{C}$ , механических напряжений до  $2000$  МПа и деформаций до  $50\%$ . Принцип работы установки основан на методе растяжения образца при переменной температуре и постоянной нагрузке. Измерение удлинения образца осуществляется оптическим датчиком перемещения. Установка испытана на микропроводах из известного сплава с эффектом памяти формы системы никель–титан состава  $\text{Ni}_{49,8}\text{Ti}_{50,2}$ . Установка позволяет исследовать функциональные свойства образцов микропроволок с эффек-

том памяти формы, перспективных для применений в микросистемной технике, нанотехнологии и медицинской технологии.

**Макарченко А.С., Кузьмин В.В., Сафиуллин К.Р., Кан Д.В., Тагиров М.С.** Криогенная очистка гелия и его использование для подготовки поляризационных ячеек и проведения неоптической поляризации ядер  $^3\text{He}$ . — 11 с., 3 рис.

Описано применение криогенной методики очистки изотопов гелия и их смесей от сопутствующих примесей, пригодной для использования при поляризации  $^3\text{He}$  методом РАРМ (Polarization of Atoms in a Magnetized Plasma). Очистка основана на длительной выдержке газа в трубке, помещенной в транспортный дюар, при температуре жидкого гелия. Наблюдаемый эмиссионный оптический спектр плазмы гелия и оценка ядерной поляризации (примерно  $1\%$ )  $^3\text{He}$ , полученной при комнатной температуре, свидетельствует об эффективности описанной процедуры для очистки гелия и поляризационных ячеек.

## СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

### ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

#### 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

#### ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае,

если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным 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/guidlines/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, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготов-

ленные в лабораториях”, должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции ([instr@pleiadesonline.com](mailto:instr@pleiadesonline.com)). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следовать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

## 2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками – это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.

7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу сле-

дует 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 подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее

1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

### 3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

### 4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>