## СОДЕРЖАНИЕ

#### Номер 1, 2021

Многокулонные газовые разрядники	
и их применение в импульсной технике (обзор)	
А. В. Харлов	5
ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА	
Люминесценция литиевой мишени при облучении протонным пучком	
А. Н. Макаров, Е. О. Соколова, С. Ю. Таскаев	30
Анизотропные структуры для концентрации потоков тепловых нейтронов	
Ю.В.Дробышевский, И.М.Анфимов, В.А.Варлачев, С.П.Кобелева, С.А.Некрасов, С.Н.Столбов	34
Сцинтилляционный годоскопический спектрометр	
В. И. Алексеев, В. А. Басков, В. А. Дронов, А. И. Львов, А. В. Кольцов, Ю. Ф. Кречетов, В. В. Полянский, С. С. Сидорин	40
Исследование и оптимизация прототипа системы охлаждения модуля кремниевой трековой системы эксперимента $BM@N$	
Д. В. Дементьев, Т. З. Лыгденова, П. И. Харламов	47
Гамма-детектор установки ИНЕС для измерения нейтронных сечений	
И. А. Васильев, Р. М. Джилкибаев, Д. В. Хлюстин	56
Особенности совместной работы координатно-чувствительной камеры на "теплой жидкости" и детектора телевизионного типа	
В. В. Сиксин	66
Неразрушающая элементная диагностика поврехности оболочек твэлов ионно-пучковыми и рентгеновскими аналитическими методами	
В. К. Егоров, Е. В. Егоров, Б. А. Калин, Д. А. Сафонов	72

#### ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Источник питания газоразрядного лазера на основе литий-полимерной аккумуляторной батареи

- А. А. Васеленок, В. А. Гурашвили, И. Д. Джигайло,
- Д. А. Кириленко, А. К. Кондратенко, В. Н. Кузьмин,
- В. С. Немчинов, А. Е. Полтанов, В. И. Сень, Н. Г. Туркин

81

Генератор высоковольтных импульсов с фронтом субнаносекундной длительности, формируемым гиромагнитной передающей линией

88

Разработка трехмодуляторной системы импульсного питания ускорителя электронов ИЛУ-14

- В. В. Безуглов, А. А. Брязгин, А. Ю. Власов, Л. А. Воронин,
- Е. Н. Кокин, М. В. Коробейников, А. В. Сидоров,
- В. О. Ткаченко, Е. А. Штарклев

93

#### ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Архитектура гибридного матричного высокоскоростного детектора формата 32 × 32 для спектрального диапазона вакуумный ультрафиолет—жесткий рентген

98

Экспериментальное исследование влияния профиля продольного распределения магнитного поля на выходные характеристики гиротрона

102

Измерение температурного сдвига спектра излучения светодиодов при их включении с помощью фотоприемной КМОП-матрицы

107

Холодные катоды на основе сборки микроканальных пластин для маломощных рентгеновских трубок

112

Динамические магнонные кристаллы для измерения дисперсии объемных магнитостатических спиновых волн, обусловленных магнитной анизотропией в пленках железоиттриевого граната

#### Р. Г. Крышталь, А. В. Медведь

116

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

Радиочастотные катушки для магнитно-резонансного микроскопа на основе безгелиевого томографа с полем 1.5 Тл

- Е. И. Демихов, А. В. Протопопов, Д. С. Дмитриев,
- А. Н. Багдинова, В. В. Лысенко, А. С. Рыбаков,
- М. В. Константинов, Д. А. Ивлев, В. И. Буякас, А. А. Гиппиус

123

Экспериментальная валидация расчетов методом Монте-Карло для аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion с помощью радиохромной дозиметрической пленки EBT3 и алмазного детектора T60019 PTW

- Т. Medjadj, А. И. Ксенофонтов, В. А. Климанов,
- А. В. Далечина, Ю. С. Кирпичев

129

#### ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Применение линий передачи с малыми потерями в составе к.в.ч.-радиометра при проведении газодинамических экспериментов

- Е. Ю. Гайнулина, Н. С. Корнев, К. В. Минеев,
- А. В. Назаров, Ю. И. Орехов

137

Измерение времени задержки запуска электронно-оптической камеры

К. А. Алабин, Н. С. Воробьев, А. И. Заровский

142

Термостатная камера для рентгеновских исследований тонкопленочных структур на жидких подложках

- А. М. Тихонов, В. Е. Асадчиков, Ю. О. Волков,
- А. Д. Нуждин, Б. С. Рощин

146

#### ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Стенд для термовакуумных механических испытаний

- А. Н. Баженов, А. Н. Коваль, С. Ю. Толстяков,
- Е. Е. Мухин, А. М. Дмитриев, Д. С. Самсонов

151

Одновременная регистрация спектров от нескольких детекторов гамма-излучения одним амплитудным анализатором

А. Г. Волкович, С. М. Игнатов

153

Микроволновый источник нетермальной плазмы при атмосферном давлении

- С. А. Горбатов, И. А. Иванов, А. В. Тихонов,
- В. Н. Тихонов, А. Ю. Шестериков

155

М. И. Дзюбенко, И. В. Коленов, В. П. Пелипенко, Н. Ф. Дахов, А. А. Галуза	157
СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ	
Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	159
Правила публикации в ПТЭ	165

УЛК 621.316.06

# МНОГОКУЛОННЫЕ ГАЗОВЫЕ РАЗРЯДНИКИ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В ИМПУЛЬСНОЙ ТЕХНИКЕ

(обзор)

© 2021 г. А. В. Харлов\*

Институт сильноточной электроники СО РАН Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3
\*e-mail: akharlov@lef.hcei.tsc.ru
Поступила в редакцию 14.04.2020 г.
После доработки 22.04.2020 г.
Принята к публикации 25.04.2020 г.

Сильноточные высоковольтные замыкающие разрядники являются ключевыми компонентами импульсных источников питания на основе энергоемких конденсаторных батарей. Самыми распространенными на сегодняшний день являются искровые разрядники благодаря относительно простой конструкции, надежности, простоте обслуживания и ремонта. Основным недостатком искровых промежутков является ограниченный срок службы, что прямо или косвенно связано с эрозией электродов. Для предотвращения эрозии электродов были предложены многоканальные разрядники и разрядники с движением канала разряда. В этом обзоре рассмотрены оба типа разрядников, и в обоих случаях Отдел импульсной техники ИСЭ СО РАН занимает лидирующие позиции в мире по их разработке.

**DOI:** 10.31857/S0032816220060099

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность тематики определяется широкой областью применения многокулонных замыкающих разрядников: для систем питания на основе энергоемких конденсаторных батарей для мощных лазеров [1–3], электромагнитных ускорителей [4, 5], установок по получению высоких импульсных магнитных полей [6], дробления материалов [7, 8], испытаний на электромагнитную совместимость [9] и т.д. Разрядник характеризуется напряжением пробоя, током и переносимым зарядом.

Существует несколько вариантов замыкающих разрядников: игнитроны, вакуумные разрядники, твердотельные разрядники, газовые (искровые) разрядники. Самыми распространенными на сегодняшний день являются искровые разрядники благодаря относительно простой конструкции, надежности, простоте обслуживания и ремонта. Наносекундные разряды были очень хорошо исследованы как теоретически, так и экспериментально [10-13 и ссылки в них]. Однако для разрядников с комбинацией большого тока (несколько сотен килоампер) и большой длительности импульса (от нескольких сотен микросекунд до миллисекунд), т.е. разрядников с высоким переносом заряда (многокулонных), это явление остается в значительной степени неисследованным из-за сложности вовлеченных процессов.

Экспериментальные исследования таких разрядников также ограничены, поскольку требуются большие конденсаторные батареи. Разрядник должен иметь высокий ресурс — много десятков тысяч импульсов без ухудшения характеристик. Эрозия электродов является одним из определяющих факторов для ресурса работы [14—16]. В ряде разрядников электроды просто заменяются после определенного количества срабатываний (например, разрядник ST-300A компании Махwell, применяемый в крупнейшей лазерной установке США — National Ignition Facility (NIF) [17]).

Принцип движения плазменного канала в магнитном поле используется как в замыкающих (искровые разрядники), так и в размыкающих (вакуумные прерыватели) устройствах сильноточной импульсной техники, а также в ускорителях плазмы. Во многих работах исследовалось движение плазменного канала в линейной рельсотронной геометрии применительно к генерации высокоскоростных плазменных потоков [18, 19]. Движение канала приводит к уменьшению плотности энергии, выделяющейся на электродах, и, как следствие, к снижению эрозии электродов. Известны газовые разрядники кольцевого типа с вращением канала разряда в собствен-

ном магнитном поле (аналогично вакуумным размыкателям [20, 21]). Во всех указанных выше работах применялся однополярный импульс, колебательный режим не исследовался.

В отделе импульсной техники ИСЭ СО РАН более 10 лет назад Б.М. Ковальчуком с сотрудниками были разработаны многокулонные газовые разрядники атмосферного давления с электродинамическим ускорением канала разряда [22] для конденсаторных модулей крупнейшей лазерной установки LMJ (Франция) [23]. В окончательной конфигурации LMJ 480 модулей конденсаторной батареи будут работать одновременно. Большое количество модулей в установке LMJ предъявляет жесткие требования к параметрам коммутационной системы.

К ним относятся надежность (30 лет расчетного срока службы LMJ), минимизация затрат, способность выдерживать режим отказов, стабильность от выстрела к выстрелу в контролируемых параметрах, ограничения по габаритам и массе, простота обслуживания и ряд других технических требований. Общее значение "± 5 мкс" задается как критерий одновременности при переключении 480 модулей. На уровне модуля этот критерий одновременности понимается как изменение времени переключения по пакету в 300 нс (предварительная ионизация и основной разряд) для каждого из двух модулей установки.

Эти разрядники обладали некоторыми недостатками, в частности имели ограниченный динамический диапазон рабочего напряжения. Несколько лет назад в Отделе импульсной техники ИСЭ СО РАН был разработан двухэлектродный коммутатор [24], являющийся развитием коммутаторов LMJ. Он состоит из включенных последовательно двухэлектродного разрядника с электродинамическим ускорением канала разряда и насыщающегося дросселя. Была продемонстрирована возможность включения коммутатора с высокой стабильностью в полном диапазоне напряжений 1—24 кВ при напряжении самопробоя 50 кВ.

Еще одним важным аспектом при анализе мощных импульсных систем накопления энергии является неизбежная генерация электромагнитных помех. Детальное исследование этих явлений было выполнено во время тестов на NIF [25]. Минимизация рассеянных магнитных полей в сильноточных индукторах исследовалась автором в работах [26, 27].

В некоторых технологических применениях (в частности, для интенсивно развивающегося метода магнитной формовки материалов [28, 29]) необходим колебательный режим разряда с малым декрементом затухания. Недавно Б.М. Ковальчуком с сотрудниками был разработан и исследован разрядник [30, 31] для колебательного

режима разряда с малым декрементом затухания в широком диапазоне амплитуды тока и длительности импульса.

В разделе 2 будет дано описание разрядников с электродинамическим ускорением канала разряда, разработанных в ИСЭ СО РАН, проведено их систематическое сравнение с мировыми аналогами, показаны преимущества разрядников ИСЭ СО РАН. Также будет рассмотрено моделирование движения плазмы и потери энергии в разрядниках.

Второй путь развития многокулонных разрядников — использование многоканального пробоя. Известны газовые разрядники линейной рельсотронной геометрии [32] компании Махwell (модель 40 302), использовавшиеся во многих лазерных установках США. В этих разрядниках разряд распределяется по площади электродов с помощью многоканального инициирования разряда. Главной проблемой данного подхода является трудность равномерно распределить ток между каналами.

Этот вариант также разрабатывался Б.М. Ковальчуком с сотрудниками. Примерно 20 лет тому назад в ИСЭ СО РАН был создан импульсный трансформатор, получивший название "ступень LTD" (см. [33] и ссылки там). Ее первичный накопитель представляет собой батарею конденсаторов, включенных параллельно, которые после замыкания разрядников через выходные шины включаются на общую нагрузку. Особенностью ступени LTD является малая емкость накопительных конденсаторов (несколько десятков нанофарад).

Это позволяет получить на согласованной нагрузке ступени LTD импульс тока, нарастающий за время ~100 нс без использования промежуточных емкостных накопителей, что открывает возможность построения LTD-генераторов, более компактных, чем традиционные генераторы по схеме "Маркс/водяная линия". В большинстве LTD-генераторов используется масло для изоляции первичных ступеней.

Около 10 лет назад в ИСЭ СО РАН был разработан ряд ступеней LTD с воздушной изоляцией при атмосферном давлении [34, 35]. Такой подход существенно упрощает конструкцию и эксплуатацию генераторов. Для этих LTD-ступеней разработана серия многоканальных многозазорных искровых разрядников, работающих в среде воздуха атмосферного давления при зарядном напряжении до 100 кВ [35–37]. В отечественной и зарубежной литературе нет обзорных статей по этой тематике, так в обзоре Герасимова [38] описаны только разработанные в ВНИИ экспериментальной физики многоканальные наносекундные разрядники (до 100 кВ, 400 кА). Много-

Параметры Основной разрядник Разрядник предыонизации Напряжение, кВ 21 - 2421 - 24250 2.5 Амплитуда тока, кА Длительность, мкс ~360 (на 10% от пика мощности) ~200 Разброс, нс  $\pm 300$  $\pm 300$ Заряд, Кл ~75 ~4 30 30 Ресурс, лет 20000 60000 Число импульсов 1 3 Частота, импульсов/30 мин ≤0.0001 ≤0.0001 Вероятность отказа

Таблица 1. Требования к разрядникам LMJ

канальным разрядникам посвящен раздел 4 обзора.

Основными группами замыкающих разрядников являются вакуумные разрядники, разрядники высокого давления и твердотельные разрядники. В работах [39, 40] представлен обзор длительных испытаний (~ 3 года) разрядников различных типов для NIF, которые проводились на испытательном стенде в Национальной лаборатории Сандиа (Sandia National Laboratories, USA). Основными критериями оценки были стабильная работа, низкие эксплуатационные расходы, длительный срок службы (в идеале полный срок службы лазера), экологическая безопасность.

Искровой разрядник ST-300A, разработанный компанией Maxwell Physics International, был окончательно выбран для системы питания NIF в качестве компромисса между стоимостью и техническими параметрами. Этот разрядник имеет ограниченный срок службы, но относительно легко ремонтируется. Ремонт ST-300A сводится к замене графитовых электродов и, возможно, стекловолоконного изолятора (после ~2000 выстрелов). В предварительных испытаниях вероятность отказа для ST-300A была ~ 0.1%.

#### 2. РАЗРЯДНИКИ С ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМ УСКОРЕНИЕМ КАНАЛА РАЗРЯЛА

#### 2.1. Разрядники LMJ разработки ИСЭ СО РАН

Основные требования к разрядникам приведены в табл. 1.

Основные проблемы, которые должны быть решены при разработке сильноточного многокулонного разрядника, следующие:

- ограничить эрозию электродов на минимальном достижимом уровне;
- 2) исключить распыление изоляторов продуктами разряда;
- 3) не допустить механических повреждений, которые возможны из-за циклических нагрузок.

Хотя общий ресурс работы разрядников ограничивают несколько факторов, срывы в работе обычно связаны прямо или косвенно с эрозией электродов. Исследованию эрозии электродов в искровых разрядниках посвящено большое количество работ (см. [14—16] и ссылки в них). В этих исследованиях было показано, что скорость эрозии электродов в искровых разрядниках зависит от многих факторов, а именно: материала электродов, напряжения, переносимого заряда, тока через разрядник, используемого газа и его давления, магнитного поля и т.д.

С помощью высокоскоростной оптико-электронной регистрации было установлено, что катодное пятно имеет сложную структуру, с многими микропятнами внутри [41, 42]. Эти микропятна могут сливаться и дробиться в зависимости от тока и температуры поверхности. При больших токах и высоких температурах микропятна образуют скопления с перекрывающимися тепловыми полями. Два режима эрозии были идентифицированы в работе [14]: микроэрозия при взаимодействии отдельных искровых нитей с поверхностью электродов и макроэрозия с гораздо большей скоростью, когда в интегрированном катодном пятне выделяется энергия, достаточная для начала плавления. Условие начала плавления может быть найдено при решении одномерного уравнения теплопроводности

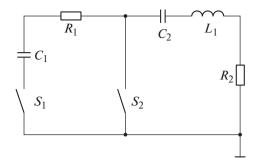
$$\rho c(\partial T/\partial t) = \lambda(\partial^2 T/\partial x^2) \tag{1}$$

с начальными условиями

$$\lambda \partial T / \partial x = -q(t), \quad T(x,0) = T(\infty,t) = T_0,$$
 (2)

где  $\rho$  — плотность, c — теплоемкость,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности материала электрода, q(t) — тепловой поток на поверхности электрода. Решение уравнения (1) для постоянного потока тепла с длительностью  $t_p$  было найдено Белкиным [43]. Начало плавления определяется условием

$$qt_p = 0.5\sqrt{\pi}(T_m - T_0)\rho c\delta, \tag{3}$$



**Рис. 1.** Эквивалентная электрическая схема разрядного контура стенда.  $C_1$  — емкость предыонизации,  $C_2$  — основная емкость,  $R_1$  — ограничительный резистор для цепи предыонизации,  $R_2$  — сопротивление нагрузки,  $L_1$  — индуктивность нагрузки,  $S_1$  — разрядник предыонизации,  $S_2$  — основной разрядник.

где  $T_m$  — температура плавления,  $T_0$  — начальная температура поверхности электрода,  $\delta = \sqrt{\lambda t_p/\rho c}$  — характерная глубина тепловой диффузии. Поток тепла может быть аппроксимирован как  $q \approx U c_c J(t)$ , где J(t) — плотность тока,  $U_c$  — приэлектродное падение напряжения. Можно также вычислить среднюю плотность тока в комбинированном катодном пятне, необходимую для начала плавления:

$$J^* = 0.5\sqrt{\pi}(T_m - T_0)\rho c\delta/U_c t_p.$$
 (4)

Например, для медных электродов  $U_c \sim 15-20~\mathrm{B}$  и при параметрах импульса основного разрядника, приведенных в табл. 1, из уравнения (4) следует  $J^* \approx 10^4~\mathrm{A/cm^2}$ . Это означает, что при неподвижном канале разряда неизбежны плавление и испарение материала электрода, поскольку плотность тока в разряде выше на порядок и более ( $J \ge 10^5~\mathrm{A/cm^2}$ ).

Принцип контроля вакуумной дуги магнитным полем, заставляющим двигаться контрагированную дугу, был реализован много лет назад в вакуумных размыкателях тока [44, 45]. Линейная геометрия вакуумного размыкателя была исследована в [46] при токе до 35 кА, и была получена скорость движения дуги до 3 км/с в собственном магнитном поле. В дуговых нагревателях для металлургических и химических процессов [47], работающих при атмосферном давлении, также применяется магнитное поле для перемещения дуги, хотя при существенно меньших токах (до 1 кА).

Кольцевые разрядники высокого давления с вращающимся каналом разряда были сконструированы по аналогии с вакуумными приборами. В работе [48] рассмотрена теоретическая модель таких разрядников, как с внешним, так и с собственным магнитным полем. Экспериментальное исследование разрядника с вращающимся каналом разряда проведено в [49] при токе до 200 кА в колебательном разряде с переносом заряда ~200 Кл за

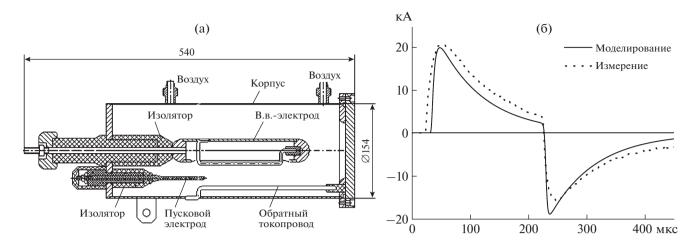
импульс. В работе [50] представлено исследование коаксиального разрядника с вращающимся каналом разряда (26 кВ, 250 кА, 75 Кл), созданного в компании "Титан" (Titan Pulse Sciences Division, USA) специально для мегаджоульных конденсаторных батарей. Разрядник разработки этой компании не был принят на LMJ из-за высокой стоимости и сложности в обслуживании.

2.1.1. Стенд для испытания разрядников. Для испытаний была собрана конденсаторная батарея с параметрами, эквивалентными модулям LMJ. Эквивалентная электрическая схема разрядного контура приведена на рис. 1. Замыкание предыонизационного разрядника создает низкоэнергетический разряд, называемый предыонизационным. Замыкание основного разрядника через 200-250 мкс после предварительной ионизации генерирует высокоэнергетический разряд, передающий всю энергию нагрузке. Конденсаторная батарея  $C_2$  для основной цепи собрана из десяти параллельно соединенных конденсаторов ТРС (310 мкФ, 24 кВ). Цепь предыонизации состоит из двух конденсаторов ТРС (40 мкФ, 24 кВ), соединенных параллельно. Разрядники установлены в середине батареи. Разрядники и предыонизации, и основной работают в сухом воздухе при атмосферном давлении с автоматической продувкой после каждого выстрела.

Блоки нагрузки размещены на обратной стороне конденсаторной батареи. Блоки нагрузки изготавливаются в виде катушек из фольги из нержавеющей стали (толщина 0.1 мм, удельное сопротивление 76 мкОм · см). Индуктивность катушки составляет 48 мкГн, а сопротивление — 0.63 Ом. Индуктивность и сопротивление катушки выбираются таким образом, чтобы форма тока в основном разряднике была близка к току ламп накачки. Блоки нагрузки охлаждаются проточной водой, что позволяет производить выстрелы с частотой один раз в две минуты.

2.1.2. Конструкция и принцип работы разрядника предыонизации. Чертеж поперечного сечения предыонизационного разрядника представлен на рис. 2а. Втулка для установки свечи зажигания и трубные соединители для продувки воздуха приварены к корпусу цилиндра (нержавеющая сталь). Высоковольтный (в.в.) электрод крепится к корпусу разрядника узлом, состоящим из двух изоляторов и фланца. Одна сторона электрода обратного токопровода приварена к корпусу разрядника, другая сторона закреплена изолятором, установленным в отверстии на фланце. Пусковой электрод закреплен на корпусе разрядника через изолятор.

Автомобильная свеча зажигания, размещенная на корпусе напротив острия пускового электрода, служит для ультрафиолетовой (у.ф.) подсветки разрядника. Расстояние между в.в.- и пус-



**Рис. 2.** Чертеж поперечного сечения предыонизационного разрядника (a) и типичные формы токовых сигналов для схемы предыонизации (б).

ковым электродом составляет 18 мм, между пусковым и заземленным электродом ~11 мм. Напряжение пробоя постоянного тока для разрядника составляет около 50 кВ.

Все электроды изготовлены из меди, поскольку эксперименты показали, что эрозия на медных электродах значительно ниже, чем на нержавеющих (вероятно, из-за высокого коэффициента теплопроводности меди). Общее количество выстрелов, выполненных с этим разрядником, составляет около 60 000, с учетом 40 000 выстрелов с переносом заряда 2 Кл. На этих 60 000 выстрелах не было зарегистрировано ни одного самозапуска или несрабатывания (обратим внимание, что во время испытаний не проводилось никаких работ по очистке или техническому обслуживанию).

При окончательной разборке разрядника на поверхности изоляторов не было обнаружено никаких видимых следов металлических загрязнений. Эрозия электрода была небольшой, и никаких изменений в межэлектродном зазоре не наблюдалось. Дополнительным доказательством является то, что напряжение самопробоя после испытаний осталось таким же, как и в начале испытаний (48—50 кВ). Нижняя граница срабатывания осталась на уровне  $\sim 16$  кВ. Среднеквадратичное отклонение разброса запуска составляло не более 60 нс при зарядном напряжении 21-24 кВ. Длина следа эрозии составила  $\sim 7$  см в выстрелах с переносом заряда 2 Кл и  $\sim 13$  см после выстрелов с переносом заряда 4 Кл.

На рис. 26 представлены типичные формы токовых сигналов для схемы предыонизации и результаты моделирования схемы. Перенос заряда, полученный в результате эксперимента и расчетов, равен 3.9 и 3.75 Кл соответственно.

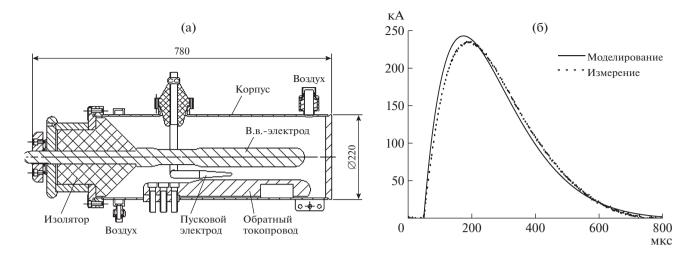
## **2.1.3. Конструкция и принцип работы основного разрядника.** Высоковольтные и низковольтные

электроды изготовлены из медного стержня Ø50 мм. Для основного разрядника скорость нарастания тока примерно на порядок выше, чем в предыонизационном, а для принятых диаметров электродов скорость нарастания магнитного поля в области электродов примерно такая же, как и в предыонизационном разряднике. На рис. За показана окончательная конструкция разрядника, которая была испытана на 22000 выстрелов с переносом заряда ~70 Кл без какого-либо обслуживания.

Высоковольтный электрод крепится к корпусу разрядника через изолятор и отжимной фланец. Труба обратного токопровода установлена на основании и закреплена болтами. Пусковой электрод с изолятором закреплен во втулке отжимным фланцем. Положение пускового электрода можно регулировать в вертикальном направлении. Свеча у.ф.-подсветки расположена на корпусе напротив острия пускового электрода.

Напряжение пробоя постоянного тока для основного разрядника также составляет около 50 кВ. Собранный разрядник с блоком запуска, распределительным в.в.-блоком и делителем напряжения установлен на консоли таким же образом, как и предыонизационный. На рис. 3б представлены типичные формы сигналов тока для основного разрядника и результаты моделирования. Перенос заряда, полученный в результате эксперимента и расчетов, равен 74 и 74.5 Кл соответственно. Между экспериментальными результатами и расчетами наблюдается довольно хорошее соответствие.

После основных испытаний на ресурс работы при атмосферном давлении были проведены дополнительные эксперименты при более низких давлениях, чтобы проверить возможность работы при более низких напряжениях. В табл. 2 приве-



**Рис. 3.** Чертеж поперечного сечения основного разрядника (a) и типичные формы токовых сигналов для основного разряда (б).

дены временные задержки t и их среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  при срабатывании основного разрядника и предыонизационного разрядника, полученные по 50 выстрелов при каждом давлении. В этих экспериментах была продемонстрирована возможность надежной работы до 10 кB.

Для определения зависимости перемещения искрового канала от тока были проведены специальные исследования. Поочередно 1, 2,..., и, наконец, 10 конденсаторов подключались к коммутатору.

Исследовалась зависимость скорости перемещения искрового канала от тока:

<i>N</i> , шт	2	4	6	8	10
I, к $A$	50	100	150	200	240
<i>V</i> , км/с	0.5	0.9	1.2	1.5	1.9

Из этих данных видно, что как ток, так и скорость дуги имеют линейную зависимость от количества конденсаторов в батарее, поэтому перемещение пропорционально току при фиксированной длительности импульса.

Простая эмпирическая формула для скоростей дуги была приведена в [51] и воспроизведена ниже:

$$V_0 = kB^{0.6}I^{0.4}d^{-0.4}\rho_a^{-0.5},$$

где k — постоянная (4.6 для воздуха); B, Тл — поперечное магнитное поле; I, А — ток дуги; d, м — межэлектродное пространство;  $\rho_a$  — относительная плотность среды (равна единице для атмосферного воздуха). Из этой формулы сразу следует, что в нашем случае скорость дуги пропорциональна току дуги, поскольку магнитное поле линейно пропорционально току. Оценка по этой формуле дает значение  $V_0 \sim 2.2$  км/с для средней скорости дуги при амплитуде тока дуги 240 кА.

В работе [5] экспериментально и теоретически исследовано влияние плотности газа на ускорение плазменного канала в рельсотроне, заполненного различными газами (ксеноном, воздухом или гелием) при атмосферном давлении. В частности, там показано, что после достижения разрядным током устойчивого значения скорость плазменного фронта остается постоянной до тех пор, пока сохраняется ток.

Максимальная скорость дуги, зарегистрированная в атмосферном воздухе при 400 кА в [5], составляла ~9 км/с. В нашем случае максимальная скорость в момент максимума тока примерно

**Таблица 2.** Значения времени задержки срабатывания t и среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  в зависимости от лавления

<i>P</i> , атм	<i>U</i> , кВ	Основной	разрядник	Разрядник предыонизации		
1 , and	C, KD	t, HC	σ, нс	t, HC	σ, нс	
1.0	24	437	34.6	802	99	
0.9	22	473	30.3	690	26.5	
0.8	20	458	37	663	32	
0.4	10	740	142	1923	444	

в два раза больше средней скорости ~4 км/с, что соответствует значению работы [5], учитывая также разницу в токе примерно в два раза.

#### 2.2. Двухэлектродный разрядник

2.2.1. Конструкция разрядника. На рис. 4а показано поперечное сечение двухэлектродного искрового промежутка с электродинамическим ускорением искрового канала. Легко заметить, что конструкция почти такая же, как и для основного разрядника LMJ (рис. 3a). Это обеспечивает возможность быстрого изменения конфигурации рис. За к рис. 4а.

Однако имеются две характерные особенности: 1) нет пускового электрода и запуск осуществляется через последовательно включенный в цепь насыщающийся индуктор; 2) на в.в.-электрод приварена коническая втулка 1 с острой кромкой, чтобы локально уменьшить межэлектродный зазор и зафиксировать там место инициирования пробоя.

При выбранном основном зазоре ~25 мм статическое пробивное напряжение искрового промежутка составляет ~56 кВ. Для трехэлектродного разрядника на рис. За рабочий диапазон определяется статическим пробивным напряжением ~55 кВ и пробивным напряжением между пусковым и низковольтным электродами ~18 кВ. Для двухэлектродного разрядника на рис. 4а рабочий диапазон может быть эффективно расширен до нулевого напряжения: основной зазор может быть пробит только запускающим импульсом. Для варианта рис. За два зазора в разряднике не могут быть пробиты одновременно при любой амплитуде пускового импульса.

- 2.2.2. Испытательный стенд. Схема испытательного стенда для главного разрядника приведена на рис. 4б. Здесь использована конденсаторная батарея, описанная выше ( $C_2$ - $C_{11}$  соответствует  $C_2$  на рис. 1). Основная специфическая особенность схемы рис 4б заключается в том, что корпус главного разрядника соединен с землей через насыщающийся индуктор  $L_1$ . Пусковой импульс изолирован от окружающего контура через этот индуктор. Его индуктивность очень велика во время пускового импульса, а затем резко падает в начале основного импульса.
- 2.2.3. Результаты тестов. Напряжение на нагрузке  $U_L$  и осциллограммы тока цепи приведены на рис. 5 при зарядном напряжении 20 кВ. По этим осциллограммам мы рассчитывали: напряжение на конденсаторах основной батареи  $U_c$ ; напряжение на основном разряднике (SW)  $U_{SW}$ ; активное сопротивление основного разрядника; энергию, рассеянную в нагрузке; энергию, рассеянную в основном разряднике. Основной целью экспериментов являлось точное определение потерь энергии в сильноточном искровом проме-

жутке при коммутации в субмиллисекундном временном диапазоне. В табл. 3 обобщены полученные результаты. Главные результаты заключаются в следующем: показано, что потери энергии в коммутаторе очень высоки при низких зарядных напряжениях (~20-25% от энергии, запасенной в конденсаторной батарее при напряжении ниже 2 кВ), но не превышают 4% при напряжении выше 15 кВ. В ходе испытаний был получен очень широкий рабочий диапазон: от 1 до 20 кВ (при напряжении самопробоя 50 кВ) со стабильностью 30 нс. Разрядник может использоваться в качестве кроубарного разрядника, пробивающегося при практически нулевом напряжении. Параметры этого разрядника являются одними из лучших в мире и стимулируют его использование в различных приложениях. Основное сопротивление искрового промежутка  $R_{SW}$  падает с увеличением тока цепи. Это можно объяснить повышением температуры в плазменном канале и увеличением проводимости.

#### 2.3. Разрядники для колебательного режима разряда батареи

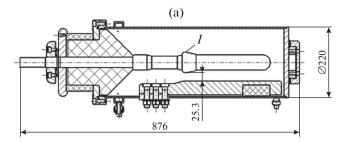
Технические требования на газовый разрядник:

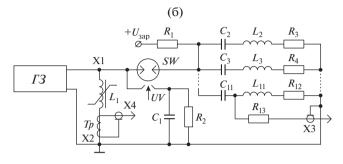
<ul> <li>диапазон рабочих напряжений</li> </ul>	20-50 кВ
<ul><li>напряжение самопробоя</li></ul>	90 ĸB
<ul><li>– максимальный ток</li></ul>	135 кА
<ul> <li>– максимальный перенос заряда</li> </ul>	15 Кл
<ul><li>– частота срабатывания</li></ul>	≤1 импульс/15 с
— газ	осушенный воздух
— амплитуда пускового импульса	70 кВ
<ul> <li>фронт пускового импульса</li> </ul>	<100 нс

2.3.1. Обоснование выбора параметров разрядника. Движение канала разряда. Движение канала разряда по электродам разрядника позволяет уменьшить эрозию электродов и снизить запыление изоляторов в разряднике продуктами эрозии. Снижение эрозии позволяет сохранить форму электродов и обеспечить за счет этого стабильное напряжение самопробоя промежутка в разряднике и стабильность времени запаздывания срабатывания разрядника.

Скорость движения канала разряда определяется балансом магнитной силы и силы сопротивления среды, действующих на канал разряда. Магнитная сила, действующая на канал разряда, равна произведению величины тока и среднего по каналу разряда магнитного поля в данный момент времени на длину канала разряда:  $F_m(t) = I(t)B_{cp}(t)d$ .

Сила сопротивления среды, действующая на канал разряда:  $F_{P_3}(t) = P_2(t)S$ , где S = bd — площадь канала разряда по нормали к направлению дви-



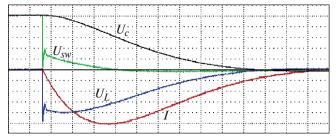


**Рис. 4.** Конструкция двухэлектродного разрядника (а: I — коническая втулка с острой кромкой на в.в.-электроде); **б** — схема испытательного стенда ( $+U_{\rm 3ap}$  — напряжение питания, I 3 — генератор запускающих импульсов, UV — блок у.ф.-подсветки).

жения,  $P_2(t)$  — давление за фронтом ударной волны.

Для увеличения среднего магнитного поля по каналу разряда желательно уменьшать диаметр электродов и величину межэлектродного зазора. Уменьшение диаметра электродов при данном уровне напряжения повышает напряженность электрического поля в межэлектродном зазоре и ограничивает максимальное рабочее напряжение разрядника. Повышая давление в разряднике, можно увеличить рабочее напряжение, но при этом растет сила сопротивления среды, действующая на канал разряда, уменьшается скорость перемещения канала вдоль электродов, что приводит к росту эрозии.

Предварительные эксперименты по выбору диаметра электродов разрядника и межэлектродного промежутка были выполнены с электродами



**Рис. 5.** Осциллограммы:  $U_c$  — напряжение на конденсаторной батарее, I — ток цепи,  $U_L$  — напряжение нагрузки,  $U_{SW}$  — напряжение на разряднике. Масштаб по вертикали: напряжения — 4 кВ/деление, тока — 40 кА/деление; по горизонтали — 50 мкс/деление.

диаметром 12, 16, 20 мм с межэлектродным зазором 40 мм. На основании результатов, полученных в этих опытах, для использования в разрабатываемом разряднике были приняты электроды Ø20 мм.

Напряжение самопробоя разрядника. Для измерения напряжения самопробоя испытательное напряжение от высоковольтного источника подавалось кабелем на в.в.-электрод разрядника. Скорость подъема напряжения перед пробоем составляла  $\sim 1$  кВ/с. В момент пробоя фиксировалось напряжение по прибору источника. В каждом измерении осуществлялось по 10 подъемов напряжения и определялось среднее значение. Исследовалась зависимость напряжения самопробоя  $U_{\rm cn}$  от диаметра электродов  $\varnothing$  (давление атмосферное, межэлектродный зазор 40 мм):

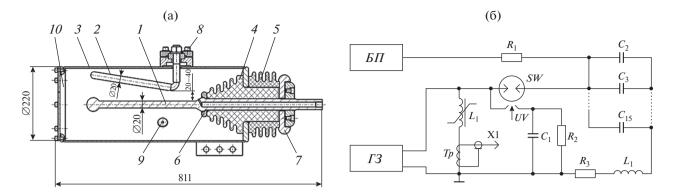
$\emptyset$ , mm	12	16	20
$U_{\rm cn}$ , кВ	63	71	77.2
$E_{\rm c}$ , кВ/см	41.5	40	39,

а также зависимость напряжения самопробоя разрядника  $U_{\rm cn}$  с диаметром электродов 20 мм от величины межэлектродного зазора d:

d, mm	20	25	30	35	40
$U_{\rm cn}$ , кВ	56	63.6	71.2	76.4	77.2
$E_{\rm c}$ , кВ/см	39.8	39.7	40.3	40.5	39,

**Таблица 3.** Полученные результаты ( $U_{\text{зар}}$  — зарядное напряжение на конденсаторной батарее,  $U_{L\text{max}}$  и  $I_{L\text{max}}$  — напряжение нагрузки и ток в момент максимума тока,  $W_c$  — начальная энергия батареи,  $W_L$  — энергия нагрузки,  $W_{SW}$  — потери энергии в главном разряднике)

$U_{\rm 3ap}$ , kB	$I_{ m max}$ , к $A$	$U_{L ext{max}}$ , к $B$	$R_{\rm load}$ , Ом	$R_{SW}$ , Ом	$W_c$ , Дж	$\mathbf{W}_L$ , кДж	$W_c - W_L$ , кДж	$W_{SW}$ , кДж	δ <i>W</i> , %
1.2	11.6	0.68	0.058	0.0175	2.3	1.66	0.662	0.586	25.4
2.64	26.1	1.5	0.058	0.01	10.7	8.91	1.77	1.76	16.4
5.2	52.6	3.1	0.059	0.006	42.03	38.5	3.53	3.5	9.7
10.35	103	6.26	0.06	0.0043	166.6	155.62	10.98	10.88	6.58
15.34	153.2	9.5	0.062	0.0026	365.86	350.5	15.36	14.92	4.08
20.34	202	12.95	0.064	0.0023	643.3	619.04	24.24	22.146	3.44



**Рис. 6.** Конструкция разрядника (а: 1 — в.в.-электрод; 2 — заземленный электрод; 3 — корпус разрядника; 4, 5 — элементы проходного изолятора; 6, 7 — экраны в.в.-электрода; 8 — узел крепления заземленного электрода; 9 — разрядник подсветки; 10 — крышка корпуса); 6 — электрическая схема испытательного стенда ( $B\Pi$  — в.в.-блок питания,  $\Gamma 3$  — генератор запускающих импульсов, UV — блок у.ф.-подсветки).

где  $E_{\rm c}$  — расчетная напряженность электрического поля на центральном электроде.

Как видно из приведенных данных, при диаметре электродов 20 мм и зазоре 40 мм напряжение самопробоя равно 77.2 кВ. При работе при напряжении 40 кВ напряжение самопробоя выше рабочего в 1.93 раза, а при 50 кВ — в 1.54 раза. При уменьшении межэлектродного зазора до 30 мм при зарядном напряжении 50 кВ превышение составит 1.42 раза, а при 40 кВ — 1.78 раза. Напряжение самопробоя можно повысить до 90 кВ при межэлектродном зазоре 30 и 20 мм, подняв давление до 1.4 и 1.9 ата соответственно.

Необходимое превышение напряжения самопробоя разрядника над уровнем рабочего напряжения будет зависеть от стабильности напряжения самопробоя при эксплуатации разрядника. На стабильность напряжения самопробоя влияют изменение межэлектродного зазора, состояние поверхности электродов, наличие продуктов эрозии на электродах и изоляторах разрядника, влажность и наличие примесей в воздухе, который используется для продувки разрядника.

**2.3.2. Конструкция разрядника.** Конструкция разрядника приведена на рис. 6а. Высоковольтный электрод разрядника *1*, изготовленный из меди, установлен по центру корпуса разрядника *3* и закреплен в изоляторах *4* и *5* между экранами *6* и *7* с помощью уплотняющей шайбы. По центру электрода *1* имеется канал, по которому в разрядник подводится воздух. Конец электрода *1* сделан в виде шара для снижения напряженности электрического поля в промежутке между шаром и крышкой корпуса *10*.

Заземленный электрод 2 так же изготовлен из меди и крепится к корпусу разрядника с помощью узла крепления 8. Имеется возможность изменения минимального зазора между электродами 1 и 2 от 20 до 40 мм.

Разрядник герметизирован с помощью прокладок из силиконовой резины. Через пластину, приваренную к корпусу, разрядник крепится к одному из фланцев насыщающегося дросселя. В корпус 3 основного разрядника встроен разрядник 9 для у.ф.-облучения зазора между электродами 1 и 2 в момент подачи напряжения от генератора запускающих импульсов для уменьшения статистического времени запаздывания пробоя.

**2.3.3.** Электрическая схема стенда. Описание конструкции. Электрическая схема испытательного стенда приведена на рис. 6б. В состав стенда входят в.в.-блок питания  $Б\Pi$ , зарядный резистор  $R_1$ , генератор запускающих импульсов  $\Gamma 3$  с насыщающимся дросселем L, батарея конденсаторов  $C_2-C_{15}$ , исследуемый разрядник SW, цепь подсветки разрядника  $C_1-R_2$ , трансформатор для измерения разрядного тока Tp (PEARSON model 1423), дополнительные резистор  $R_3$  и индуктивность  $L_1$ .

Батарея  $C_2$ — $C_{15}$  заряжается от высоковольтного источника  $B\Pi$  напряжением отрицательной полярности через зарядный резистор  $R_1$ . Время зарядки батареи составляет ~70 с. После достижения на батарее установленного уровня напряжения срабатывает запускающий генератор  $\Gamma 3$ , и импульс положительной полярности прикладывается к корпусу разрядника SW и к соединенному с ним низковольтному электроду.

Корпус разрядника соединен с заземленной плитой стенда через насыщающийся дроссель L. В исходном состоянии дроссель имеет большое индуктивное сопротивление, которое поддерживает напряжение на корпусе разрядника до пробоя зазора. После пробоя происходит насыщение сердечников, индуктивное сопротивление дросселя снижается и корпус разрядника соединяется с земляной шиной через очень малое сопротивление. Батарея  $C_2$ — $C_{15}$  разряжается, формируя в

контуре импульс тока. Для получения необходимых амплитуды и формы тока использовались дополнительные резистор  $R_3$  и индуктивность  $L_1$ . До пробоя основного зазора на фронте запускающего импульса пробивается разрядник подсветки и происходит облучение основного зазора у.ф. излучением, что уменьшает разброс времени срабатывания основного разрядника. Разрядный ток регистрируется трансформатором тока Tp.

Накопитель собран из 14 конденсаторов ИК-50-3 (50 кВ, 3 мкФ). Конденсаторы расположены на изоляционной плите двумя линейками по 7 конденсаторов. Конденсаторы соединены параллельно шинами высоковольтных выводов и перемычками между корпусами. Измеренная емкость батареи составляет 39.9 мкФ.

Дополнительные резисторы для быстрого и для медленного режима изготовлены из набора спиралей, намотанных нержавеющей проволокой  $\emptyset$ 3 мм. Дополнительная индуктивность  $L_1$  для быстрого режима выполнена в виде петли из стальной шины 25  $\times$  4 мм. Расчетная индуктивность 0.54 мк $\Gamma$ н.

Дополнительная индуктивность  $L_1$  для медленного режима состоит из четырех катушек, включенных параллельно и установленных на заземленной плите стенда. Катушки выполнены из медной шины сечением  $6 \times 4$  мм². Шина намотана на стеклоэпоксидную трубу внешним диаметром 130 мм и длиной 1 м. Катушки содержат по 135 витков. Индуктивность четырех катушек, включенных параллельно, 83 мкГн, сопротивление 11.1 мОм. С высоковольтным электродом разрядника батарея соединяется высоковольтным подводом.

**2.3.4.** Режимы для испытания разрядника. Разрядник должен работать в двух режимах разряда — быстром и медленном. Переход от одного режима к другому требует изменения схемы разрядного контура.

**Методика испытаний.** Накопитель стенда заряжался до напряжения 40 кB за  $\sim 70 \text{ c}$ . Все испытания в быстром и медленном режимах проводились при зарядном напряжении 40 кB.

В каждом срабатывании регистрировались сигналы с делителя напряжения генератора запускающих импульсов и трансформатора тока *Тр* цифровым осциллографом. Испытания разрядника проводились сериями по 200 включений в день. Перед началом серии измерялись емкость и тангенс угла диэлектрических потерь (tgδ) батареи стенда. После окончания серии измерялось напряжение самопробоя разрядника и осматривались элементы стенда.

Периодически разрядник разбирался, и проводились осмотр и фотографирование электродов и внутреннего изолятора разрядника, а также

измерение диаметров электродов в месте максимальной эрозии.

Разрядный контур для быстрого режима. Для реализации быстрого режима в разрядный контур стенда последовательно включаются дополнительная индуктивность  $L_1 = 0.54$  мкГн и дополнительное сопротивление  $R_3 = 0.0125$  Ом. На рис. 7а приведены осциллограмма тока в режиме быстрого разряда и расчетный переносимый заряд. Амплитуда тока равна 162 кА, переносимый заряд 12.3 Кл. Период колебаний 60 мкс. Полная индуктивность и полное сопротивление контура, рассчитанные по периоду и затуханию колебаний, составляют 2.0-2.2 мкГн и 0.03-0.034 Ом.

Разрядный контур для медленного режима. Для реализации медленного режима в разрядный контур стенда последовательно включаются дополнительная индуктивность  $L_1 = 82$  мкГн и дополнительное сопротивление  $R_3 = 0.1$  Ом. На рис. 76 приведены осциллограмма тока медленного разряда и расчетный переносимый заряд. Амплитуда тока равна 27 кА, переносимый заряд 18.5 Кл. Период колебаний 360 мкс. Полная индуктивность и полное сопротивление контура, рассчитанные по периоду и затуханию колебаний, составляют 80.5-83 мкГн и 0.132-0.142 Ом.

**2.3.5.** Полученные результаты. Задержка срабатывания разрядника и ее стабильность. Был определен диапазон управления разрядника. Разрядник начинает запускаться с зарядного напряжения 10 кB. В диапазоне от 10 до 16 кB запуск разрядника не стабилен, с пропусками. Поэтому нижняя граница диапазона управления определена как 16 кB. Измерение задержки срабатывания разрядника проводилось при зарядном напряжении 16, 20, 30, 40 и 50 кB для зазора между электродами в разряднике 30 и 40 мм. На каждом напряжении делалось  $20 \text{ включений и вычислялось среднее значение задержки <math>t_{\rm d}$  и среднеквадратичный разброс  $\sigma$ . Результаты измерений приведены в табл. 4.

Напряжение самопробоя. Общее количество выстрелов при испытаниях составило ≈10000 поровну в быстром и медленном режимах. Колебания напряжения самопробоя не превышали 2%. Во время испытаний не проводилось никаких работ по очистке или техническому обслуживанию.

Состояние основных узлов разрядника. Осмотр показал состояние электродов, корпуса и изолятора.

Состояние электродов. В месте минимального межэлектродного зазора за счет эрозии диаметр электродов уменьшился на 0.3 мм. Межэлектродный зазор при этом увеличился на 0.6 мм. В зоне максимальной эрозии (минимальный межэлектродный зазор) высота выступов над поверхностью электрода  $\leq 100$  мкм. Поверхность выступов

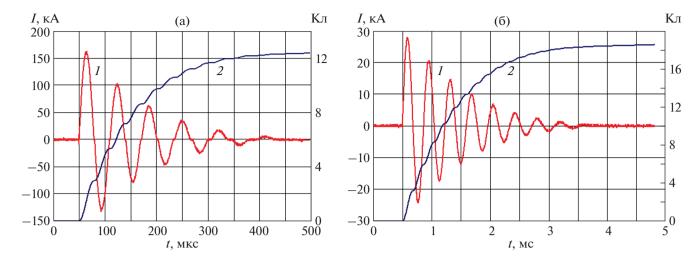


Рис. 7. Осциллограммы тока разряда (1) и расчетный переносимый заряд (2) для быстрого (а) и медленного (б) режимов.

сглажена. Эрозия электродов убывает от места минимального зазора и на расстоянии 100 мм эрозионные пятна на электродах практически отсутствуют, и след от разряда равномерно распределен по поверхности электрода, обращенной в сторону межэлектродного зазора.

Корпус разрядника. На внутренней поверхности корпуса в конце заземленного электрода после работы в медленном режиме разряда возникают эрозионные пятна. Очевидно, в этой зоне канал разряда с низковольтного электрода может переходить на корпус. Зона, на которой расположены эрозионные пятна на корпусе, ~30 см². Эрозия незначительна. Напряженность электрического поля около поверхности корпуса минимальная. Можно не ожидать влияния появления этих пятен на напряжение самопробоя разрядника и пусковые характеристики.

Состояние изолятора. Ребра изолятора, обращенные в сторону канала разряда, покрыты порошком окиси меди. Максимально запылены первое и второе ребра в секторе напротив канала. На поверхности ребер, обращенных в сторону, противоположную от канала разряда, запыления практически не видно. Никаких проблем, связанных с перекрытием изолятора при эксплуатации в медленном и быстром режимах и при определении напряжения самопробоя, не возникало.

## **2.2.6.** Выводы по полученным результатам. На основании результатов испытаний можно сделать следующие выводы.

• Разрядник с рабочим напряжением 50 кВ может быть создан с межэлектродным зазором 30—40 мм (минимальный зазор между электродами). При этом давление воздуха в разряднике может быть равно атмосферному либо увеличено до 1.1—1.2 ата.

- Результаты эксплуатации разрядника в медленном и быстром режимах при рабочем напряжении 40 кВ и запасаемой энергии 32 кДж позволяют надеяться на возможность достижения срока службы ~50000 срабатываний.
- Подача воздуха в объем разрядника через центральный электрод сразу после выстрела с расходом ~8 л/с позволяет охлаждать электроды разрядника, удалять продукты эрозии электродов, уменьшать скорость запыления поверхности изолятора, находящегося внутри разрядника.

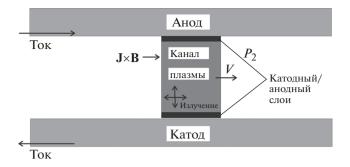
#### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В настоящее время имеется большое количество работ по моделированию движения плазмы с применением одномерной [52] или двумерной [53] магнитной гидродинамики как в вакууме, так и в газах различной плотности. Также имеется ряд работ, в которых рассматривается задача передачи тепла на электроды при взаимодействии с дугой.

В работе [54] проведено двумерное моделирование нагрева медных электродов в геометрии вакуумного прерывателя. Недостаток работы [54]

**Таблица 4.** Значения задержки  $t_{\rm d}$  и среднеквадратичного разброса  $\sigma$ 

<i>U</i> , кВ	Зазор	30 мм	Зазор 40 мм		
U, KD	$t_{\rm d}$ , HC $\sigma$ , HC		$t_{\rm d}$ , HC	σ, нс	
16	104.4	9.2	167.9	25.0	
20	83.6	4.8	145.7	14.5	
30	40.1	1.3	97.0	5.3	
40	34.9	0.9	42.4	1.8	
50	32.1	0.7	38.6	1.8	



**Рис. 8.** Схема движения дуги. J — плотность тока.

состоит в искусственном задании потока энергии без связи с внешней цепью.

В работе [55] проведено двумерное моделирование распределения температуры на контактной поверхности вакуумного прерывателя и сравнение с экспериментальными результатами для той же геометрии. При расчете эрозии электродов в реальных устройствах также используются полуэмпирические модели типа [56] с набором коэффициентов для согласования с экспериментом.

В большинстве работ при моделировании пренебрегается зависимостью теплофизических параметров от температуры. Кроме того, следует констатировать, что в настоящее время при расчете сильноточных устройств с плазменными токовыми каналами раздельно решаются задачи движения плазмы и передачи тепла на электроды. В действительности должна решаться комбинированная задача, поскольку тепловые процессы на электродах могут влиять на движение плазмы (например, из-за присоединения испаряемого материала электродов к плазме). До сих пор не проводилось решения таких задач.

В работах автора [16, 57] разработана комбинированная модель движения плазмы в разрядниках с электродинамическим ускорением канала разряда, позволяющая рассчитывать движение плазмы и нагрев электродов самосогласованно. Проведены расчеты для униполярного и колебательного режимов в широком диапазоне параметров, подтверждено хорошее согласие с экспериментом.

#### 3.1. Движение дуги

Расчетная модель и уравнения подробно описаны в [16, 57]. Движение дуги в канале рельсотрона (рис. 8) может быть описано как движение подвижного токового контура под действием ускоряющей силы со стороны магнитного поля и силы сопротивления среды, которая действует на поверхность плазменной перемычки. Движение дуги приводит к появлению ударной волны с давлением  $P_2$  впереди ускоряющегося плазменного канала ( $P_1$  — давление невозмущенного газа).

Уравнения движения при этих условиях записываются как:

$$\frac{d(mv)}{dt} = I(t)B(t)l - P_2S,$$
 (5)

$$\frac{d(m)}{dt} = \alpha I^2,\tag{6}$$

где I — ток в цепи; B — магнитное поле в области дуги; l — длина дуги (высота рельсового канала);  $P_{2}$  — давление в области между ударной волной, движущейся впереди плазменной перемычки в стационарном газе со скоростью  $V_1$ , как выводится в теории ударных волн в газах, и плазменным каналом; S — эффективная площадь плазменной перемычки. Параметр абляции α учитывает только массу, включающуюся в движение вместе с ускоряющейся плазмой. Начальные условия для уравнений (5), (6) очевидны: v(0) = 0,  $m(0) = m_0$ . За  $m_0$  берется масса столба воздуха атмосферного давления. Давление  $P_2$  много больше атмосферного давления при интересующих нас параметрах разряда и может быть записано в приближении сильной ударной волны, т.е.

$$P_2 = \frac{\gamma + 1}{2} \rho_1 v^2,\tag{7}$$

где  $\gamma$  — показатель адиабаты,  $\rho_1$  — плотность воздуха при атмосферном давлении, т.е. 1.29 кг/м<sup>3</sup>.

Подставив (7) в уравнение (5), получим нелинейное дифференциальное уравнение для скорости v. Это уравнение может быть решено численно при произвольных параметрах, но для малых масс хорошая аппроксимация достигается в приближении нулевой массы, приравнивая нулю левую часть уравнения (1), что приводит к выражению:

$$v(t) = \sqrt{2IBl/(\gamma + 1)\rho_1 S}.$$
 (8)

В самом деле, время формирования и характерное расстояние формирования ударной волны при равноускоренном движении могут быть записаны следующим образом:

$$t_0 = \frac{2c_0}{(\gamma + 1)a_0}, \quad x_0 = a_0 t_0^2 / 2,$$
 (9)

где  $a_0$  и  $c_0$  представляют начальное ускорение и невозмущенную скорость звука в воздухе.

Принимая во внимание начальную массу плазменного столба и скорость эрозии, измеренную в [14] как 100 мкг/Кл, масса плазмы может быть оценена как  $m \le 0.02$  г при токе 250 кА, и из формул (9) получается  $t_0 \sim 0.2$  мкс,  $x_0 \sim 0.003$  см. Временные и пространственные масштабы формирования ударной волны много меньше характерных значений задачи, поэтому формирование ударной волны может рассматриваться как мгно-

венное в момент образования плазменного канала.

На рис. 9 показано сравнение скорости дуги, рассчитанной по формуле (8), с численным решением уравнений (5), (6) с ненулевым коэффициентом абляции. В расчете использовался типичный ток разряда (рис. 36) из работы [22]. Из этого графика можно видеть, что при  $m \le 0.12$  г приближение нулевой массы является вполне приемлемым, а оценка остается справедливой и при больших массах.

Средняя скорость находится в диапазоне 1.7—1.9 км/с для кривых, представленных на рис. 9. Отметим, что средняя скорость движения искрового канала, измеренная в [22], составила ~1.8 км/с, что свидетельствует о хорошем согласии теоретических и экспериментальных данных. Сравнение с результатами работы [5], где рассматривалось движение плазменного канала в линейном рельсотроне, также дает хорошее согласие.

#### 3.2. Нагрев электродов

При движении плазменного канала вдоль электродов (координата z) поток тепла на позиции z(t) может быть записан как:

$$\delta Q_e(z(t)) = (U_e I(t) + \Psi_r S_e) \delta z / v(t)$$
 (10)

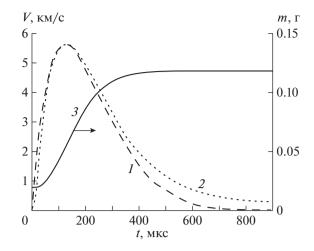
или

$$\delta Q(z)/\delta z = (U_{\rho}I(t) + \Psi_{r}S_{\rho})/v(t), \tag{11}$$

где  $U_e$  — падение напряжения на катодном (анодном) слое,  $\Psi_r$  — полная плотность мощности излучения,  $S_e$  — площадь пятна дуги катода (анода). Моделирование излучения плазменного канала весьма сложно. Частичный захват материала абляции плазменным каналом приводит к плазменному состоянию, включающему смесь газа и металлического пара. Добавление паров металла не только увеличивает излучаемую мощность, но и увеличивает электропроводность в зонах, окружающих дугу. Оба эти эффекта имеют тенденцию уменьшать температуру на оси дуги. Подробный обзор различных аспектов моделирования термической плазмы (включая сильноточные электрические дуги) дан в работе [58].

Излучение состоит из линейчатого излучения атомов и ионов и непрерывного излучения. Хотя обработка линейчатого излучения является наиболее сложной задачей, его необходимо учитывать, поскольку оно часто является основным компонентом передачи радиационной энергии [59, 60].

Типичные диаметры дуги при микросекундных импульсах с током более 100 кА можно оценить в 15—20 мм. В наших расчетах был принят диаметр дуги 15 мм, соответствующий ширине следа дуги, наблюдаемой в [22]. Плотность тока превышает 20 кА/см<sup>2</sup> во всех режимах, рассмот-



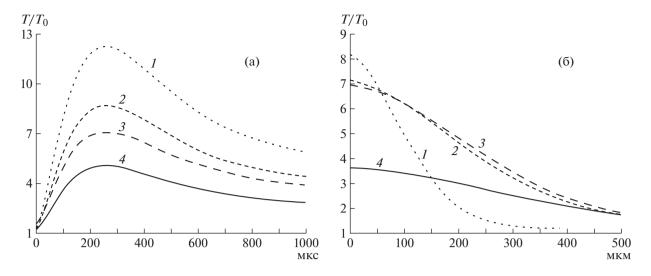
**Рис. 9.** Скорость движения плазменного канала: 1 - при нулевом коэффициенте абляции ( $\alpha = 0$ ), 2 - при ненулевом  $\alpha$ ; 3 - расчетная масса плазмы канала.

ренных в настоящей работе, и поэтому локально термодинамически равновесная плазма (кроме излучения) при характерных временах >100 мкс является допустимым приближением. Площадь катодного пятна значительно меньше общей площади поверхности плазменного канала, а это означает, что потери излучательной энергии значительно больше энергии, подаваемой на электроды.

Сталь, медь, вольфрам и молибден рассмотрены здесь в качестве материала электродов, поскольку они используются наиболее часто в реальных конструкциях.

На рис. 10а приведена временная зависимость температуры поверхности электрода для этих материалов ( $T_0=293~{\rm K}-{\rm Ha}$ чальная температура). На рис. 10б показано распределение температуры по глубине в момент времени  $t=600~{\rm M}$ кс. Из рис.  $10~{\rm Mo}$  можно было видеть, что температурное распределение в этот момент времени самое плавное у меди и самое резкое у стали. Из этих соображений медь является предпочтительным материалом для электродов по сравнению с другими материалами, рассмотренными в расчетах, благодаря высокой теплопроводности меди, несмотря на более высокие температуры плавления остальных материалов.

В табл. 5 сравнивается максимальная температура на поверхности электрода  $T_{\rm max}$  для стали, меди, молибдена и вольфрама с температурой плавления  $T_{\rm пл}$  для этих материалов (как с учетом, так и без учета излучения). Здесь также показана длина диффузии  $\delta$ . Из табл. 5 видно, что для стального электрода максимальная температура на поверхности значительно превышает температуру плавления, в то время как для всех других материалов  $T_{\rm max} \leq T_{\rm пл}$ .



**Рис. 10.** Зависимость температуры на поверхности катода от времени (a); 6 — распределение температуры по глубине электрода в момент времени t = 600 мкс. 1 — сталь, 2 — молибден, 3 — вольфрам, 4 — медь.

# 3.3. Моделирование газовых разрядников с электродинамическим ускорением канала разряда для колебательного режима разряда конденсаторной батареи

#### 3.3.1. Расчеты электрического и магнитного по-

ля. Расчетная геометрия разрядника приведена на рис. 11а. В расчетной геометрии два параллельных цилиндрических электрода заключены в общий корпус. Несколько противоречивые требования возникают при сравнении движения дуги под действием магнитного поля и требуемой электрической прочности. На рис. 11б показано\_изменение напряженности электрического поля в промежутке между электродами. Видно, что электрическое поле резко неоднородно с максимумом на высоковольтном электроде и минимумом в середине зазора с различием примерно в 3 раза. Требование получения высокого магнитного поля обуславливает малый радиус электродов, что, очевидно, приводит к повышению электрического поля на электродах. Заземленный корпус также оказывает существенное влияние на распределение электрического поля, "отталкивая" поле от низковольтного (заземленного) электрода.

**Таблица 5.** Максимальная температура на поверхности катода (без излучения/с излучением)

Материал электрода	T <sub>max</sub> , K	$T_{\Pi\Pi}$ , K	$T_{ m max}/T_{ m \Pi  m J}$	$\delta = \sqrt{\lambda t_p/\rho c}$
Сталь	2988/3585	1808	1.65/1.98	40
Медь	1230/1476	1358	0.9/1.08	120
Вольфрам	1945/2334	3695	0.53/0.64	70
Молибден	2139/2566	2623	0.81/0.97	80

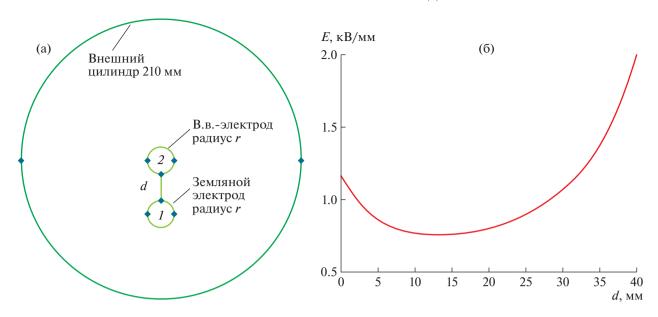
Ниже приведены результаты расчетов магнитного поля (максимального  $B_{\text{max}}$  и среднего  $B_{\text{av}}$ ) на линии между электродами для двух значений радиуса r электродов (10 мм и 15 мм) и расстояния d между электродами (для тока 150 кА):

d, mm	40	50	60	
$B_{\rm max}$ , Тл ( $r$ 10/ $r$ 15)	3.86/3.07	3.6/2.7	3.36/2.47	
$B_{\rm av}$ , Тл $(r10/r15)$	2.9/2.21	2.35/2.24	2.01/1.82	

Отсюда видно, что магнитное поле в основном определяется радиусом электродов, а расстояние между электродами влияет слабо, несколько понижая среднее значение.

#### 3.3.2. Моделирование движения канала разряда.

Расчеты проводились для условий эксперимента, описанных в [30]. Осциллограммы тока были приведены выше на рис. 7. На рис. 12 приведены расчетные скорости движения искрового канала в быстром (рис. 12а) и медленном (рис. 12б) режимах. В табл. 6 даны результаты расчетов для максимальной скорости искрового канала и его перемещения под действием силы магнитного поля. Полученные значения для полного перемещения несколько выше, чем экспериментальные. Это объясняется вкладом расчетного хвоста скорости в смещение, хотя в эксперименте искра к этому времени исчезает. Соотношения перемещения для быстрого и медленного режимов соответствуют экспериментальным (примерно как отношение общего переносимого заряда, как следует из модели). Для эффективного движения канала необходимо, чтобы смещение за первый полупериод было сравнимо или превышало межэлектродный зазор. Нагрев электродов для этих режимов не превосходит 600 К.



**Рис. 11.** Расчетная геометрия разрядника (а: d — расстояние между электродами, r — радиус электродов);  $\mathbf{6}$  — напряженность электрического поля на линии между электродами от точки I (земляной электрод) до точки 2 (в.в.-электрод).

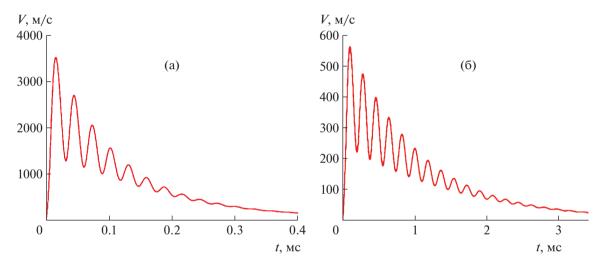


Рис. 12. Расчетные скорости движения искрового канала в быстром (а) и медленном (б) режимах.

3.3.3. Моделирование кольцевых газовых разрядников с электродинамическим ускорением канала разряда для оптимизации геометрии. Расчетная геометрия разрядника приведена на рис. 13а. В расчетной геометрии два параллельных кольцевых электрода заключены в общий корпус. На рис. 136 показана двумерная картина электрического поля. Видно, что электрическое поле симметрично между электродами, в отличие от плоской геометрии, что позволяет расширить диапазон управления разрядником на ≈50%. Еще один существенный критерий выбора геометрии разрядника — напряженность электрического поля на изоляторе. Были проведены расчеты при неизменной геометрии электродов с изменением диаметра изолятора (рис 13а). Результаты расчетов напряженности

электрического поля на поверхности изолятора следующие:

$D_{\scriptscriptstyle  m H3}$ , мм	210	230	250	270	290	330	370
$E_{\rm max}$ , $\kappa B/c M$	6.6	5.4	4.5	4.0	3.7	3.45	3.37

**Таблица 6.** Результаты расчетов для максимальной скорости искрового канала и его перемещения под действием силы магнитного поля (S — полное перемещение, S1 — за первый полупериод)

Режим	<i>V</i> <sub>max</sub> , м/с	S, м (расчет/эксперимент)	S1, м (расчет)
Быстрый	3500	0.27/0.18	0.053
Медленный	600	0.35/0.25	0.056

Видно, что при диаметре  $\approx$ 280 мм поле по поверхности менее 4 кB/см, т.е. вполне рабочее значение для любого материала изолятора.

#### 4. МНОГОКАНАЛЬНЫЕ РАЗРЯДНИКИ

Известны газовые разрядники линейной рельсотронной геометрии [32] компании Maxwell (модель 40 302 и ее модификации), использовавшиеся в большинстве крупных лазерных установок США, таких как Shiva [61], Nova [62]. Модификация таких разрядников также была применена на установке Atlas [63]. Конденсаторная батарея Atlas состоит из 96 модулей Маркса (36 МДж, 240 кВ). Система рассчитана на пиковый ток 45—50 МА с временем нарастания 4—5 мкс. В батарее использовано 300 замыкающих разрядников.

В этих разрядниках разряд распределяется по площади электродов с помощью многоканального инициирования разряда по принципу искажения поля на среднем электроде [64]. Работа многоканальных газовых разрядников зависит от множества статистически изменяющихся факторов. Количество каналов, образующихся в зазоре, зависит от индуктивности замыкающей дуги, импеданса токоподвода разрядника, среднего разделения между каналами, дисперсии в напряжении, необходимом для пробоя зазора, скорости нарастания пускового импульса, электрического поля вдоль поперечного сечения разрядника, плотности заполняющего газа и т.д.

В работе [65] было исследовано влияние многих параметров на работу многоканального многозазорного искрового разрядника с тороидальными электродами.

В статье Герасимова [38] дан обзор разработанных в РФЯЦ—ВНИИЭФ многоканальных (несколько десятков) низкоиндуктивных (~1 нГн) газонаполненных разрядников с ламельными управляющими

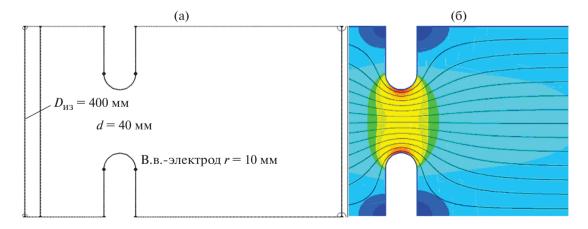
электродами на рабочее напряжение ≤100 кВ и коммутируемый ток до 400 кА. Управляющие электроды в виде узких тонких пластин находятся под промежуточным потенциалом в зазоре между двумя общими основными электродами — высоковольтным и низковольтным (заземленным) — равномерно по их длине.

При одновременном изменении потенциала ламелей за время <15 нс подачей сигнала по цепям запуска в объеме газа возмущается распределение электрического поля. Напряженность поля на поверхностях электродов и особенно на кромках ламелей резко возрастает, и с них синхронно развиваются пробои на один, затем на второй или сразу на оба основных электрода. Идейно эти разрядники близки к разрядникам Maxwell 40302 с искажением поля.

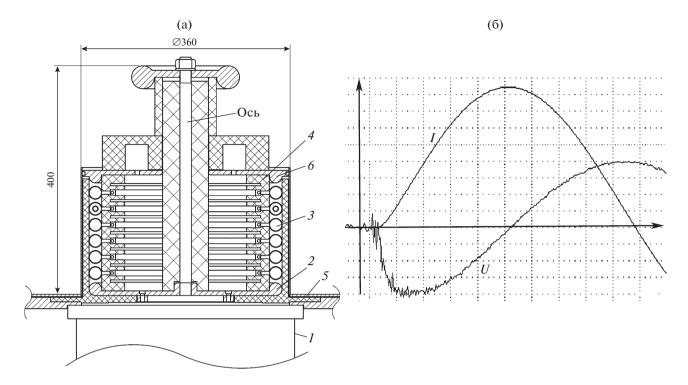
В работе [66] исследован многоканальный газовый разрядник с поджигом плазменными сгустками. Сгустки генерировались шестиканальной кольцевой микроплазменной пушкой, встроенной в пусковой электрод. Происходил пробой газа в нескольких местах вокруг струйных отверстий. В этой работе было установлено, что среднее число разрядных каналов увеличивалось по мере увеличения энергии поджига. Максимальное число каналов достигало 4. Ниже будут описаны разрядники разработки ИСЭ СО РАН.

### 4.1. 20-канальный 7-зазорный разрядник коаксиального типа

20-канальный 7-зазорный разрядник коаксиального типа был применен в генераторе тока с регулируемой формой импульса [67]. Конструкция разрядника приведена на рис. 14а. Высоковольтный электрод 2 закреплен с изолятором 4 на высоковольтном выводе конденсатора 1. Промежуточные электроды 3 закреплены на изоляционном корпусе 4 с помощью болтов. Низковольтный



**Рис. 13.** Расчетная геометрия разрядника (**a**: d — расстояние между электродами; r — радиус электродов); **б** — двумерная картина электрического поля.



**Рис. 14.** Конструкция коаксиального 20-канального 7-зазорного разрядника (a: 1 – корпус основного конденсатора: - потенциальный электрод; 3 - промежуточные сферические электроды; 4 - корпус изолятора; 5 - верхний электрод полосковой передающей линии; 6 — низковольтный электрод);  $\mathbf{6}$  — осциллограммы напряжения на индуктивной канавке и пересчитанного из него тока в короткозамкнутой нагрузке (масштаб по вертикали: напряжения – 100 В/деление, тока -100 кA/деление; по горизонтали -100 нc/деление).

электрод 6 разрядника установлен на корпус, и вся конструкция стянута с помощью шпильки. Контакт между низковольтным электродом и корпусом осуществляется пружиной, расположенной в канавке электрода (на рисунке не показана).

Высокое напряжение распределяется по зазорам резистивным делителем. Резисторы делителя расположены в канавках изолятора 4 (на рисунке не показаны). Выравнивание напряжения по каналам осуществляется с помощью проводящего резинового шнура с высоким удельным сопротивлением. Шнуры вставлены в отверстия болтов каждого ряда промежуточных электродов.

Пусковая цепь разрядника представляет собой отрезок кабеля РК-75-9 без оплетки, вставленный в отверстия электродов второго ряда. Концы кабеля выведены из разрядника через отверстие в низковольтном электроде. При запуске разрядника на пусковой кабель подается импульс отрицательной полярности амплитудой ~120 кВ.

Испытания проводились на зарядных напряжениях 50, 60, 70, 80 кВ и замыкании тока по одной и по двум сторонам. Результаты приведены в табл. 7.

Проведенные испытания показали успешную работу коаксиального многозазорного разрядника в модельном эксперименте с одним конденсатором и возможность его использования в качестве коммутирующего элемента первичного контура генератора тока. На короткозамкнутой нагрузке получен ток ~800 кА с временем нарастания ~500 нс.

#### 4.2. Разрядники ступеней линейного трансформатора (LTD)

Применение ступеней линейного трансформатора с воздушной изоляцией при атмосферном давлении (вместо масляной или элегазовой) в первичной обмотке существенно упрощает конструкцию генераторов. Развитый в ИСЭ СО РАН подход по модульной конструкции ступеней [34— 36] позволил разработать новый подход к конструкции генераторов тераваттного диапазона с линейным скейлингом стоимости и размера установок с увеличением энергозапаса.

Основным элементом конструкции ступеней, разработанных в ИСЭ, является конденсаторный блок. Он состоит из двух конденсаторов и газового разрядника. Для этих целей был разработан специальный многоканальный многозазорный разрядник. Крупномасштабные установки [68] могут состоять из сотен ступеней с несколькими десятками конденсаторных блоков в каждой ступени. При наличии огромного количества параллельно включенных элементов определяющим

Таблица 7. Амплитуда тока и время до максимума в за-
висимости от зарядного напряжения

Зарядное напряжение, кВ	Время до максимума, нс	Амплитуда тока, кА	
50	565	470	
60	550	570	
70	545	665	
80	528	790	

вопросом становится стабильность работы газовых разрядников и достижение очень низкой вероятности самопробоя. Кроме того, ресурс работы разрядников должен приближаться к ресурсу конденсаторов.

4.2.1. Открытые разрядники. Разрядники двух типов применялись в малогабаритном генераторе тока [69]: линейный разрядник (рис. 15а) и дисковый разрядник (рис. 15б). Шаровые электроды разрядников (сталь, 22 мм диаметр) закреплены на изоляторах из оргстекла. В оргстекле также находятся 7 резисторов Р1-35-4 (68 МОм) для распределения напряжения между рядами шаровых электродов. Выравнивание напряжения между шаровыэлектродами одного ряда достигается с помощью проводящей резины, пропущенной через головки болтов одного ряда. Разрядники работают в режиме самопробоя при нарушении равномерного распределения напряжения по электродам при подаче пускового импульса через емкостную связь на один из рядов шаровых электродов. Плоский разрядник близкой конструкции использовался также в генераторе ГИТ-32 [70].

**4.2.2.** Однополярные конденсаторные блоки. Создана серия блоков [71, 72] из емкостного накопителя и многоканального многозазорного искрового разрядника в едином корпусе из эпоксидного компаунда. Разрядник и весь блок работает в среде воздуха атмосферного давления при зарядном напряжении до 100 кВ. Волновое со-

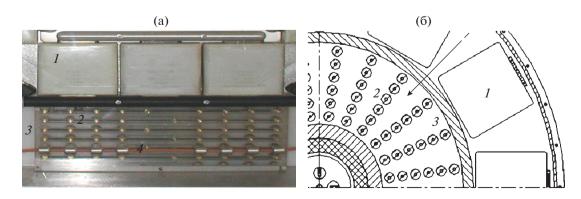
противление разрядного контура блока имеет порядок 1 Ом. Пиковая мощность вывода энергии в согласованную нагрузку составляет 1—2 ГВт при характерном времени вывода энергии 60—150 нс в зависимости от емкости накопителя блока.

С использованием этих блоков создана серия ступеней линейного импульсного трансформатора без масляной изоляции [34—36], работающих при зарядном напряжении до 100 кВ в воздухе атмосферного давления. Ступени имеют модульный принцип построения и позволяют прогнозируемо варьировать параметры первичного емкостного накопителя.

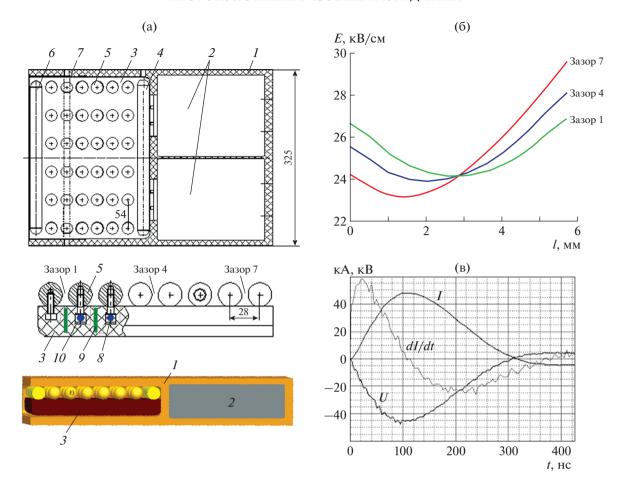
Конструкция блока приведена на рис. 16а. Корпус блока *I* выполнен из компаунда из эпоксидной смолы и кварцевой пыли. Конденсаторы 2 (GA 35426, 0.04 мкФ, 100 кВ) залиты в корпус блока. Шаровые электроды разрядника *3* размещены на специальных болтах, головки которых залиты в эпоксидный компаунд. В эпоксидном компаунде также находятся 7 резисторов P1-35-4 (68 МОм) для распределения напряжения между шестью рядами шаровых электродов. Заливка эпоксидным компаундом усиливает внешнюю электрическую изоляцию конденсаторов и обеспечивает возможность работы при зарядном напряжении 100 кВ в атмосферном воздухе.

Выравнивание напряжения между шаровыми электродами одного ряда достигается с помощью проводящей резины, пропущенной через головки болтов одного ряда. Напряжение от высоковольтного пускового генератора подводится жилой высоковольтного кабеля, пропущенной через один из рядов шаровых электродов. Было проведено исследование параметров импульса в зависимости от числа каналов и зазоров в разряднике. Результаты даны на рис. 16в и в табл. 8.

**Моделирование разрядного контура.** Для моделирования переходного сопротивления  $R_{\rm ch}(t)$  и индуктивности  $L_{\rm ch}(t)$  канала разряда нами выбрана модель Брагинского [73]. Ранее авторами Ан-



**Рис. 15.** Конструкции разрядников: **a** — плоского 8-канального 7-зазорного; **б** — дискового. I — конденсаторы; 2 — шаровые электроды; 3 — плита изолятора; 4 — пусковой кабель.



**Рис. 16.** Конструкция конденсаторного блока (**a**: I – корпус блока; 2 – конденсаторы; 3 – плита изолятора; 4 – потенциальный электрод; 5 – промежуточные сферические электроды; 6 – низковольтный электрод; 7 – пусковой кабель; 8 – болты крепления промежуточных электродов; 9 – резисторы активного делителя; 10 – корд проводящей резины); 6 – распределение электрического поля в межэлектродных зазорах 1, 4, 7;  $\mathbf{B}$  – осциллограммы тока, производной тока и напряжения.

дреевым и Орловым [74] получено хорошее согласование экспериментальных характеристик искрового канала при близких условиях разряда с результатами расчета по этой модели. Модель описывает гидродинамическое расширение канала в искровой стадии разряда в приближении постоянной проводимости. Согласно ей сопротивление искрового разрядника дается выражением

$$R_{\rm ch}(t) = \frac{d[\rm cm]}{k \left( \int I^{0.67} dt \right)},$$

где d — суммарный межэлектродный зазор в разряднике, k — константа, зависящая от рабочего газа, давления и проводимости канала. Для воздуха при атмосферном давлении и проводимости  $\Sigma \sim 3 \cdot 10^4$  (Ом м)<sup>-1</sup> константа  $k \approx 1.2 \cdot 10^5$  [74].

Индуктивность канала разрядника L(t) можно оценить из его геометрии, используя зависимость изменяющегося во времени радиуса канала r(t),

рассчитанную в соответствии с используемой молелью:

$$r(t) = r(t_0) + \left(\frac{k}{\pi \Sigma}\right)^{1/2} \left(\int_{t_0}^t |i(t)|^{0.67} dt\right)^{1/2},$$

где  $r(t_0) \sim 0.01$  см (слабо влияет на расчеты) — начальный радиус канала, сформировавшийся к началу искровой стадии.

Расчет показывает, что индуктивность единичного канала разрядника L(t) в течение импульса тока уменьшается с  $\sim$ 140 нГн до  $\sim$ (115—125) нГн. Эта величина включает в себя постоянную индуктивность электродов разрядника и динамическую индуктивность искрового канала. Падение напряжения на разряднике обусловлено, в основном, составляющей L(t)dI/dt, пропорциональной скорости изменения тока. Вклад составляющей I(t)dL/dt, пропорциональной скорости изменения индуктивности, пренебрежимо мал.

1.7 Ом

6

4

2

1

на нагрузке, кВ максимума, нс % нагрузке, Дж напряжения напряжения агрузке, ГВт в разряднике Амплитуда Мощность в активной Амплитуда на нагрузке, в разряд-нике, Дж гока I, кА Время до Энергия  $\Delta W_P$  % Нагрузка Реверс Энергия каналов Потери Число 0.95 Ом 115 46 10 2.2 307 23 48 93 6 99 4 120 43 2.0 301 25 46 12 2 44 131 41 16 1.8 300 100 25 1 39 167 37 25 1.4 295 105 26

0

0

0

6

2.1

2.0

1.8

1.6

61

58

56

53

Таблица 8. Усредненные по нескольким выстрелам параметры импульса в зависимости от числа каналов и зазоров в разряднике. Зарядное напряжение 100 кВ

Для расчета индуктивного падения напряжения на разряднике с достаточной точностью вместо динамической индуктивности L(t) можно использовать некоторое среднее значение  $L_{ch}$ . Индуктивность разрядника определяется как  $L_{SW}$  =  $=L_{\rm ch}/N$ , где N — число каналов в разряднике. В табл. 9 приведены расчетные значения радиуса канала  $r(T_{\text{end}})$  и индуктивности канала  $L(T_{\text{end}})$  к концу импульса тока, а также индуктивности канала  $L_{\rm ch}$ , используемой в качестве эквивалента при моделировании и полученной из условия  $L(t)dI/dt \approx L_{ch}dI(t)/dt$ . Результаты исследований показывают, что неидеальная коммутационная характеристика разрядника и вносимая им дополнительная индуктивность приводят к существенному снижению выходной мощности и затягиванию фронта импульса.

36

34

33

31

95

104

118

155

**4.2.3.** Двухполярные конденсаторные блоки. Первая модель. Конструкция первого варианта блока с двухполярной зарядкой приведена на рис. 17а, а внешний вид этого блока показан на рис. 17б. В этой конструкции разрядника использовались сферические электроды Ø22.3 мм с шагом 28 мм между центрами, что приводит к искровому зазору в канале 5.7 мм. Расстояние между первым шаром и пластиной заземления также равно 5.7 мм.

Таблица 9. Параметры канала разрядника

Число каналов	Амплитуда тока, кА	$r(T_{\rm end}),$	$L(T_{ m end}),$ н $\Gamma$ н	$L_{ m ch},$ н $\Gamma$ н
6	47.7	1.28	123	125
4	45.8	1.48	121	125
2	43.6	1.91	119	120
1	39.1	2.67	116	115

В разряднике используется 6 параллельных каналов. Зарядное напряжение поступает на электроды, которые залиты внутри корпуса блока (эпоксидной смолой), через отверстия в корпусе блока. Запускающий импульс к каждому из двух разрядников поступает через высоковольтный провод, который проходит через отверстия в среднем ряду (из трех рядов) сферических электродов. Основные размеры блока такие же, как и у 7-зазорных блоков с однополярной зарядкой (80 × 325 × 450 мм).

343

338

333

331

57

62

67

69

14

15

17

17

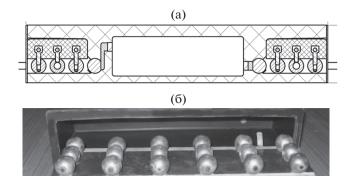
Блок был установлен на испытательный стенд с нагрузкой 2 Ом. Тесты были проведены при зарядном напряжении  $\pm 50$  кВ. Этот испытательный стенд позволяет делать ~150 выстрелов/ч, что приводит к ~ 1000 выстрелов/день. Ниже дана информация о самозапусках за 14000 выстрелов:

№ 1000 выстрелов 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 14000 Кол-во само- запусков 14 0 3 0 0 1 1 1 0 0 0 0 0 0  $\Sigma = 20$ 

Средние параметры за 14000 выстрелов: напряжение нагрузки 65.9 кВ, пусковое напряжение 99.6 кВ, задержка времени запуска 60.3 нс.

Визуальный контроль разрядников блока после 14000 выстрелов показал, что эрозия электродов примерно одинакова во всех каналах и не заметно следов пробоя на поверхности корпуса разрядника или на корпусе конденсаторного блока.

Вторая модель. Во втором варианте блока с двухполярной зарядкой электроды, подсоединенные к зажимам конденсатора, выполнены в виде пластин. Это позволило сделать в корпусе блока каналы  $\emptyset$ 10—12 мм для размещения развязывающих резисторов при тех же базовых размерах блока. При сборке емкостного модуля, состоящего из пяти блоков, развязывающие резисторы



**Рис. 17.** Конструкция модели № 1 двухполярного конденсаторного блока (**a**) и его внешний вид (**б**).

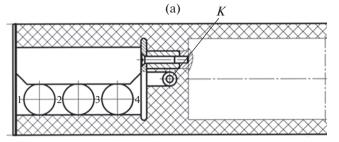
вставляются между блоками. Блок уплотняется также возле конечных электродов и высоковольтных пусковых кабелей.

Его конструкция приведена на рис. 18а, а рассчитанное распределение электрического поля в межэлектродных зазорах — на рис. 18б. Максимальное электрическое поле на электродах ~2.4 кВ/мм.

Испытания проводились при зарядном напряжении  $\pm 50~\mathrm{kB}$  и нагрузке 2 Ом. Было проведено 15 000 выстрелов с вакуумированием полости разрядника после каждого выстрела и последующим заполнением новой частью сухого воздуха. Средние параметры за 15 000 выстрелов: напряжение нагрузки 65.6 кВ, пусковое напряжение 114 кВ, задержка времени запуска 54 нс. Ниже показано количество самозапусков за 15 000 выстрелов:

№ 1000 выстрелов 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 15000 Кол-во само- 7 0 0 0 0 0 0 1 0 0 0 0 0 0  $\Sigma = 8$ 

Третья модель блока с двухполярной зарядкой. В этом варианте блока использовались сферические электроды Ø19.5 мм с 6-миллиметровыми зазорами. Концевые электроды являются также плоскими, как во второй конструкции. Благодаря уменьшенному диаметру электродов и уменьшению ширины корпуса разрядника становится возможным уменьшить ширину блока до 387 мм (450 мм в прежних). Также возможно сделать каналы для соединения межблочного развязывающего резистора в верхней части блока, а не в центре, как и в предыдущей конструкции. Такое размещение резисторов подходит при использовании блока в емкостном модуле. Чертеж показан на рис. 19а, рассчитанное распределение электрического поля в межэлектродных зазорах приведено на рис. 19б. Максимальное электрическое поле на электродах ~2.45 кВ/мм.



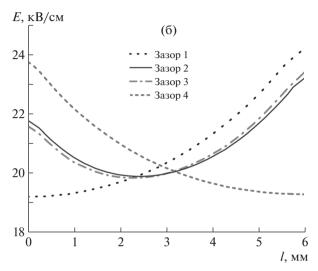


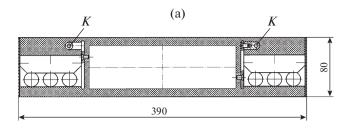
Рис. 18. Конструкция модели № 2 блока с двухполярной зарядкой электродов (а: K — каналы для развязывающих резисторов, 1 — номера зазоров);  $\mathbf{6}$  — распределение электрического поля в межэлектродных зазорах 1—4.

Испытания проводились при зарядном напряжении  $\pm 50~\mathrm{kB}$  и нагрузке 2 Ом. Было проведено 15000 выстрелов с вакуумированием полости разрядника после каждого выстрела и последующего заполнения новой порцией сухого воздуха. Средние параметры за 15000 выстрелов: напряжение нагрузки — 65.8 кВ, пусковое напряжение 92 кВ, задержку времени запуска — 56 нс. Ниже показано количество самозапусков за 15000 выстрелов:

№ 1000 выстрелов 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 15000 Кол-во само- 6 0 0 1 0 0 2 1 0 0 0 0 0 0 0  $\Sigma = 10$  запусков

После 15000 выстрелов конденсаторный блок зарядили до  $\pm 50$  кВ и оставили в таком состоянии (под полным постоянным напряжением) в течение 10 ч. Во время этого теста не зафиксировано ни одного самопробоя. Можно сделать вывод, что при всех испытаниях количество самозапусков в первой тысяче выстрелов намного больше, чем в последующих.

Был проведен эксперимент с использованием конденсаторного блока версии 3 по возможности



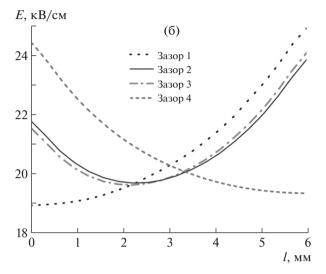


Рис. 19. Конструкция модели № 3 блока с двухполярной зарядкой электродов (а: K — каналы для развязывающих резисторов);  $\mathbf{6}$  — распределение электрического поля в межэлектродных зазорах (зазоры 1—4 аналогичны зазорам на рис. 18а).

запуска одного разрядника. Для запуска использовался генератор Маркса с выводом положительной полярности (амплитуда  $\sim$ 115 кВ). При подаче пускового напряжения к обоим разрядникам было сделано по 50 выстрелов при зарядных напряжениях  $\pm$ 50, 45, 40 кВ, а после — 50 выстрелов при  $\pm$ 50 кВ с подачей пускового импульса только к одному из разрядников.

Эксперименты доказали, что пусковой импульс должен подаваться обязательно на оба разрядника при использовании этих конденсаторных блоков в емкостных модулях. Задержка увеличивается на порядок при запуске одного разрядника. Кроме того, было установлено, что при запуске разрядников блока с двухполярной зарядкой полярность пускового импульса не оказывает влияния на задержки запуска.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во введении была обоснована актуальность тематики и дан анализ современного состояния исследований в данной области (с подробным обзором исследований по этой тематике и ссылками на публикации в научной литературе).

В следующем разделе приведены результаты разработки и экспериментальных исследований многокулонных разрядников с электродинамическим ускорением искрового канала. Правильная конструкция разрядников позволяет получить повышенный срок службы при небольшой эрозии электродов. Разработанные разрядники не требуют каких-либо ремонтных работ и просты в использовании. Во всех тестах не наблюдалось никаких самосрабатываний и несрабатываний. Разброс запуска составил 50 нс для разрядника 70 Кл и ~80 нс для разрядника 4 Кл. Эти разрядники хорошо подходят для требований LMJ, которые удовлетворяются со значительным запасом и могут быть использованы также для других применений.

Разработан и исследован широкодиапазонный разрядник для колебательного режима разряда. В быстром режиме разряда амплитуда тока до 180 кА, переносимый заряд 12 Кл, период колебаний 60 мкс. В медленном режиме разряда амплитуда тока до 30 кА, переносимый заряд 18 Кл, период колебаний 360 мкс.

Для разрядника с рабочим напряжением 50 кВ применяется межэлектродный зазор 30—40 мм (минимальный зазор между электродами). При этом давление воздуха в разряднике равно атмосферному. Получена зависимость пробоя статического напряжения от давления и зазора. Временная задержка срабатывания разрядника и его разброс уменьшаются при подъеме напряжения зарядки от 16 до 50 кВ. При напряжении >40 кВ достигнут очень низкий уровень разброса ~1 нс.

Подача воздуха в объем разрядника через центральный электрод сразу после выстрела с расходом ~8 л/с позволяет охлаждать электроды разрядника, удалять продукты эрозии электродов, уменьшать скорость запыления поверхности изолятора, находящегося внутри разрядника.

Смещение канала дуги максимально (~25 см) в медленном режиме с максимальным переносом заряда. Результаты эксплуатации разрядника в медленном и быстром режимах при рабочем напряжении 40 кВ и запасаемой энергии 32 кДж позволяют надеяться на возможность достижения срока службы ~50000 срабатываний.

Далее (в разделе 3) приведены результаты численного моделирования рельсотронных разрядников с электродинамическим ускорением искрового канала.

Описана разработанная автором комбинированная модель движения плазмы в разрядниках с электродинамическим ускорением канала разряда, позволяющая рассчитывать движение плазмы и нагрев электродов самосогласованно. Проведены расчеты для униполярного и колебательного режима в широком диапазоне параметров, подтверждено хорошее согласие с экспериментом.

Проведены расчеты нагрева температуры электродов для разрядника 70 Кл (для стали, меди, молибдена и вольфрама). Получено, что распределение температуры по глубине в момент времени t = 600 мкс (окончание импульса) самое плавное у меди и самое резкое у стали. Кроме того показано, что для стального электрода максимальная температура на поверхности значительно превышает температуру плавления, в то время как для всех других материалов  $T_{\text{max}} \leq T_{\text{пл}}$ . Из этих соображений медь является предпочтительным материалом для электродов по сравнению с другими материалами, рассмотренными в расчетах, благодаря высокой теплопроводности меди, несмотря на более высокие температуры плавления остальных материалов. Показано, что при расчете скорости плазменного канала приближение нулевой массы является вполне приемлемым.

В расчетах разрядника для колебательного режима разряда соотношения перемещения для быстрого и медленного режимов соответствуют экспериментальным (примерно как отношение общего переносимого заряда, как следует из модели). Для эффективного движения канала необходимо, чтобы смещение за первый полупериод было сравнимо или более межэлектродного зазора. Нагрев электродов для этих режимов не превосходит 600 К.

Четвертый раздел был посвящен многоканальным разрядникам. Разработана серия многоканальных многозазорных искровых разрядников, работающих в среде воздуха атмосферного давления при зарядном напряжении до 100 кВ.

Для ступеней LTD с воздушной изоляцией созданы несколько типов конденсаторных блоков. Блок состоит из двух конденсаторов и многоканального многозазорного искрового разрядника в едином корпусе из компаунда на основе эпоксидной смолы. Испытания показали надежную и стабильную работу блоков при зарядном напряжении 70—100 кВ в воздухе при атмосферном давлении.

Выполнены исследования влияния количества искровых каналов в многоканальном разряднике, емкости накопителя и сопротивления нагрузки на эффективность и мощность вывода энергии из конденсаторов. Исследования проводились экспериментально и численно, используя модель искрового разряда Брагинского. С увеличением числа каналов уменьшается время нарастания выходного импульса и растет мошность вывода энергии из накопителя в нагрузку. При времени нарастания импульса тока в контуре ~100 нс с амплитудой 30-50 кА потери энергии в шестиканальном искровом разряднике конденсаторного блока 80 нФ составляют ~23% от уровня запасаемой энергии в "согласованном" и ~14% в "критическом" режимах разряда.

Конденсаторные блоки можно использовать в качестве элементной базы при построении мощных импульсных генераторов с током  $\sim 10^6$  A, напряжением ~106 В без использования трансформаторного масла и разрядников с избыточным давлением газа. По экспериментальным параметрам выходного импульса конденсаторных блоков можно проводить оценку выходных параметров проектируемого генератора при условии сохранения нагрузки, приходящейся на один конденсаторный блок. Создан ряд установок на основе разработанных конденсаторных блоков: ступень линейного трансформатора с воздушной изоляцией ( $\sim 850$  кА,  $\sim 42$  кВ,  $\sim 35$  ГВт в резистивной нагрузке 0.05 Ом), генератор тока (~645 кА, 390 нс в индуктивной нагрузке 17.5 нГн) и ускоритель электронов на основе линейного трансформатора с шестью последовательными ступенями (~112 кА, ~370 кВ, ~41 ГВт в электронном диоде). В конденсаторных блоках с двухполярной зарядкой получена вероятность самозапуска 0.1%.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 19-18-50334\19.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Smith D.L., Jud Hammon J., Wilson J.M., Harjes H.C., Moore W.B.S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28 (5). P. 1316. https/doi.org/S 0093-3813(00)11442-0
- Cavailler C. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005.
   V. 47. P. B389. https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/12B/S28
- 3. Garanin S., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Mkhitaryan L.S., Murugov V.M., Sukharev S.A., Zhidkov N.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. A471. Online at stacks.iop.org/PPCF/45/A471
- McNab I.R., Fish S., Stefani F. // IEEE Trans. Magnetics. 2001. V. 37. P. 223. https://doi.org/10.1109/20.911826
- 5. *Жуков Б.Г., Резников Б.И., Куракин Р.О., Розов С.И.* // Журн. техн. физ. 2007. Вып. 7. С. 43.
- 6. Zherlitsyn S., Wustmann B., Herrmanнcdörfer T., Wosnitza J. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2012. V. 22. P. 4300603.
  - https://doi.org/10.1109/TASC.2012.2182975
- Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Vizir V.A., Kumpyak V.V., Zorin V.B., Kiselev V.N. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 103506. https://doi.org/10.1063/1.3497307
- Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Sine-bryukhov V.A. // J. Instrumentation. 2013. V. 8. P. P09012. https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/09/P09012
- 9. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zherlytsyn A.A., Kumpy-ak E.V., Tsoy N.V. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87.

- P. 063505. https://doi.org/10.1063/1.4954504
- 10. *Bluhm H.* Pulsed Power Systems: Principles and Applications. Springer-Verlag, 2006. P. 97–115.
- Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. С. 196–228.
- Winands G.J.J., Liu Z., Pemen A.J.M., Van Heesch E.J.M., Yan K. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. P. 085107. https://doi.org/10.1063/1.2008047
- Liu Z., Yan K., Winands G.J.J., Pemen A.J.M., Van Heesch E.J.M., Pawelek D.B. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 073501. https://doi.org/10.1063/1.2216792
- 14. Donaldson A.L., Dickeнс J.C., Engel T.G., Kristiansen M. // IEEE Trans. Magnetics. 1995. V. 31. P. 709. https://doi.org/10.1109/20.364606
- Han Zeng, Fuchang Lin, Li Cai, Lee Li, Zhengyang Zhou, Xiangdong Qi // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 013504. https://doi.org/10.1063/1.3677325
- 16. *Kharlov A.V.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. № 9. P. 2474. https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2052929
- 17. Savage M.E. // Proc. 12th IEEE Int. Pulsed Power Conf. 1999. P. 1238.
- Бобашев С.В., Жуков Б.Г., Куракин Р.А., Поняев С.А., Резников Б.И., Розов С.И. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 2. С. 58.
- Hsu S.C., Merritt E.C., Moser A.L., Awe T.J., Brockington S.J.E., Davis J.S., Adams C.S., Case A., Cassibry J.T., Dunn J.P., Gilmore M.A., Lynn A.G., Messer S.J., Witherspoon F.D. // Physics of Plasmas. 2012. V. 19. P. 123514. https://doi.org/10.1063/1.4795732
- Geun-Hie Rim, Chu-Hyun Cho // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28. P. 1491. https/doi.org/ S 0093-3813(00)11428-6
- Jaitly N.C., White R., Cassany B., Eyl P., de Cervens D.R., Mexmain J.-M. // Proc. 15th IEEE Int. Pulsed Power Conf. 2005. P. 643.
- Kovalchuk B.M., Kim A.A., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Tsoy N.V., Vizir V.V., Zorin V.B. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 053504. https://doi.org/10.1063/1.2929670
- 23. Kovalchuk B.M., Kim A.A., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Tsoy N.V., Visir V.A., Smorudov G.V., Kiselev V.N., Chupin V.V., Bayol F., Frescaline L., Cubaynes F., Drouilly C., Eyl P., Cassany B., Courtois L., Patelli P., Mexmain J.M., de Cervens D.R. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. № 5. P. 2651. https://doi.org/10.1109/TPS.2008.2004242
- Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Tsoy N.V. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. P. 123504. https://doi.org/10.1063/1.4937359
- 25. Anderson R.A., Clancy T.J., Fulkerson S., Petersen D., Pendelton D., Hulsey S., Ullery G., Tuck J., Polk M., Kamm R., Newton M., Moore W.B., Arnold P., Ollis C., Hinz A., Robb C., Fornes J., Watson J. // Proc. 4th IEEE Pulsed Power Conf. Dallas, Texas. 2003. P. 793.
- 26. Kharlov A.V., Kovalchuk B.M., Kumpyak E.V., Smorudov G.V., Tsoy N.V. // Laser and Particle Beams. 2014.

- V. 32. P. 471. https://doi.org/10.1017/S0263034614000408
- 27. *Харлов А.В.* // ПТЭ. 2017. № 6. С. 51. https://doi.org/10.7868/S0032816217060040
- 28. Kore S.D., Date P.P., Kulkarni S.V. // International J. Impact Engineering. 2007. V. 34.P.1327. https://doi.org/10.1016/j.ijimpeng.2006.08.006
- 29. *Psyk V., Risch D., Kinsey B.L., Tekkaya A.E., Kleiner M.* // J. Materials Processing Technology. 2011. V. 211. P. 787. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2010.12.012
- 30. *Kharlov A.V., Kovalchuk B.M., Kumpyak E.V., Tsoy N.V. //*J. Instrumentation. 2017. JINST. V. 12. P. T10009. https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/T10009
- 31. *Kharlov A., Kumpyak E., Smorudov G., Tsoy N.* // Report # S5-O-020702. Proc. 20th International Symposium on High-Current Electronics (ISHCE). 2018. P. 142. IEEE. https://doi.org/10.1109/ISHCE.2018.8521214
- 32. Grabowski C., Degnan J.H., Cavazos T., Gale D.G., Gilman C., Sommars W., Intrator T.P., Taccetti J.M., Waganaar B., Siemon R.E., Wurden G.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30. P. 1905. https://doi.org/10.1109/TPS.2002.805405
- Bastrikov A.N., Vizir V.A., Volkov S.N., Durakov V.G., Efremov A.M., Zorin V.B., Kim A.A., Kovalchuk B.M., Kumpjak E.V., Sinebrykhov V.A., Tsoy N.V., Cerviakov V.V., Yakovlev V.P., Mesyats G.A. // Laser Part. Beams. 2003. V. 21. P. 295. https/doi.org/10.10170S0263034603212209
- 34. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Zherlitsyn A.A. // Phys. Rev. STAccel. Beams. 2013. V. 16. P. 050401. https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.050401
- 35. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zherlitsyn A.A., Kumpiak E.V., Tsoy N.V., Vizir V.A., Smorudov G.V. // Laser and Particle Beams. 2009. V. 27. P. 371. https://doi.org/10.1017/S0263034609000482
- 36. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Volkov S.N., Zherlitsyn A.A., Zorin V.B., Smorudov G.V., Kiselev V.N. // Laser and Particle Beams. 2012. V. 30. P. 23. https://doi.org/10.1017/S0263034611000632
- Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zorin V.B., Zherlitsyn A.A. // Rev. Sci. Instrum. 2009. V. 80. P. 083504. https://doi.org/10.1063/1.3193714
- 38. Герасимов А.И. // ПТЭ. 2004. № 1. С. 5.
- 39. Savage M.E., Simpson W.W., Sharp R.A., Reynolds F.D. // Proc. 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf. 1997. P. 948.
- 40. *Savage M.E.* // Proc. 12th IEEE Int. Pulsed Power Conf. 1999. P. 1238.
- Rakhovsky V.I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1987. V. 15. P. 481. https://doi.org/10.1109/TPS.1987.4316741
- 42. *Parfyonov A.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. V. 13. P. 277. https://doi.org/10.1109/TPS.1985.4316419
- 43. *Belkin G.S.* // Sov. Phys. Tech. Phys. 1971. V. 15. P. 1167.
- 44. *Dullni E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. P. 875. https://doi.org/10.1109/27.41226
- 45. *Dullni E., Shade E., Shang W. //* IEEE Trans. Plasma Sci. 2003. V. 31. P. 902. https://doi.org/10.1109/TPS.2003.818445
- 46. Boxman R.L. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. P. 1885.

- 47. Essiptchouk A.M., Sharakhovsky L.I., Marotta A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2003. V. 12. P. 501. Online at stacks.iop.org/PSST/12/501
- Prem Kumar C., Pramanik A. // IEEE Trans. Magnetics. 1995. V. 31. P. 837. https://doi.org/10.1109/20.364588
- 49. Chu-Hyun Cho, Geun-Hie Rim, Hong-Sik Lee, Kwang-Hoon Kim, Youn-Sik Jin // IEEE Trans. Magnetics. 2001. V. 37. № 1. doi S 0018-9464(01)00161-3
- 50. Jaitly N.C., White R., Cassany B., Eyl P., Mexmain J.M., de Cervens D.R. // Proc. 15th IEEE Int. Pulsed Power Conf. 2005. P. 643.
- 51. Guile A.E., Adams V.W., Lord W.T., Naylor K.A. // Proc. IEE. 1969. V. 116. P. 645.
- Thoma C., Welch D.R., Hughesa T.P. // Physics of Plasmas. 2009. V. 16. P. 032103. https://doi.org/10.1063/1.3081550
- 53. Kondrat'ev A.A., Matveenko Yu.I. // Plasma Physics Reports. 2002. V. 28. № 1. P. 40.
- Wang L.J., Jia S.L., Yang D.G., Liu K., Su G.L., Shi Z.Q. // J. Phys. D: Appl. Phys. .2009. V. 42. P. 145203. https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/14/145203
- 55. *Tsukima M.A.*, *Abe J.A.*, *Koga H.* // IEEJ Trans. Power and Energy. 2014. V. 134. P. 930.
- 56. *Borkovski P., Makoto* // IEICE Trans. Electron. 2007. V. E90–C. № 7. P. 1369. https://doi.org/10.1093/ietele/e90–c.7.1369
- Kharlov A.V. // Laser and Particle Beams. 2019. V. 37. P. 223. https://doi.org/10.1017/S0263034619000429
- Gleizes A., Gonzalez J.J., Freton P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. P. R153. Online at stacks.iop.org/JPhysD/38/R153
- Gleizes A., Gonzalez J.J., Liani B., Raynal C. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V. 26. P. 1921. https://doi.org/10.1088/0022-3727/26/11/013
- Cressault Y., Hannachi R., Teulet P., Gleizes A., Gonnet J.P., Battandier J.Y. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V. 17. P. 035016. https://doi.org/10.1088/0963-0252/17/3/035016
- Speck D.R., Bliss E.S., Glaze J.A., Herris J.W., Holloway F.W., Hunt J.T., Johnson B.C., Kuizensa D.J., Ozarski R.G.,

- Patton H.G., Rupert P.R., Suski G.J., Swift C.D., Thomson C.E. // IEEE J. Quantum Electronics. 1981. V. QE-17. P. 1599.
- 62. Coleman L.W. // J. Fusion Energy. 1987. V. 6. P. 319.
- 63. Parsons W.M., Lopez E.A., Bennett G.A., Bartsch R.R., Cochrane J.C., Griego J.R., Hicks R.D., Hinckley W.B., Hosack K.W., Kasik R.J., Marquez A., Reass W.A., Thompson M.C., Casper D. // IEEE Trans. Plasma Sci.1997. V. 25. P. 205. https://doi.org/10.1109/27.602492
- 64. http://www2.13t.com/ati/pdfs/40302.pdf
- LeChien K.R., Gahl J.M. // Rev. Sci. Instrum. 2004.
   V. 75. P. 174. https://doi.org/10.1063/1.1630834
- 66. Weihao Tie, Xuandong Liu, Qiaogen Zhang, Shanhong Liu // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 076105. https://doi.org/10.1063/1.4891190
- 67. Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Zherlitsyn A.A., Kumpyak E.V. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2019. V. 923. P. 97. https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.01.083
- 68. Stygar W.A., Cuneo M.E., Headley D.I., Ives H.C., Leeper R.J., Mazarakis M.G., Olson C.L., Porter J.L., Wagoner T.C., Woodworth J.R. // Phys. Rev. STAccel. Beams. 2007. V. 10. P. 030401. https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.10.030401
- Kharlov A.V., Kovalchuk B.M., Zorin V.B. // Rev. Sci. Instrum. 2006. V. 77. P. 123501. https://doi.org/10.1063/1.2400667
- Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kiselev V.N., Kumpyak E.V., Zorin V.B., Chupin V.V., Morozov A.V. // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. P. 033501. https://doi.org/10.1063/1.2712800
- Kovalchuk B.M., Kharlov A.V., Kumpyak E.V., Smorudov G.V., Zherlitsyn A.A. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 013501. https://doi.org/10.1063/1.4857475
- 72. Жерлицын А.А., Ковальчук Б.М., Сморудов Г.В. // ПТЭ. 2009. № 6. С. 45.
- Braginsky S.I. // Rus. J. Exp. Tech. Physics. 1958. V. 3. P. 1548.
- Andreev S.I., Orlov B.I. // Rus. J. Tech. Physics. 1965.
   V. 10. P. 1411.

#### \_ ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО = ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 535.376

#### ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛИТИЕВОЙ МИШЕНИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОННЫМ ПУЧКОМ

© 2021 г. А. Н. Макаров<sup>а,b</sup>, Е. О. Соколова<sup>а,b,\*</sup>, С. Ю. Таскаев<sup>а,b,\*\*</sup>

<sup>а</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11 <sup>b</sup> Новосибирский государственный университет Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2 \* e-mail: buiya@bk.ru

\*\*e-mail: taskaev@inp.nsk.su
Поступила в редакцию 15.06.2020 г.
После доработки 25.06.2020 г.
Принята к публикации 26.06.2020 г.

Представлены результаты измерения спектра люминесценции лития при его облучении пучком протонов с энергией 2 МэВ. Разработана и внедрена в эксплуатацию устойчивая к радиационному воздействию оперативная диагностика контроля положения пучка протонов на литиевой мишени, используемая при генерации нейтронов.

DOI: 10.31857/S0032816220060233

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Для развития перспективной методики лечения злокачественных опухолей — бор-нейтронозахватной терапии [1] – в Институте ядерной физики СО РАН предложен и создан ускорительный источник эпитепловых нейтронов [2]. Генерацию нейтронов осуществляют в результате пороговой реакции  $^{7}$ Li(p, n) $^{7}$ Be путем направления на литиевую мишень пучка протонов с энергией до 2.3 МэВ и током до 9 мА, получаемого в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией. Помимо основного предназначения — бор-нейтронозахватной терапии, источник нейтронов применяют для измерения содержания примесей в образцах керамики, разработанных для ИТЭР [3], для измерения сечения реакции неупругого рассеяния протона на литии и планируют применять [4] для радиационного тестирования оптических волокон системы лазерной калибровки калориметра CMS для работы Большого адронного коллайдера (ЦЕРН) в режиме высокой светимости.

Необходимость обеспечения длительной стабильной генерации нейтронов требует разработки диагностических методик, отображающих в режиме реального времени актуальную информацию от разных подсистем источника нейтронов.

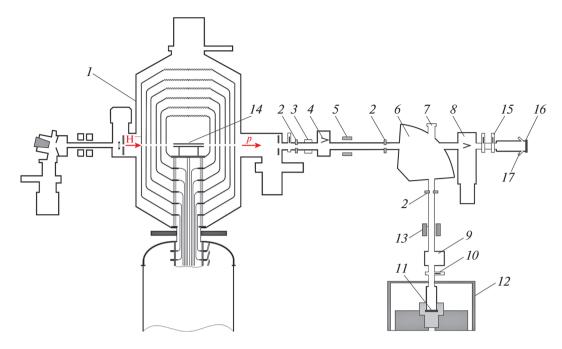
Нами разработана и внедрена в эксплуатацию диагностика контроля положения пучка протонов на литиевой мишени, устойчивая к радиационному воздействию.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема ускорительного источника эпитепловых нейтронов, включающего в себя ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией I для получения стационарного пучка протонов с энергией до  $2.3 \text{ M} \rightarrow \text{B}$  и током до 9 MA, литиевые мишени II, I6 для генерации нейтронов в результате пороговой реакции  $^{7}\text{Li}(p, n)^{7}\text{Be}$  и систему формирования пучка нейтронов I2 для формирования направленного потока эпитепловых нейтронов, представлена на рис. 1. Литиевая мишень представляет собой медный диск, на который со стороны протонного пучка напылен тонкий слой лития (обычно 60 мкм), а с обратной стороны выполнены спиралевидные каналы для охлаждения водой. Термическое напыление лития в вакууме осуществляют на отдельном стенде.

Транспортировку пучка протонов от ускорителя до мишени на расстояние 5 м осуществляют с применением корректора 5 и поворотного магнита 6. Ток протонов измеряют и контролируют бесконтактным датчиком тока (3) NPCT (Bergoz Instrum., Франция); степень обдирки газовой обдирочной мишени ускорителя 14 — разработанным датчиком потока нейтралов [5]; положение пучка — термопарами, вставленными внутрь охлаждаемых диафрагм 2. Развертку пучка протонов по поверхности мишени осуществляют магнитным сканером 13.

Положение и размер пучка протонов на литиевой мишени контролируют термопарами, вставленными внутрь медного диска мишени, а при энергии протонов ниже порога генерации ней-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 — ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией; 2 — охлаждаемая диафрагма с апертурой 26 мм; 3 — бесконтактный датчик тока Bergoz; 4 — диагностический бак с выдвижным цилиндром Фарадея; 5 — корректор; 6 — поворотный магнит; 7 — патрубок поворотного магнита с окном для наблюдения за литиевой мишенью; 8 — диагностический бак с цилиндром Фарадея и вакуумной откачкой; 9 — диагностический бак с вакуумной откачкой; 10 — шибер; 11, 16 — литиевые мишени; 12 — система формирования пучка (BSA); 13 — магнитный сканер; 14 — газовая обдирочная мишень; 15 — шибер; 17 — патрубки с окнами для наблюдения.

тронов — тепловизором Flir T650sc (США), установленным на патрубок 7 поворотного магнита с окном из фторида бария. Визуальный контроль положения пучка протонов на мишени удобен, но не применим при генерации нейтронов, так как тепловизор не может долгое время работать в потоке нейтронов.

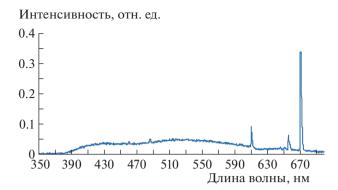
## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для разработки диагностики визуального контроля положения пучка протонов литиевая мишень 16 (см. рис. 1) размещена в горизонтальной части тракта транспортировки пучка протонов за поворотным магнитом, который в данном случае был выключен. На один из патрубков 17 мишенного узла, со стеклом из фторида бария, установлена видеокамера Hikvision (Китай), на второй патрубок, со стеклом из плавленого кварца, - затемненный переходник, к которому через мультимодовое кварцевое оптоволокно длиной 1 м, с диаметром сердцевины 200 мкм и числовой апертурой 0.22 NA подключен широкодиапазонный (200-1000 нм) спектрометр CCS200 Compact Spectrometer (Thorlabs, США). Для защиты от тормозного излучения ускорителя спектрометр помещен внутрь свинцового коллиматора с внешним диаметром 270 мм, длиной 500 мм и толщиной стенки 50 мм.

Спектр излучения литиевой мишени, измеренный спектрометром при ее облучении пучком протонов с энергией 2 МэВ, представлен на рис. 2. Линия излучения  $610.3 \pm 0.5$  нм соответствует электронному переходу  $1s^23d \rightarrow 1s^22p$  в атоме лития, линия  $670.7 \pm 1$  нм — переходу  $1s^22p \rightarrow 1s^22s$  в атоме лития, а линия  $656.3 \pm 1$  нм, вероятнее всего, — спектральной линии  $H_{\alpha}$ , наблюдаемой для атома водорода.

Люминесценция лития под действием высокоэнергетичных протонов хорошо регистрируется видеокамерой. Так, на рис. 3 представлены изображения, полученные видеокамерой Hikvision при облучении литиевой мишени, присоединенной к тракту через сильфон, пучком протонов диаметром 2 мм при ее передвижении с помощью актуатора Bohua (Китай). На изображениях отчетливо видно свечение в виде светлого пятна овальной формы. Форма пятна обусловлена тем, что видеокамера смотрит на мишень под углом 45°. Визуализация пучка протонов на мишени использована при измерении пространственного распределения толшины литиевого слоя путем регистрации интенсивности излучения гамма-квантов с энергией 478 кэВ, испускаемых при неупругом рассеянии протонов на атомных ядрах лития.

На рис. 4 представлено изображение, полученное видеокамерой Hikvision, размещенной на вертикальном патрубке (7 на рис. 1) поворотного



**Рис. 2.** Спектр люминесценции при облучении лития пучком протонов энергией 2 МэВ.

магнита и направленной на литиевую мишень, установленную в вертикальном тракте транспортировки пучка для генерации нейтронов. Светлое пятно в центре обусловлено люминесценцией лития при его облучении протонами. Данное изображение получено при выключенном магнитном сканере, предназначенном для развертки пучка протонов по поверхности мишени. При включении сканера, как и следовало ожидать, размер области свечения увеличивается.

Возможность регистрации люминесценции лития видеокамерой Hikvision позволяет контролировать положение и размер пучка протонов на литиевой мишени, в том числе и при генерации нейтронов, благодаря достаточной стойкости камеры к потоку нейтронов. Эта диагностика внедрена в эксплуатацию, и ее применяют на постоянной основе для контроля положения и размера пучка протонов на нейтроногенерирующей мишени. Ранее предполагалось использовать для этой цели тепловизор, но это возможно только при энергии протонов ниже порога генерации нейтронов, поскольку тепловизор в потоке нейтронов достаточно быстро теряет работоспособность.

Ранее, при изучении блистеринга металлов при имплантации протонов [6], нами было установлено, что тепловизор показывает завышенную температуру поверхности металла, что, по мнению авторов, обусловлено изменением коэффициента черноты поверхности металла при облучении протонами. Сейчас становится ясно, что завышение показаний темературы поверхности обусловлено люминесценцией — нетепловым свечением мишени.

Регистрация люминесценции позволила повысить достоверность результатов измерения тока пучка ионов аргона, вносящего вклад в поток вторичных заряженных частиц в ускорителе [7]. Измерения были проведены методом масс-спектрометрии с использованием поворотного магнита, внутрь которого через вертикальный патрубок 7 (см. рис. 1) был введен охлаждаемый коллиматор с отверстием 4 × 20 мм. Заряженные частицы, про-





**Рис. 3.** Свечение, регистрируемое видеокамерой Hikvision при облучении литиевой мишени пучком протонов диаметром 2 мм при направлении протонов:  $\mathbf{a} - \mathbf{b}$  край мишени,  $\mathbf{6} - \mathbf{b}$  центр.

шедшие сквозь отверстие, попадали на литиевую мишень, электрически изолированную от установки, и генеровали ток в цепи, который измеряли.

На рис. 5 видно, что подача тока в поворотный магнит приводит к разделению компонент пучка: если нейтралы (атомы водорода) остаются на месте, то ионы аргона и протоны смещаются вниз. При некотором токе поворотного магнита пучок протонов будет попадать на коллиматор ниже ще-



**Рис. 4.** Свечение, регистрируемое видеокамерой Hikvision при облучении литиевой мишени пучком протонов.

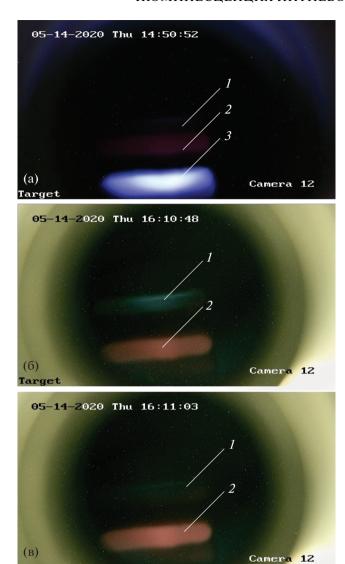


Рис. 5. Свечение, регистрируемое видеокамерой Hikvision при облучении литиевой мишени компонентами пучка заряженных частиц, при токе поворотного магнита 14 А (а), 68 А (б) и 68 А и увеличенном в 2 раза газонапуске в облирочную мишень (в). 1 - свечение, вызванное нейтралами (атомами водорода), 2 — ионами аргона, 3 — протонами.

ли, а ионы аргона будут проходить сквозь щель, и их ток можно будет измерить. Измеряемый ток был так мал, на уровне точности измерения, что если бы не визуализация пучка аргона на литиевой мишени, то можно было бы ошибочно посчитать его нулевым. На рис. 5б видно, что через щель проходят и попадают на мишень только нейтралы и ионы аргона. При увеличении газонапуска в обдирочную мишень интенсивность свечения, обусловленная ионами аргона, возрастает, что и следовало ожидать, а интенсивность нейтралов, атомов водорода, наоборот, уменьшается, что также следовало ожидать (рис. 5в).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Институте ядерной физики СО РАН функционирует источник эпитепловых нейтронов, состоящий из ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией для получения пучка протонов и литиевой мишени для генерации нейтронов в результате пороговой реакции  $^{7}$ Li $(p, n)^{7}$ Be. На установке с использованием видеокамеры и спектрометра зарегистрирована люминесценция лития при облучении мишени протонами. Регистрируемая линия излучения  $610.3 \pm 0.5$  нм соответствует электронному переходу в атоме лития  $1s^23d \rightarrow 1s^22p$ , линия  $670.7 \pm 1$  нм — переходу  $1s^22p \to 1s^22s$ . По результатам проведенного исследования разработана и внедрена в эксплуатацию оптическая диагностика оперативного контроля положения и размера пучка протонов на поверхности литиевой мишени, используемая в режиме генерации нейтронов.

Возможность регистрации люминесценции позволила обеспечить достоверность измерения тока пучка ионов аргона, сопутствующего пучку протонов. При изучении блистеринга металла при имплантации протонов с энергией 2 МэВ люминесценция могла приводить к завышению температуры поверхности, измеряемой тепловизором.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, договор № 19-32-90119.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Neutron Capture Therapy: Principles and Applications / Eds. W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. Springer, 2012. https://doi.org/10.1007/978-3-642-31334-9
- 2. Таскаев С.Ю. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. Т. 46. № 6. С. 1770. https://doi.org/10.1134/S1063779615060064
- 3. Shoshin A., Burdakov A., Ivantsivskiy M., Polosatkin S., Klimenko M., Semenov A., Taskaev S., Kasatov D., Shchudlo I., Makarov A., Davydov N. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2020. V. 48. Issue 6. P. 1474. https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2937605
- 4. *Касатов Д.А.*, *Кошкарев А.М.*, *Макаров А.Н.*, *Остреинов Г.М.*, *Таскаев С.Ю.*, *Щудло И.М.* // ПТЭ. 2020. № 5. C. 5. https://doi.org/10.31857/S0032816220050158
- 5. Колесников Я.А., Кошкарев А.М., Таскаев С.Ю., Щудло И.М. // ПТЭ. 2020. № 3. С. 25. https://doi.org/10.31857/S0032816220040060
- 6. Badrutdinov A., Bykov T., Gromilov S., Higashi Y., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Mi-yazawa T., Shchudlo I., Sokolova E., Sugawara H., Tas-kaev S. // Metals. 2017. V. 7. Issue 12. P. 558. https://doi.org/10.3390/met7120558
- 7. Ivanov A., Kasatov D., Koshkarev A., Makarov A., Ostreinov Yu., Shchudlo I., Sorokin I., Taskaev S. // Journal of Instrumentation. 2016. V. 11. P04018. https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/04/P04018

#### \_ ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО \_ ЭКСПЕРИМЕНТА

УЛК 621.039+53.05+53.043

## АНИЗОТРОПНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПОТОКОВ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

© 2021 г. Ю. В. Дробышевский $^a$ , И. М. Анфимов $^b$ , В. А. Варлачев $^c$ , С. П. Кобелева $^b$ , С. А. Некрасов $^{d,*}$ , С. Н. Столбов $^a$ 

<sup>а</sup> 000 "Протиус"

Россия, 124498, Москва, Зеленоград, проезд 4922-й, 2, стр. 6

<sup>b</sup> Национальный исследовательский технологический университет МИСиС Россия, 119049, Москва, Ленинский просп., 4

<sup>c</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634034, Томск, просп. Ленина, 30

<sup>d</sup> Центральный экономико-математический институт РАН Россия, 117418, Москва, Нахимовский просп., 47

\*e-mail: san693@mail.ru

Поступила в редакцию 07.06.2020 г. После доработки 26.06.2020 г. Принята к публикации 29.06.2020 г.

Подготовлен и выполнен эксперимент по доказательству возможности создания анизотропных структур, в которых сформированы поверхности стоков тепловых нейтронов с последующей концентрацией в выделенных областях. В основу устройства, обладающего способностью проводить селекцию нейтронов по направлению в пространстве, положен эффект отражения нейтронов от поверхности материалов. Получено экспериментальное подтверждение работоспособности конструкции концентратора нейтронов устройств, формирующих и использующих направленные высокоинтенсивные пучки тепловых нейтронов с каналами эллиптического профиля, выполненного в виде блоков пластин из профилированного графита и алюминия. Экспериментально проверена работоспособность конструкции замедляюще-фокусирующей структуры на базе пакета нейтронных зеркал эллиптической формы, которая позволяет формировать ориентированные пучки тепловых нейтронов из выходящего потока нейтронов реактора. Были использованы кремниевые монокристаллические пластины, применение которых позволяет получать распределения интегральных потоков нейтронов в реакторе с целью регистрации эффекта селективной сепарации тепловых нейтронов. Эксперименты проводили в канале ГЭК-4 на реакторе ИРТ-Т Национального исследовательского Томского политехнического университета. Интегральный поток нейтронов составил  $(2.3-3.02) \cdot 10^{17} \,\mathrm{cm}^{-2}$ . Нейтронный поток детектировали по изменению удельного электросопротивления пластин монокристаллического кремния. Эффект концентрирования тепловых нейтронов зарегистрирован как на блоке графитовых нейтронных зеркал, так и на блоке алюминиевых тонкостенных эллиптических зеркал.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010079

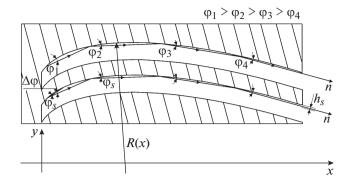
Целью данной работы является экспериментальная проверка эффекта селективной сепарации нейтронов на отдельных пластинах на блоке селектирующих элементов.

Для регистрации эффекта селективной сепарации тепловых нейтронов были использованы кремниевые монокристаллические пластины, применение которых позволяет измерять распределения интегральных потоков нейтронов в реакторе.

Кремниевые монокристаллические пластины были расположены вблизи пакета пластин селектирующих элементов, облучаемых полем тепловых нейтронов реактора.

В процессе облучения изотопа кремния <sup>30</sup>Si нейтронами образуется стабильный изотоп <sup>31</sup>P, происходит нейтронное легирование кремния [4] и изменение его проводимости. Контроль идет путем измерения удельного электросопротивления на поверхности кремниевых пластин.

Кремниевые монокристаллические пластины представляют собой удобный датчик нейтронного потока реактора из-за малого сечения взаимодействия кремния с нейтронами, что позволяет измерять и получать "карты распределения" или "фотографии распределения" потоков тепловых нейтронов в условиях стандартных реакторных



**Рис. 1.** Селектирование нейтронов в криволинейных каналах селекции.  $\phi_i$  — угол падения-отражения нейтрона к поверхности при i — 1-отражении;  $\phi_2 \leq \phi_s$ ;  $\phi_1$  — угол к поверхности селектирующего элемента для первичного входа нейтрона n;  $\Delta \phi = \phi_1 - \phi_s$ ;  $h_s$  — толщина пристеночного слоя селектированного потока, R(x) — радиус кривизны поверхности селектирующего элемента.

полей с приемлемой точностью. И в отличие от активационных детекторов кремниевые детекторы обладают свойством долговременной памяти.

Одной из актуальных задач современной науки и техники является создание устройств, формирующих и использующих направленные высокоинтенсивные пучки тепловых нейтронов [1—3]. Такие устройства имеют широкий спектр применения, например, создают путь к разработке высокоэффективных детекторов нейтронов, новой технологии нейтронного легирования полупроводников [4, 5].

Возможность реализации таких устройств обусловлена тем, что поведение нейтронов в замедлителе, вне замедлителя и на границе раздела сред существенно различается. Создание устройства, обладающего способностью проводить селекцию нейтронов по направлению в пространстве, базируется на применении эффекта отражения нейтронов от поверхности материалов [6].

Угол полного внешнего отражения нейтронов  $\phi_s \approx \arcsin(v_{\rm rp}/v_0)$  определяется отношением граничной скорости нейтрона  $v_{\rm rp}$  на поверхности вещества к скорости  $v_0 = 2200$  м/с тепловых нейтронов реактора.

Этот угол равен  $\varphi_s = 10'$  для поверхности графита,  $\varphi_s = 12'$  — бериллия,  $\varphi_s = 10.7'$  — железа,  $\varphi_s = 11.5'$  — никеля,  $\varphi_s = 9.5'$  — меди,  $\varphi_s = 5.0'$  — алюминия [6].

Можно представить условия отражения нейтронов через показатель преломления нейтронов на поверхности вещества:

$$n^2 = 1 - \frac{\lambda^2}{\pi} Nb \pm \frac{\mu B}{E_n},$$

где  $\lambda = h/m_n v_n$  — дебройлевская длина волны нейтрона со скоростью  $v_n$ ; N — концентрация ядер; b — длина когерентного рассеяния ядер вещества.

В [6] предложена конструкция замедляюще-фокусирующей структуры (з.ф.с.) на базе пакета нейтронных зеркал эллиптической формы, которая позволяет формировать ориентированные пучки тепловых нейтронов из выходящего потока нейтронов реактора-

#### КОНСТРУКЦИЯ И РАБОТА ЗАМЕДЛЯЮЩЕ-ФОКУСИРУЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Рассмотрим многократные отражения пристеночного потока тепловых нейтронов на профилированном зеркале с переменной, уменьшающейся кривизной вдоль его движения. Сепарация нейтронов в криволинейных каналах селекции показана на рис. 1.

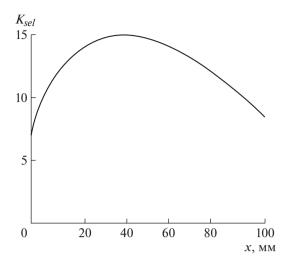
Результатом многократного отражения пристеночных нейтронов на поверхности пластин, радиус кривизны R которых гладко растет до каждого последующего отражения луча, является то, что при этом идет пристеночная концентрация (сжатие) пучка.

Эффект реализуется для траекторий, которые начинаются в любой точке поверхности при формировании цепочки отражений луча нейтрона. Таким образом, вся поверхность профилированного подобным образом канала ведет себя как непрерывная поверхность стоков в фазовом (угловом) пространстве диффузного поля нейтронов. Такая совокупность стоков на поверхности интегрирует захваченные нейтроны диффузного поля и выводит их в выделенном кривизной поверхности направлении, при этом концентрируя и увеличивая их фазовую плотность. Селективный захват нейтронов идет вдоль всей ее профилированной поверхности, а вывод идет на узкой,  $h_s \approx 5$  мкм, полосе у торца (при хорошо полированной поверхности). Поэтому плотность потока вдоль этой полоски может быть большой.

Если угол поверхностного отражения нейтронов поверхностью равен  $\phi_s$ , радиус кривизны поверхности — R, путь нейтронов между отражениями  $L_s \approx 2R \sin(\phi_s) \approx 5$  мм, а расстояние траектории от поверхности канала будет  $h_s \approx R (1-\cos(\phi_s))$ , то коэффициент эффективности захвата нейтронов в ходе селекции:

$$K_{sel} = \frac{2R_x'}{\sqrt{1 - (y_x')^2}},$$

где  $y'_x$  — производная изменения координаты точки на поверхности пластины по x;  $R'_x$  — производная радиуса кривизны R этой поверхности по x в этой точке.



**Рис. 2.** Зависимость эффективности селекции нейтронов на поверхности элемента вдоль его длины.

Эффективность селекции  $K_{sel}$  на поверхности элемента вдоль его длины показана на рис. 2.

Для реализации выбирается такая геометрия поверхности селектирующего элемента, чтобы на большей части его поверхности величина  $K_{sel}$  была максимальна. Например, у элемента с профилем

эллипса:  $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$ , где a = 150 мм, b = 15 мм, максимальная эффективность селекции нейтронов  $K_{sel} = 15$  и лежит на участке длины от 5 до 100 мм. Для селекции тепловых нейтронов всем объемом структуры необходимо, чтобы

$$N_s = \frac{\sigma_s}{\sigma_a} \ge \frac{2\pi}{K_{sel}\phi_s} \frac{\pi}{\omega},$$

где  $\sigma_s$  и  $\sigma_a$  — сечения рассеяния и поглощения нейтронов;  $N_s$  — число последовательных рассеяний теплового нейтрона на ядрах вещества до поглощения;  $\omega$  — угол расходимости селектированного потока вдоль плоскости селекции.

Но при этом тепловой нейтрон в веществе живет достаточно долго, постоянно перерассеиваясь на его ядрах. Число последовательных рассеяний нейтрона на ядрах вещества замедлителя определяется отношением сечения рассеяния нейтрона на ядре к сечению его поглощения этим ядром, например, для графита эта величина составляет:  $N_s = 1.3 \cdot 10^3$  раз.

Для пакета пластин из графита [4]:

$$N_s = 1.3 \cdot 10^3 \ge \frac{2\pi}{K_{sal} \varphi_s 0.5} \approx 300.$$

Размеры з.ф.с. должны быть больше длины диффузии нейтронов в ней.

В пределе тепловой нейтрон может быть отселектирован структурой в выделенном направле-



**Рис. 3.** Внешний вид селектирующей пластины из графита в первом эксперименте.

нии и пройти через фокусную ее область за время жизни до  $1.3 \cdot 10^3/300 \approx 4$  раз.

Или можно сказать, что добротность, или технологическое альбедо, з.ф.с. из графита больше единицы и может достигать 4.

Заметим, что такой эффект селекции возможен только в з.ф.с. для нейтронов, поскольку тепловые нейтроны диффузного поля в устройстве многократно проходят через поверхности пакета селектирующих пластин и селектируются в нем.

Было проведено три эксперимента с проверкой эффекта селективной сепарации нейтронов на профилированных пластинах [7, 8]. В первом эксперименте 4 раздвинутые селектирующие пластины были выполнены из графита, а кремниевые детектирующие пластины были поставлены поперек формируемого ими потока нейтронов. Во втором и третьем экспериментах селектирующие пластины были выполнены из алюминия, собраны пакетом, а детектирующие кремниевые пластины (две во втором эксперименте и одна в третьем) были поставлены вдоль формируемого ими потока нейтронов, чтобы проанализировать их угловую расходимость.

Эксперименты проводились в канале ГЭК-4 на реакторе ИРТ-Т Национального исследовательского Томского политехнического университета [7]. Реактор — водно-водяной бассейнового типа мощностью 6 МВт, замедлитель — бериллий. Плотность потока тепловых нейтронов составляет  $1.0 \cdot 10^{13} \ \text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}$ , спектральный коэффициент 106. Интегральный поток нейтронов реактора в первом эксперименте составил  $\Phi_1 = 3.02 \cdot 10^{17} \ \text{cm}^{-2}$  [7], во втором эксперименте на пакете пластин  $\Phi_2 = 2.9 \cdot 10^{17} \ \text{cm}^{-2}$ , а в третьем эксперименте  $\Phi_3 = 2.3 \cdot 10^{17} \ \text{cm}^{-2}$ .

Внешний вид селектирующей пластины из графита в первом эксперименте показан на рис. 3,



**Рис. 4.** Внешний вид пакета селектирующих элементов во втором и третьем экспериментах.

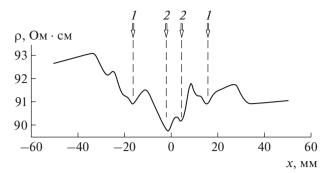
а пакета селектирующих элементов во втором и третьем экспериментах — на рис. 4.

После облучения в реакторе и спадания наведенной активности были проведены измерения пластин кремния на кафедре полупроводниковой электроники и физики полупроводников в Национальном исследовательском технологическом университете МИСиС. Работа проводилась на автоматизированной установке ВИК УЭС для измерения удельного электросопротивления (у.э.с.) полупроводниковых материалов четырехзондовым методом. В первом эксперименте получена следующая картина изменения у.э.с. кремния на следе потока нейтронов от четырех селектирующих пластин [8].

На рис. 5 представлен профиль у.э.с. пластины из первого эксперимента.

Снималась карта у.э.с. на поверхности пластин с переменным шагом в цилиндрической системе координат. В связи с наличием зависимости между поглощенной интегральной дозой от потока тепловых нейтронов и проводимостью кремния это эффективный метод измерения поля нейтронов реактора [7]. В эксперименте показано, что полосы повышенной проводимости кремния (а значит, повышенной интенсивности потока нейтронов) находятся в тех районах, где расположены пластины и проводимость в минимумах следа у.э.с. совпадает с расчетной.

Во втором и третьем экспериментах использовался пакет из 20 алюминиевых пластин. В этом случае на пакете селектирующих пластин идет сепарация нейтронов внешнего диффузного поля реактора. Для регистрации эффекта во втором случае использовался пакет из двух кремниевых пластин Ø101.8 и толщиной 2.4 мм, установленных ребром вдоль направления движения потока ней-



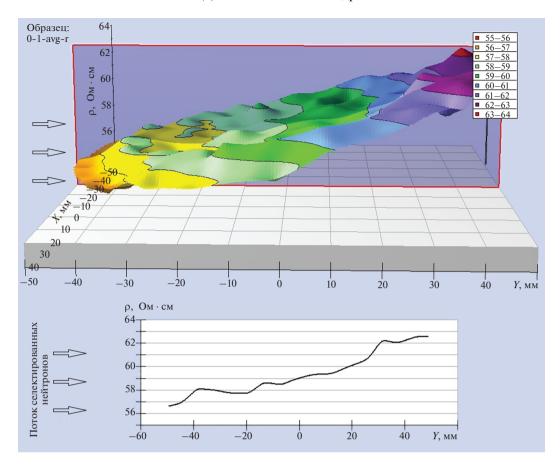
**Рис. 5.** Профиль изменения у.э.с. кремния: I — след нейтронных потоков от внешних селектирующих пластин с  $K_{sel} = 10$ ; 2 — след нейтронных потоков от внутренних селектирующих пластин с  $K_{sel} = 15$ . Вертикальные пунктирные линии со стрелками выделяют направления потока тепловых нейтронов от четырех графитовых селектирующих пластин.

тронов, в третьем случае — из одной пластины толщиной 4 мм. Селектирующие пластины выполнены из алюминиевой прокатанной ленты (марки A0) толщиной 0.5 и шириной 70 мм с дистанционирующей отбортовкой по краям, сформированной таким образом, чтобы геометрический фокус, в направлении которого пластины ориентируют селектируемые нейтроны, находился на расстоянии 100 мм от края пластин. Профиль селектирующих пластин так же, как и в первом эксперименте, был выбран в виде части эллипса.

На рис. 6 показан вид детектирующих пластин со стороны открытого торца контейнера.



**Рис. 6.** Внешний вид детектирующих дисков (I) и торца пакета из 20 селектирущих пластин (2) в контейнере во втором и третьем экспериментах.



**Рис. 7.** Карта изменения у.э.с. вдоль контрольной кремниевой пластины (вверху) и изменение у.э.с. вдоль контрольной кремниевой пластины (внизу).

На рис. 7 представлена карта распределения у.э.с. в третьем эксперименте.

Расчетная величина у.э.с. облученных участков исходного кремния связана с концентрацией носителей  $N_q$ , порожденных облучением интегральным потоком нейтронов  $\Phi$  как:  $\rho_{\rm exp} = (eN_q\mu_n)^{-1}$ , где  $e=1.602\cdot 10^{-19}$  Кл,  $\mu_n\approx 1350$  см $^2$  В $^{-1}$  с $^{-1}$  — подвижность электронов в кремнии при полученной дозе облучения.

Ожидаемое удельное электрическое сопротивление кремния в интегральном потоке нейтронов реактора в  $\Phi = 3.02 \cdot 10^{17} \pm 3\%$  см $^{-2}$  при отсутствии эффекта селекции должно было быть около 96 Ом · см. Это обычно воспроизводится в экспериментах при среднем потоке тепловых нейтронов в реакторе  $1 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  с точностью до  $\pm 3\%$ .

У.э.с. на облученных кремниевых пластинах оказалось ниже ожидаемого, а значит, плотность потока отселектированных тепловых нейтронов экспериментальным блоком элементов селектирующей структуры оказалась более высокой.

По результатам измерений проводимости кремния был восстановлен интеграл потока зарегистрированных тепловых нейтронов.

моте и П

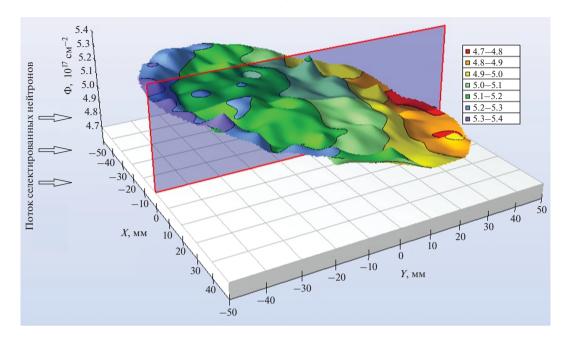
$$\begin{split} \Phi_{\rm exp}, \, c_{\rm M}^{-2} &= (e \rho_{\rm exp} \mu_n n_{\rm Si} \sigma_{\rm 30Si} \, 0.031)^{-1} \approx \\ &\approx \frac{300 \cdot 10^{17}}{\rho_{\rm exp} [{\rm OM} \cdot {\rm cM}]} \pm 3\%, \end{split}$$

где  $n_{\rm Si}$  — концентрация кремния в пластине, 0.031 — доля изотопа  $^{30}{\rm Si}$  в природном кремнии,  $\sigma_{^{30}{\rm Si}}$  — сечение взаимодействия нейтронов с  $^{30}{\rm Si}$ .

На рис. 8 представлена карта распределения интегрального потока нейтронов.

Показано, по меньшей мере, двукратное увеличение интегрального потока тепловых нейтронов за счет селективной сепарации нейтронов на пакете из 20 селектирующих элементов. Секториальный блок профилированных селектирующих элементов из алюминия составляет 1/45 часть полного цилиндра и имеет длину 70 мм вдоль оси. И при полноценной цилиндрической з.ф.с. поток тепловых нейтронов был бы в 90 раз больше потока тепловых нейтронов реактора.

В результате проведенных экспериментов в ядерной технике появился инструмент, который:



**Рис. 8.** Изменение интегрального потока тепловых нейтронов, зарегистрированных на контрольной кремниевой пластине. Получено, что поток нейтронов на пластине вырос до величины  $\Phi = 5.3 \cdot 10^{17} \pm 3\%$  см<sup>-2</sup> при интегральном потоке поля нейтронов в реакторе  $\Phi = 2.3 \cdot 10^{17} \pm 3\%$  см<sup>-2</sup>.

— во-первых, в отличие от чисто градиентного управления диффузией нейтронов в обычном реакторе, позволяет эффективно управлять потоками тепловых нейтронов; при этом он термализует быстрые нейтроны, создает из диффузного поля тепловых нейтронов направленный поток и эффективно управляет им;

— во-вторых, в связи с высокой эффективностью отражения тепловых нейтронов от зеркальных поверхностей возможно создание широкого класса различных устройств для экспериментальной физики [9] и для управляемого нейтронного легирования веществ [10—12].

#### выводы

Зарегистрирован эффект селективной сепарации нейтронов на селектирующих элементах из графита и на блоке профилированных пластин из алюминия. Полученные экспериментальные результаты можно использовать в новом поколении ядерных реакторов и термоядерных реакторов, при разработке различных устройств с повышенной плотностью потока тепловых нейтронов, высокоэффективных детекторов нейтронов, а также и в создании новых технологий нейтронного легирования полупроводников, или в экспериментальной физике. Результаты интересны для разных областей применения плотных нейтронных потоков. В частности, на его основе можно решить такие задачи, как снижение времени набора, интегрального потока тепловых нейтронов, на экспериментальных образцах при их размещении в фокусных областях з.ф.с.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Kim Y.H., Park H., Kim Y.K., Kim J., Kang J. // Radiation measurements. 2017. V. 107. P. 73.
- Lehmann E., Trtik P., Ridikas D. // Physics Procedia. 2017. V. 88. P. 140.
- 3. Boffy R., Beaucour J., Bermejo F.J. // Nuclear technology. 2017. V. 200. № 1. P. 54.
- Варлачев В.А., Зенков А.Г., Солодовников Е.С. // Изв. вузов. Физика. 1998. № 4. С. 210.
- Варлачев В.А., Солодовников Е.С. // ПТЭ. 2009. № 3. С. 35.
- 6. Дробышевский Ю.В., Столбов С.Н. А.с. № 1821818 СССР. 1990.
- 7. Анфимов И.М., Варлачев В.А., Дробышевский Ю.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2018. № 1. С. 24.
- Анфимов И.М., Дробышевский Ю.В., Столбов С.Н. // Изв. Института инженерной физики. 2018. Т. 3. № 49. С. 21.
- Дробышевский Ю.В., Дунилин В.М., Волков Г.Г., Столбов С.Н. // Изв. Института инженерной физики. 2017. № 3. 2017. С. 17—28.
- Варлачев В.А., Зенков А.Г., Солодовников Е.С. // Изв. вузов. Физика. 1998. № 4. С. 210.
- 11. *Варлачев В.А., Солодовников Е.С.* // Изв. вузов. Физика. 2010. Т. 53. № 10-2. С. 313.
- 12. Петров Г.Н., Прохоров А.К., Гущин В.В., Дробышевский Ю.В., Столбов С.Н., Некрасов С.А. Патент на изобретение 2514943 РФ // Опубл. 10.05.2014. Бюл. 13.

#### ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

УЛК 539.1.08

#### СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

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

<sup>а</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53 <sup>b</sup> Объединенный институт ядерных исследований Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6 \*e-mail: baskov@x4u.lebedev.ru Поступила в редакцию 07.06.2020 г. После доработки 11.07.2020 г. Принята к публикации 29.07.2020 г.

Представлены результаты калибровки сцинтилляционного годоскопического спектрометра, предназначенного для регистрации заряженных частиц в эксперименте по поиску "тяжелого электрона" на тормозном пучке фотонов ускорителя "Пахра" ФИАН. При энергии электронов  $E=40~{\rm M} \cdot {\rm B}$  относительное энергетическое и координатное разрешения спектрометра составили  $\delta=22\%$  и  $\sigma_x=9.5~{\rm MM}$  соответственно. Обнаружено, что ширину электромагнитных ливней в поперечном направлении при энергии электронов  $E<100~{\rm M} \cdot {\rm B}$  можно описать зависимостью  $\Delta \sim \ln E$ , при  $E>100~{\rm M} \cdot {\rm B}$  — зависимостью  $\Delta \sim 1/{\rm exp}E$ .

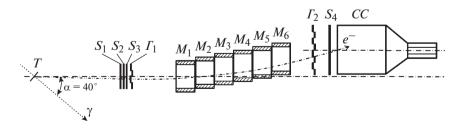
**DOI:** 10.31857/S003281622101002X

#### **ВВЕДЕНИЕ**

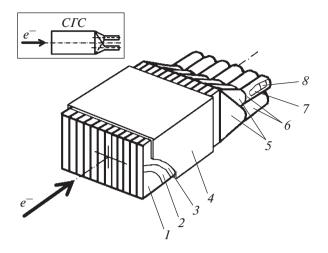
Возможность существования ранее не наблюдавшихся относительно легких долгоживущих заряженных частиц  $\ell^{\pm}$  с массой, лежащей между массой электрона и мюона, неоднократно обсуждалась теоретически и проверялась экспериментально. Все результаты поисков оказались отрицательными. Поэтому неожиданным оказалось появление сведений о наблюдении подобных легких частиц с массами около 9 МэВ на стереофотографиях, сделанных в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ. Камера облучалась протонами с энергией 10 ГэВ, а энергия и импульс частиц определялись по динамике изменения кривизны трека

в магнитном поле. Эти частицы были названы аномальными лептонами, хотя спин частиц в эксперименте не определялся [1].

С целью нового поиска аномальных лептонов на тормозном пучке фотонов с энергией до 500 МэВ ускорителя "Пахра" ФИАН создана эксперименнтальная установка (рис. 1). Для определения импульса и энергии частиц, вылетающих из мишени, используется времяпролетная методика. Сигнал *Start* задается системой триггерных сцитилляционных счетчиков  $S_1$ — $S_3$ , находящихся за мишенью T, сигнал Stop формируется сигналом счетчика  $S_4$ , находящегося перед сцинтилляционным спектрометром CC, предназначенным для регистрации вылетевших из мишени продуктов взаимодей-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки по поиску "тяжелого лептона" на ускорителе ФИАН "Пахра". T – медная мишень,  $S_1$  –  $S_4$  – сцинтилляционные счетчики,  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  – сцинтилляционные годоскопы,  $M_1$  –  $M_6$  – секции постоянных магнитов, CC – сцинтилляционный спектрометр.



**Рис. 2.** Схема сцинтилляционного годоскопического спектрометра CFC. 1 — сцинтилляционная пластина; 2 — металлизированный майлар; 3 — черная бумага; 4 — металлический корпус; 5 — светосборники; 6 — корпус  $\Phi$ ЭУ-85 (7) с делителем напряжения ( $\delta$ ); на вставке — сцинтилляционный годоскопический спектрометр CFC.

ствия тормозных фотонов с мишенью и имеющим размер  $200 \times 200 \times 200$  мм.

Максимальная энергия электронов, которых способен регистрировать CC, около  $E \approx 40 \text{ M} \rightarrow \text{B}$  $(E \approx (\Delta E/\Delta x)L$ , где  $\Delta E/\Delta x$  — средняя величина ионизационных потерь электронов на единицу пути в детекторе; L – толщина сцинтилляционного детектора [2, 3]). Импульс частицы, выходящей из мишени, определяется по углу отклонения частицы в системе постоянных магнитов  $M_1 - M_6$ , расположенных на ее траектории. Траектория частицы задается точкой выхода частицы из мишени, которая для определенности является центром мишени, и сработавшими каналами годоскопов  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , содержщих соответственно 4 и 8 каналов. Размеры каналов обоих годоскопов одинаковы и составляют  $50 \times 20 \times 5$  мм.  $\Gamma_1$  расположен за триггерными счетчиками  $S_1$ – $S_3$ , а  $\Gamma_2$  перед счетчиком  $S_4$ .

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ СПЕКТРОМЕТР

Для повышения точности определения импульса регистрируемой частицы, задаваемого углом отклонения частицы в магнитном поле системы магнитов, было решено  $\Gamma_2$  перенести непосредственно к магнитам, убрать из установки  $S_4$  и вместо CC поместить годоскопический спектрометр, который одновременно должен определять энергию частицы и ее координату. Для этой цели был создан сцинтилляционный годоскопический спектрометр  $C\Gamma C$  (рис. 2).

CIC представляет собой сборку из 12 независимых каналов — сцинтилляционных пластин 1

на основе полистирола размером  $500 \times 250 \times 20$ мм. Каждая пластина с торца через "воздушный" светосборник 5 просматривается одним фотоэлектронным умножителем (ф.э.у.) 7(ФЭУ-85). Высота каждого светосборника от торцевой плоскости сцинтилляционной пластины до фотокатода ф.э.у. составляет 15 см. Так как ширина пластины равна 20 мм, а диаметр колбы  $\Phi ЭУ-85-30$  мм, то для компактности ось симметрии ф.э.у. сдвинута относительно оси симметрии сцинтилляционной пластины в вертикальной плоскости на 40 мм (вставка на рис. 2). В рабочем положении светосборники и ф.э.у. с нечетными номерами по порядку расположены по вертикали выше относительно оси симметрии пластины, а светосборники и ф.э.у. с четными номерами расположены ниже.

Все грани пластины, кроме той, на которой находится светосборник с ф.э.у., обернуты метализированным майларом 2 и черной бумагой 3. Для усиления конструкции сборка помещена в металлический корпус 4, но торцевая часть сборки, куда должны поступать частицы, и задняя часть сборки, на которой расположены светосборники с ф.э.у., корпусом не закрыты.

## КАЛИБРОВКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ГОДОСКОПИЧЕСКОГО СПЕКТРОМЕТРА

Калибровка  $C\Gamma C$  была выполнена на квазимонохроматическом пучке вторичных электронов ускорителя ФИАН "Пахра" [4, 5]. Блок-схема калибровочного канала представлена на рис. 3. 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  $B_1$  и  $B_2$  подавались на входы схемы совпадений  $B_2$  совтадений  $B_3$  и задержки  $B_3$  подавался сигнал со счетчика антисовпадений  $B_3$  размером  $B_3$  х  $B_3$  мм.

Сигнал со схемы совпадений CC являлся триггерным сигналом Start для запуска двух блоков восьмивходовых зарядоцифровых преобразователей (SUII), на входы "Анализ" которых через блоки задержек  $3_4$ — $3_{15}$  подавались сигналы от 12 каналов CIC. Сигнал Start являлся также сигналом, с помощью которого через крейт-контроллер системы CAMAC проводилась "запись" сигналов с CIC в память компьютера. Перед счетчиком антисовпадений A находился свинцовый коллиматор с диаметром отверстия 3 мм, который задавал апертуру электронного пучка. Интенсивность электронного пучка составляла  $\sim 15 \ e^-/c$ .

Калибровка *CГС* проходила в два этапа. На первом этапе на пучке вторичных электронов проводилось последовательное выравнивание амплитуд всех каналов *CГС* таким образом, чтобы амплитудный спектр каждого канала был расположен в рабочей области *ЗЦП*. Длина каждой пластины *СГС* 

составляет 50 см, поэтому средняя энергия, оставляет ленная электронами в сцинтилляторе, составляет  $\langle E \rangle \approx 2 [\text{M} \Rightarrow \text{B}/\text{cm}] \cdot 50 [\text{cm}] \approx 100 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$ . Так как при энергии электронов выше 100 МэВ энерговыделение в CFC не увеличивается [3], то максимальное энерговыделение в канале CFC также должно составлять не более  $\langle E \rangle = \langle E_{\text{max}} \rangle \approx 100 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$ . Поэтому первый этап калибровки был осуществлен при энергии электронного пучка  $E=80 \text{ M} \Rightarrow \text{B}$ .

В результате средняя амплитуда каждого канала составила  $\sim$ 260 каналов  $3U\Pi$  при максимальной величине рабочей области 512 каналов. Изменение средней амплитуды канала  $C\Gamma C$  проводилось изменением напряжения на делителе напряжения ф.э.у. данного канала. Изменения положений каналов относительно пучка электронов в горизонтальной плоскости осуществлялись дистанционно перемещением платформы, на которой находился  $C\Gamma C$ , с точностью  $\sim$ 1 мм.

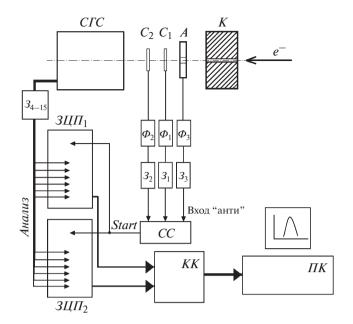
#### ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СГС

На втором этапе была осуществлена энергетическая калибровка CIC. Спектрометр был помещен на пучок электронов таким образом, чтобы электроны входили по центру 7-го канала под углом  $0^{\circ}$  относительно траектории пучка и осью симметрии пластины канала.

Энергетическая калибровка *СГС* выполнялась при энергиях электронов  $E=40,\,60,\,80,\,100,\,120,\,150$  и 200 МэВ. Амплитуда *СГС*, зарегистрировавшего i-электрон, определялась суммой амплитуд всех каналов  $A_i=\sum_{m=1}^{12}A_{mi}$ , где  $A_{mi}$  – амплитуда в m-канале *СГС*;  $m=1,...,\,12$  – номер канала.

Энергия электрона определялась как  $E_i = kA_i$ , где k — коэффициент пропорциональности;  $A_i$  — амплитуда CIC, зарегистрировавшего i-электрон. Коэффициент k определялся из калибровки CIC на пучке электронов с энергией E=60 МэВ с последующей проверкой и коррекцией значения k на пучке электронов с энергией E=40 МэВ ( $k=E/\sum_{m=1}^{12}\langle A_m\rangle$ , где E — энергия калибровочного пучка электронов,  $\langle A_m\rangle$  — средняя амплитуда спектра канала m ( $m=1,\ldots,12$ ), определенная по калибровочному набору данных).

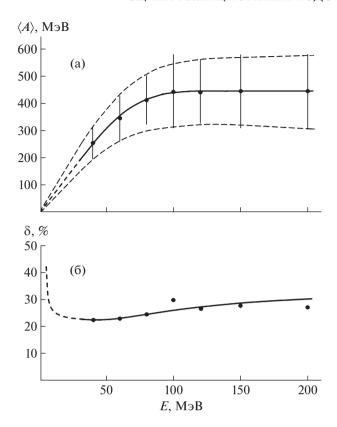
Зависимости средней амплитуды *СГС* и относительного амплитудного разрешения от энергии электронов представлены на рис. 4. Зависимость на рис. 4а качественно повторяет зависимость изменения амплитуды сцинтилляционного спектрометра толщиной 20 см от энергии пучка вторичных электронов, представленную в [3]. Видно, что энерговыделение в *СГС* от энергии электронов растет вплоть до величины 100 МэВ, а начиная с энергии электронов 100 МэВ и до последней исследованной энергии 200 МэВ зависимость явля-



**Рис. 3.** Блок-схема калибровочного канала квазимонохроматических вторичных электронов ускорителя ФИАН "Пахра".  $\Phi_1 - \Phi_3 -$  блоки формирователей,  $3_1 - 3_{15} -$  блоки задержек, CC - схема совпадений,  $3 \coprod \Pi_1$  и  $3 \coprod \Pi_2 -$  8-входовые зарядоцифровые преобразователи; Start - тригтерный сигнал, Ahanus - амплитудные сигналы с каналов CIC, KK - крейт-контроллер системы CAMAC,  $\Pi K -$  персональный компьютер.

ется константой. Это означает, что вплоть до энергии электронов 100 МэВ энерговыделение от электронов полностью "укладывается" в объеме *СГС*, определяемом длиной спектрометра вдоль траектории пучка. Из рис. 4а видно также, что зависимость средней амплитуды *СГС* от энергии электронов до величины ~70 МэВ линейна, от ~70 МэВ до ~100 МэВ она имеет нелинейный, переходный характер и при энергии выше ~100 МэВ определяется постоянной величиной.

Относительное амплитудное разрешение СГС, которое является также и относительным энергетическим разрешением, определялось как  $\delta =$  $= ((\Delta A/\langle A \rangle)/2.35) \cdot 100\%$ , где  $\Delta A$  — полная ширина амплитудного спектра на половине его высоты,  $\langle A \rangle$  — средняя амплитуда амплитудного спектра CIC,  $2.35 = 2 \cdot (\ln 2) \cdot \sqrt{2}$ . Из рис. 4б видно, что зависимость амплитудного разрешения СГС от энергии электронов сложная. Если экстраполировать экспериментальные ошибки в область низких энергий электронов (рис. 4а), то можно видеть (рис. 4б), что δ значительно улучшается при повышении энергии электронов от 5 МэВ ( $\delta \sim 40-50\%$ ) вплоть до энергии ~40 МэВ, при которой СГС имеет наилучшее разрешение δ≈ 22%. При дальнейшем повышении энергии электронов δ ухудшается и начиная с энергии электронов 100 МэВ зависимость



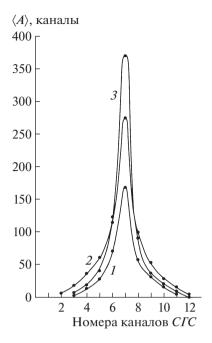
**Рис. 4.** Зависимости характеристик *СГС* от энергии электронов:  $\mathbf{a}$  — средняя амплитуда *СГС*;  $\mathbf{б}$  — относительное энергетическое разрешение *СГС*.

становится практически линейной, достигая при энергии электронов 200 МэВ значения  $\delta \approx 31\%$ .

#### ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЛИВНЕЙ

На рис. 5 представлены профили электромагнитных ливней, развивающихся в  $C\Gamma C$  в поперечном направлении, при энергиях электронного пучка E=40, 100 и 200 МэВ. Видно, что с повышением энергии электронов энерговыделение во всех каналах  $C\Gamma C$  увеличивается, но начиная с E>100 МэВ энерговыделение в периферийных каналах падает.

На рис. 6 представлена зависимость изменения поперечной ширины электромагнитного ливня, развивающегося в CIC, от энергии электронов. При энергиях электронов до  $E \approx 100$  МэВ ширину ливня можно описать оценочным выражением  $\Delta \approx \alpha \ln \beta \cdot E$ , где  $\Delta$  — ширина электромагнитного ливня в каналах CIC; E, МэВ — энергия электрона;  $\alpha = 2.183$ ;  $\beta = 1.544$  МэВ $^{-1}$  [2]. При энергиях E > 100 МэВ ширина ливня становится меньше, и зависимость можно описать оценочным выражением  $\Delta \approx \alpha \exp(-\beta E)$  при  $\alpha = 12.1$  и  $\beta = -9.531 \cdot 10^{-4}$  МэВ $^{-1}$ . Можно предположить, что

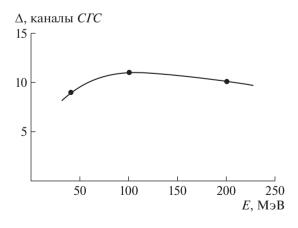


**Рис. 5.** Продольные профили развития электромагнитных ливней от электронов, развиваемых в CIC, в зависимости от энергии:  $I-E=40~\mathrm{M}$ эВ,  $2-E=100~\mathrm{M}$ эВ,  $3-E=200~\mathrm{M}$ эВ.

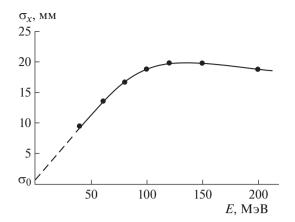
уменьшение ширины электромагнитных ливней с повышением энергии электронов связано с повышением средней энергии вторичных заряженных частиц ливня ( $e^-e^+$ -пар) и, соответственно, уменьшением среднего угла многократного рассеяния [6].

#### КООРДИНАТНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СГС

Для определения координаты входа электронов в *СГС* использовался метод "центра тяжести"



**Рис. 6.** Зависимость ширины электромагнитных ливней от электронов, развиваемых в CIC, от энергии электронов ( $\Delta$  — ширина электромагнитного ливня в каналах CIC).



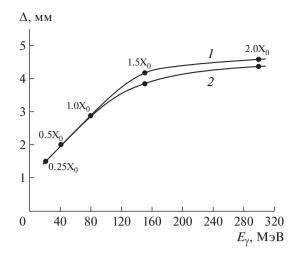
**Рис. 7.** Зависимость координатного разрешения CIC от энергии электронов.

[6]. Координата i-электрона определялась с помощью выражения  $x_i = d \cdot \left(\sum_{m=1}^{12} m A_{mi} / \sum_{m=1}^{12} A_{mi}\right)$ , где d — ширина канала CIC;  $A_{mi}$  — амплитуда сигнала в канале m CIC; m — номер канала (m = 1, ..., 12). Координата, определенная данным методом, имеет смещение  $x_0$ . Измерения показали, что величина смещения не зависит от энергии в области исследованных энергий от 40 до 200 МэВ и составляет  $x_0$  = 52.5 мм. На рис. 7 представлена зависимость координатного разрешения CIC  $\sigma_x$  от энергии электронов с учетом вычета ширины электронного пучка, определяемой диаметром коллиматора перед триггерными счетчиками  $C_1$  и  $C_2$ , равным 3 мм (рис. 3).

Из рис. 7 видно, что характер зависимости  $\sigma_x$  от энергии электронов с небольшим численным сдвигом по энергии аналогичен характеру зависимости относительного энергетического разрешения  $\delta$ . Зависимость  $\sigma_x$  от энергии электронов до ~80 МэВ линейна, от ~80 до ~120 МэВ она имеет нелинейный характер. При энергии электронов выше ~120 МэВ наблюдается линейный спад.

На рис. 8 представлена зависимость изменения ширины электромагнитного ливня от  $\gamma$ -кванта, развивающегося в ксеноне, от энергии [7]. Видно, что характер зависимости рис. 7 качественно соответствует характеру зависимости рис. 8. Таким образом, при исследованных энергиях электронов и постоянной ширине канала  $C\Gamma C$  зависимость  $\sigma_x$  определяется зависимостью изменения ширины электромагнитного ливня от энергии.

При энергиях электронов  $E < \sim 80$  МэВ зависимость  $\sigma_x$  от энергии линейная и ее можно описать выражением  $\sigma_x = \sigma_x(E) = \sigma_0 + aE$  при  $\sigma_0 = 0.5$  мм, a = 0.225 мм/МэВ. Начиная с энергий  $E > \sim 120$  МэВ ширина ливня начинает меньше зависеть от энергии (рис. 8) и, соответственно, меньше оказывать влияние на  $\sigma_x$ , которая в этом диапазоне энергий



**Рис. 8.** Зависимость ширины электромагнитного ливня от  $\gamma$ -квантов, развивающегося в ксеноне, от энергии: I — ширина ливня в максимуме развития (цифры у точек представляют глубину ливня t, на которой находится максимум); 2 — ширина ливня на глубине развития ливня  $t \approx 1.3X_0$ .

подчиняется зависимости  $\sigma_x(E) \sim E^{-1/2}$  [6, 8]. Зависимость начинает работать при толщинах спектрометра в продольном направлении  $t_{\rm spectr} > 2 {\rm X}_0$  ( ${\rm X}_0$  — радиационная длина), поскольку начиная с энергии ~120 МэВ на данную толщину приходятся максимум развития ливня и, соответственно, максимальная ширина ливня в поперечном направлении (кривая I на рис. 8).

Толщина *CIC* составляет  $1.25X_0$ , и при энергии электронов больше  $\sim$ 120 МэВ максимум развития ливня выходит за пределы *CIC*. В этом случае ширина ливня определяется точкой развития ливня до максимума и она несколько меньше ширины ливня в максимуме. Поэтому  $\sigma_x$  также несколько уменьшается, подчиняясь линейному закону (кривая 2 на рис. 8). Диапазон энергий  $\sim$ 80 < E <  $\sim$ 120 МэВ является промежуточной областью изменения  $\sigma_x$ .

Численно  $\sigma_x$  меняется от  $\sigma_x = 9.5$  мм при E = 40 МэВ до  $\sigma_x \approx 20$  мм при E = 120 МэВ. При E = 200 МэВ координатное разрешение *CIC* составляет  $\sigma_x \approx 19$  мм.

## ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК *СГС*ОТ УГЛА ВХОДА ЭЛЕКТРОНОВ В СПЕКТРОМЕТР

На пучке электронов с энергией  $E=80~{\rm M}{\rm 9}{\rm B}$  исследованы характеристики CIC от угла входа  $\Theta$  электронов в спектрометр относительно их траектории в горизонтальной плоскости. На рис. 9 представлены зависимости изменения средней амплитуды, относительного амплитудного и координатного разрешений, а также координаты электрона, определяемой CIC, от угла входа элек-

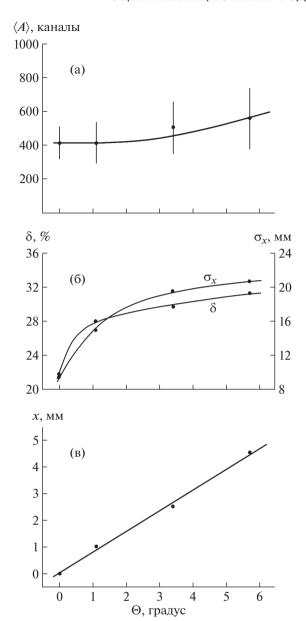


Рис. 9. Зависимость энергетических и координатных характеристик СГС от угла входа электронов в СГС при энергии электронов E = 80 MэВ:  $\mathbf{a}$  — средняя амплитуда  $C\Gamma C$ ; **б** — относительное энергетическое  $\delta$  и координатное  $\sigma_{\chi}$  разрешения *CIC*;  $\hat{\mathbf{B}}$  – координата входа электронов в СГС.

тронов в спектрометр. Из рис. 9а видно, что средняя амплитуда сигналов СГС практически постоянна в пределах углов  $0^{\circ}$  –  $1.5^{\circ}$  и начинает увеличиваться с угла ~2°. При максимальном исследованном угле  $\Theta = 5.7^{\circ}$  прирост амплитуды относительно значения амплитуды при угле 0° достигает ~22%. Рис. 96 показывает, что относительное амплитудное (δ) и координатное ( $\sigma_r$ ) разрешения также увеличиваются с увеличением угла входа электронов в СГС. Увеличение значений  $\delta$  и  $\sigma_{\!\scriptscriptstyle x}$  начиная с углов около  $1.5^{\circ}-2^{\circ}$  составляет >30%. Из рис. 9в видно, что существует линейная зависимость смещения координаты, определяемой  $C\Gamma C$ , от угла входа электрона в спектрометр. Смещение можно скорректировать зависимостью  $x = a + b \cdot \Theta$  при a = 0.03 мм и b == 0.771 мм/градус.

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Результаты калибровки сцинтилляционного годоскопического спектрометра на пучке вторичных электронов ускорителя "Пахра" с энергий от 40 до 200 МэВ показали, что в области энергий электронов  $E \le 100 \text{ M}$  в , при которых проводится поисковый эксперимент, зависимость средней амплитуды от энергии электронов до ~70 МэВ имеет линейный характер. Относительное амплитудное разрешение и, соответственно, энергетическое разрешение СГС минимально при энергии электронов  $E = 40 \, \text{МэВ}$  и при повышении энергии электронов до ~100 МэВ меняется слабо, находясь на уровне  $\delta = 22-25\%$ . Координатное разрешение *CTC* линейно меняется от  $\sigma_x = 9.5$  мм при  $E = 40 \text{ M} \ni \text{B}$  до  $\sigma_x = 17 \text{ мм}$  при  $E = 80 \text{ M} \ni \text{B}$ .

Определено, что при энергии электронов E << 100 МэВ поперечная ширина ливня  $\Delta$  подчиняется зависимости  $\Delta \sim \ln E$ . Обнаружено, что средняя амплитуда СГС, амплитудное и координатное разрешения, а также координата, определяемая CIC, зависят от угла входа электронов в CIC. Для определения точной координаты входа электронов в СГС можно применять простую корректирующую функцию вида  $x = a + b \cdot \Theta$ . Для определения зависимости смещения координат от угла входа электронов в СГС от энергии электронов будут проведены дополнительные исследования.

СГС способен регистрировать заряженные частицы с энергией в диапазоне до ~80 МэВ, что в 2 раза больше по сравнению с диапазоном регистрации используемого в настоящее время сцинтилляционного спектрометра, и с точностью, на ≈20% лучшей по сравнению со спектрометром такого же типа, используемым в [3]. СГС способен определять координату входа частицы в спектрометр с точностью не хуже сцинтилляционного годоскопа, расположенного в настоящее время перед СС. Сцинтилляционный годоскопический спектрометр может быть использован в эксперименте по поиску аномальных лептонов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alekseev V.I., Baskov V.A., Dronov V.A., Krechetov Yu.F., Ľvov A.I., Pavlyuchenko L.N., Polyanskiy V.V., Sidorin S.S. // EPJ Web of Conferences (Baldin ISHEPP XXIV). 2019. V. 204. 08009. https://doi.org/10.1051/epjconf/201920408009

- 2. *Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П.* Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- 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., 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
- 5. 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
- 6. Белоусов А.С., Ваздик Я.А., Зверев В.Г., Малиновский Е.И., Малиновский И.Е., Теркулов А.Р. Препринт ФИАН № 23. М., 1995.
- 7. Огрзевальский 3., Стругальский 3.С. Препринт ОИ-ЯИ Р1-4562. Дубна, 1969.
- 8. Бинон Ф., Буянов В.М., Гуанэр М., Донсков С.В., Дютейль П., Дюфурно Г., Инякин А.В., Какауридзе Д.Б., Качанов В.А., Кулик А.В., Ланье Ж.П., Леднев А.А., Михайлов Ю.В., Мишот Д., Мути Т. и др. Препринт ИФВЭ 85-62. Серпухов, 1985.

#### \_ ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО \_ ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.1.075+536.212

# ИССЛЕДОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОТОТИПА СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ МОДУЛЯ КРЕМНИЕВОЙ ТРЕКОВОЙ СИСТЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА ВМ@N

© 2021 г. Д. В. Дементьев<sup>а</sup>, Т. З. Лыгденова<sup>a,b</sup>, П. И. Харламов<sup>a,c,\*</sup>

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>b</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36

<sup>c</sup> НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

\*e-mail: pi.kharlamov@physics.msu.ru
Поступила в редакцию 25.05.2020 г.
После доработки 26.06.2020 г.
Принята к публикации 27.06.2020 г.

Протестированы различные материалы для элементов системы охлаждения считывающей электроники кремниевого трекового детектора установки ВМ@N. Проведены тепловые расчеты при помощи программного пакета ANSYS, а также экспериментальные измерения теплопроводности различных клеев и углепластиковых материалов, по результатам которых были выбраны материалы для тепловых мостов. Выполнены тепловые испытания макетов платы со считывающей электроникой на алюминиевом радиаторе, в ходе которых были также протестированы различные термоинтерфейсы.

#### **DOI:** 10.31857/S0032816220060208

#### **ВВЕДЕНИЕ**

ВМ@N (Barionic Matter at Nuclotron) [1] — эксперимент на выведенных пучках ускорительного комплекса NICA-Нуклотрон в Дубне, целью которого является изучение ядерной материи путем столкновения релятивистских пучков тяжелых ионов (до ядер золота) с энергиями до 4.5 ГэВ/нуклон с фиксированной мишенью. ВМ@N является первым экспериментом, проводимым на ускорительном комплексе NICA-Нуклотрон. Ключевой частью трековой системы ВМ@N является кремниевая трековая система, построенная на основе трековых модулей, включающих в себя считывающую электронику и двухсторонние микростриповые кремниевые сенсоры.

Кремниевая трековая система BM@N будет состоять из более чем 600000 каналов и работать в условиях высоких загрузок детектора. Система в значительной степени повторяет общие технические решения планируемой трековой системы эксперимента CBM на строящемся ускорительном комплексе FAIR [2] в Дармштадте, Германия, но не идентична ей, в частности, существенно отличается ее система охлаждения.

Как и в эксперименте СВМ, в кремниевой трековой системе для обработки сигнала с детектора используется быстрая многоканальная электроника. Побочным эффектом такой электроники является выделение большого количества тепла, которое необходимо отводить из термостата, куда помещен детектор. Для эффективного отвода тепла следует использовать максимально действенные тепловые интерфейсы между микросхемами и тепловыми мостами, а также между радиаторами и охлаждающей пластиной.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

#### 1.1. Концепция теплового интерфейса

Кремниевая трековая система, общая конструкция которой описана в [3], состоит из четырех станций. Составными элементами станций являются двухсторонние микростриповые сенсоры, соединенные с платами считывающей электроники сверхлегкими многослойными алюминиево-полиимидными кабелями. Все это образует так называемые модули, которые крепятся на опорные конструкции из углеродного волокна.

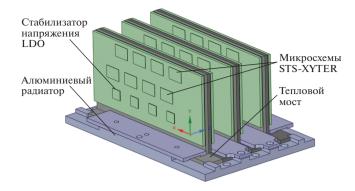


Рис. 1. Схема теплового интерфейса.

Основными источниками тепла на плате являются 8 специализированных микросхем STS-XYTER, каждая из которых выделяет тепловую мощность около 1.2 Вт. Поскольку микросхема считывания должна работать с аналоговыми сигналами малой амплитуды и обеспечивать предельно низкий уровень шумов, на самой плате размещены четыре малошумящих стабилизатора напряжения с рассеиваемой мощностью ~0.8 Вт каждый. Общее энерговыделение достигает 13 Вт на одну плату электроники считывания.

При разработке основной сложностью являлось ограниченное пространство внутри анализирующего магнита, где должны располагаться все сенсоры и вся считывающая электроника. В связи с этим необходимо было найти решение для отвода тепла, исходя из имеющего объема и с применением минимума тяжелых материалов. Кроме того, следовало полностью исключить какие-либо магнитные материалы.

В данной работе приведены результаты исследования тепловых интерфейсов плат со считывающей электроникой. Схема теплового интерфейса показана на рис. 1. Платы крепятся на тепловые мосты через тонкий слой теплопроводящего материала. Тепловые мосты в свою очередь крепятся на платформу (алюминиевый радиатор), которая зафиксирована на пластине с водяным охлаждением. Такая конструкция обусловлена технологией процесса сборки детектора, описанной в деталях в работе [3].

Для исследования способов наилучшего отвода тепла был создан макет, в котором в качестве имитатора микросхем STS-XYTER использовался миниатюрный нагревательный элемент из нихромовой проволоки, по габаритам имитирующий микросхему толщиной 300 мкм. Так как микросхемы являются основными источниками тепла на плате, тепловые потери на дорожках платы и в соединительных разъемах при проведении тепловых расчетов не учитывались.

#### 1.2. Выбор материала для тепловых мостов

Наиболее часто используемые материалы в системах охлаждения — это алюминий и медь вследствие их высокой теплопроводности [4, 5]. Наибольшей теплопроводностью обладает медь, но для эксперимента ВМ@N этот материал не применим, так как в условиях высокого радиационного фона медь сильно активируется [6]. Существуют различные сплавы алюминия с разной теплопроводностью, зависящей от чистоты сплава, однако сплавы с максимальной теплопроводностью сложны для механической обработки [7].

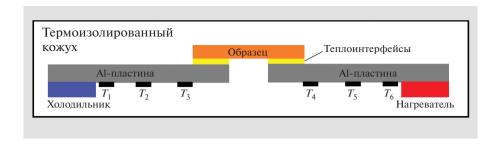
В настоящее время в качестве альтернативы алюминию разрабатываются новые теплопроводящие композитные материалы [8]. Теплопроводность углекомпозитного материала, изготовленного из препрега KT13D1U/EX1515 производства компании TenCate Advanced Composites, была измерена в работе [9]. Материал имеет высокую теплопроводность (269  $Bt/(M \cdot K)$ ) в направлении вдоль волокна и существенно меньшую (15  $Bt/(M \cdot K)$ ) — в направлении, перпендикулярном волокну.

Также в работе [9] сравнивались два углекомпозитных образца одинакового состава, но разной толщины. Для образца толщиной 78 мкм теплопроводность вдоль волокна составила 269  $Bt/(M \cdot K)$ , а для образца толщиной 156 мкм — 233  $Bt/(M \cdot K)$ . Из этих данных можно сделать вывод, что при увеличении толщины углекомпозитного образца возрастает количество связующего материала в его составе, что ухудшает тепловые характеристики образца.

Важнейшим критерием качества клеевого соединения в нашем случае является его высокая теплопроводность; также необходимо, чтобы тепловой интерфейс между платой и тепловым мостом являлся электрическим изолятором, способным выдерживать напряжение пробоя ≥500 В. Поиск наиболее теплопроводящего клея — одна из задач данной работы.

Исследованиями влияния пористости полимерных материалов на теплопроводность установлен эффект снижения коэффициента теплопроводности при наличии в материале газовых пор. Так, при повышении относительной пористости в стеклотекстолите от 0.1 до 0.3 коэффициент теплопроводности снижается на 26% [10]. Для данного материала снижение теплопроводности объясняется наличием газовых включений, заполненных продуктами разложения клеевого соединения, теплопроводность которых не превышает 5-10% от теплопроводности связующего соединения [11]. В работе [12] показано, что повышением плотности упаковки частиц в клеях при помощи наполнителей удается увеличить теплопроводность клея на 0.6-0.7 Bт/(м · K).

В данной работе рассматривается несколько материалов, из которых возможно изготовить



**Рис. 2.** Экспериментальный стенд для измерения теплопроводности в плоскостном направлении.  $T_1 - T_6$  — термопары.

тепловой мост: алюминий и различные композитные материалы из углепластиковых препрегов [9]. Был подготовлен стенд для тестирования теплопроводности образцов (рис. 2).

Теплопроводность материалов рассчитывалась в соответствии с законом Фурье по значениям тепловых потоков и перепадов температур, которые зависят линейно от расстояния до холодильника на обоих алюминиевых мостах (рис. 2). Среднее значение теплопереноса вычислялось по формуле:

$$Q = \frac{Q_1 + Q_2}{2} = \lambda_{A1} A \frac{dT_1/dx_1 + dT_2/dx_2}{2},$$
 (1)

где  $Q_1$  и  $Q_2$  — тепловые потоки через тепловой мост между холодильником и нагревателем соответственно, A — площадь поверхности теплообмена, dT/dx — тангенс угла наклона графика зависимости температуры от расстояния между холодильником и термопарами, измеряющими температуру тепловых мостов. Примером служит показанный на рис. 3 график, где 1 соответствует тепловому мосту с холодильником, а 2 — тепловому мосту с нагревателем.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

#### 2.1. Материалы тепловых мостов

Тестовый стенд для исследования теплопроводности материалов (рис. 2) состоит из двух дюралюминиевых пластин (марка Д16Т) толщиной 0.72 мм, шириной 50 и длиной 100 мм.

Пластины размещены на фиксированном расстоянии друг от друга. Одна пластина подключена к нагревателю, а другая - к алюминиевому радиатору, соединенному с охлаждающим термостатом (LAUDA MC 250), позволяющим поддерживать фиксированную температуру на конце пластины с точностью  $\pm 0.5$ °C. На каждой алюминиевой пластине (тепловом мосте) были установлены три термопары с точно заданной позицией на тепловых мостах.

Для предотвращения тепловых потерь от излучения и конвекции вся конструкция была помещена в термоизолирующий кожух из пенистого материала "Airex C70.75" с теплопроводностью  $0.033 \text{ BT/(M} \cdot \text{K}).$ 

Как описывалось выше, тепловое сопротивление рассчитывалось на основе измерения теплового потока O и градиента температур  $\Delta T$ , который вычислялся с помощью графиков, представленных на рис. 3.

Различие между тепловыми потоками  $Q_1$  и  $Q_2$ обусловлено потерей тепла через тепловые излучения образца. Чтобы минимизировать влияние этого эффекта на измерения, радиационный экран из алюминиевой фольги был помещен на несколько миллиметров выше образца.

Для проверки достоверности эксперимента был взят дюралюминиевый образец из того же материала, что и тепловые мосты, и построена тепловая модель с использованием программной

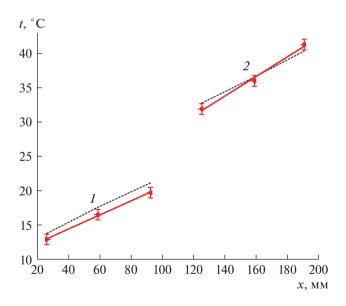


Рис. 3. График для определения перепада температур: 1 соответствует тепловому мосту с холодильником, 2 – тепловому мосту с нагревателем. В качестве образца взят углепластик с добавлением алмазной крошки, прикрепленный на скотч. Сплошная линия — экспериментальные значения, пунктирная – теоретические значения, рассчитанные с использованием программной системы ANSYS.

	Теплопроводность, Вт/(м · К)		
Образец	вдоль волокна	перпендикулярно волокну	
№ 1 (3 слоя препрега общей толщиной 0.75 мм)	$12 \pm 4.7$	$3.7 \pm 0.9$	
№ 2 (6 слоев препрега толщиной 1.27 мм)	$17 \pm 4.5$	8 ± 2	
№ 3 (6 слоев препрега с графеновой бумагой FGS (0.03 мм) по краям общей толщиной 1 мм)	64 ± 12.1	$22 \pm 3.7$	
№ 4 (препрег с графеновой бумагой FGS (0.03 мм) и добавлением алмазного порошка общей толщиной 0.7 мм)	$254 \pm 82.9$	14 ± 3.4	
№ 5 (4 слоя препрега, по краям с двух сторон слои углеткани (5 мм), в центре 10 слоев графеновой бумаги FGS и эпоксидная смола)	147 ± 28.1	_	

**Таблица 1.** Теплопроводность различных видов углепластика в направлениях, параллельном и перпендикулярном волокну

системы ANSYS. Расчетные значения температуры совпали с экспериментальными в пределах погрешности, что позволило судить о корректности проведенных измерений и подтвердило, что тепловыми потерями на нагрев окружающей среды в условиях эксперимента можно пренебречь.

В работе было испытано несколько материалов, предназначенных для изготовления тепловых мостов. Помимо дюралюминия, рассматривались варианты различных углекомпозитных материалов, изготовленных из углепластиковых препрегов с высоким коэффициентом теплопроводности.

Образцы углепластика шириной 50 и длиной 20 мм были размещены на обеих алюминиевых пластинах с площадью соединения  $2.5 \times 50 \text{ мм}^2$  каждая. При вычислении теплового сопротивления необходимо также учитывать сопротивления теплового интерфейса между исследуемым образцом и тепловыми мостами. Общее тепловое сопротивление в нашем случае состоит из нескольких последовательных сопротивлений: образца, тепловых мостов и термоинтерфейсов между ними. В качестве интерфейса между алюминиевыми пластинами и образцом использовался двухсторонний скотч толщиной 800 мкм с измеренным тепловым сопротивлением  $9.2 \pm 1.9 \text{ K/BT}$ , которое учитывалось при вычислении.

Были измерены параметры пяти образцов разной толщины, с различным числом и разной ориентацией слоев препрега и с наполнителем, в качестве которого использовались графеновая бумага FGS-003 и алмазный порошок:

- образец № 1 3 слоя препрега K13D2U толщиной 0.75 мм;
- образец № 2 6 слоев препрега K13D2U толщиной 1.27 мм;
- образец № 3 6 слоев препрега K13D2U с графеновой бумагой FGS-003 по краям общей толщиной 1 мм;

- образец № 4 препрег K13D2U с графеновой бумагой FGS-003 и добавлением в клей двух фракций алмазного порошка (30—40 мкм и 7—10 мкм) общей толщиной 0.7 мм;
- образец № 5—4 слоя препрега, по краям (5 мм) с двух сторон слои углеткани Т300 с поверхностной плотностью  $2 \, \text{г/м}^2$ , в центре 10 слоев графеновой бумаги FGS-003 и эпоксидный клей ЭД20 с отвердителем Этал-45М.

Графеновая бумага FGS-003 производства "Атвес Thermasol" имеет толщину 30 мкм, теплопроводность вдоль волокна — 1500 Вт/(м · K) и перпендикулярно волокну — 15 Вт/(м · K). Полученные значения теплопроводности указанных образцов представлены в табл. 1. Измерения проводились как вдоль волокна  $(0^{\circ})$ , так и поперек него  $(90^{\circ})$ .

Были построены графики температур для вычисления теплопроводности материалов тепловых мостов (аналогично рис. 3). Расчетные значения, полученные с помощью программной системы ANSYS, отличаются от измеренных результатов в среднем на  $2^{\circ}$ С, что может быть связано с погрешностью  $\lambda$ , которая была вычислена выше.

## 2.2. Клей между платой и тепловым мостом: сравнение клеев с алмазной крошкой

Измерение поперечной теплопроводности тонких материалов основано на принципах, аналогичных описанным в п. 1.2. Два алюминиевых блока (рис. 4) имеют размеры  $50 \times 20 \times 20$  мм [13]. Верхний алюминиевый блок приклеен к нагревателю. Нижний блок охлаждается при помощи термостата. Температура в фиксированных точках ( $T_1$ - $T_6$ ) измерялась с помощью термопар.

При изготовлении многокомпонентного клея необходимо учитывать неравномерность распределения компонентов разной массы, а также возможность возникновения воздушных пузырей внутри объема. Все это влияет на теплопровод-

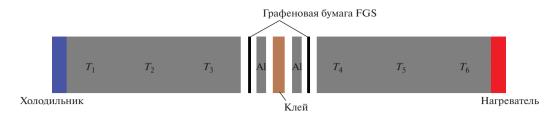


Рис. 4. Экспериментальный стенд для измерения теплопроводности в тонком слое.

ность образцов. Поэтому была использована специализированная центрифуга (THINKY ARE-250) лля замещивания клеев.

Были протестированы следующие 6 образцов толшиной 100 мкм из смеси эпоксидного клея с различными фракциями алмазного порошка и 1 образец смеси с нитридом бора:

- № 1 две фракции алмазной крошки в массовом соотношении с клеем 1/1/1;
- № 2 мелкая фракция алмазной крошки в массовом соотношении с клеем 1/1:
- № 3 крупная фракция алмазной крошки в массовом соотношении с клеем 1/1;
- № 4 две фракции алмазной крошки в массовом соотношении с клеем 1/1/2;
- № 5 две фракции алмазной крошки в массовом соотношении крупной фракции с мелкой фракцией с клеем 4/1/5;
- № 6 две фракции алмазной крошки в массовом соотношении крупной фракции с мелкой фракцией с клеем 90/5/57;
- № 7 нитрид бора с содержащим серебро токопроводящим клеем КТК в массовом соотношении 1/10.

Основной задачей тестирования было измерение теплового сопротивления слоя клея фиксированной толщины. По результатам измерений меньшее тепловое сопротивление показал образец № 6 с добавлением двух фракций алмазной крошки с соотношением мелкой к крупной 1/18. Можно предположить, что мелкая фракция заполнила объем между крупными, увеличивая таким образом общую теплопроводность слоя.

Несферичность алмазов, предположительно, не будет сильно влиять на плотность упаковки, поскольку, как показано в [14], плотности случайной упаковки для платоновых тел и для сфер отличаются слабо. Это позволяет оценить плотность случайной упаковки двухфракционного алмазного порошка [15] (без учета разброса размеров алмазной крошки).

В нашем случае оценка плотности упаковки дает 76%, что могло бы привести к массовому соотношению крупной фракции алмазов к их мелкой фракции и к клею как 14/5/2. Тем не менее, опыт показал, что при малом количестве клея состав теряет свои клеевые свойства. По этой причине в образце № 6 использовался состав с меньшим количеством алмазов мелкой фракции и с большим количеством клея. Исследования по поиску оптимального соотношения клея и двух фракций алмазов с точки зрения клеящих, прочностных и теплопроводящих свойств будут продолжены.

Измеренные значения теплового сопротивления образцов № 1-№ 4 с использованием в качестве термоинтерфейса термопрокладки КПТД-2/1-0.20 составили соответственно:  $1.9 \pm 0.97$ ;  $2.96 \pm 0.22$ ;  $2.94 \pm 0.54$ ;  $2.27 \pm 0.49$  K/B<sub>T</sub>.

При измерении теплового сопротивления образцов  $N_{0}$  5— $N_{0}$  7 для более точных результатов термопрокладка КПТД-2/1-0.20 производства компании НОМАКОН была заменена на графеновую бумагу FGS (см. рис. 4). Этот материал, имея меньшее тепловое сопротивление, позволяет точнее измерять тепловое сопротивление образцов в интервале <1 К/Вт. Измеренные значения для образцов № 5-№ 7 составили соответственно:  $0.28 \pm 0.08$ :  $0.05 \pm 0.01$ ;  $1.58 \pm 0.46$  K/Вт. В качестве примера, приведен график температур для вычисления теплового сопротивления образца № 6 (рис. 5).

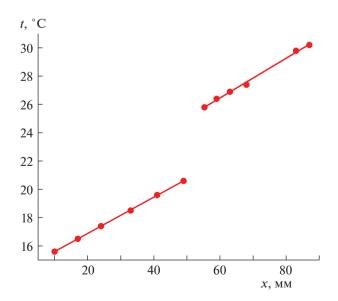


Рис. 5. График для определения перепада температур в образце № 6.

**Таблица 2.** Средняя температура t микросхем при использовании различных клеев (температура алюминиевой пластины  $\pm 20^{\circ}$ C)

Клеи	t, °C
Клей с добавлением алмазной крошки 18/1 (100 мкм)	$28.1 \pm 1.3$
Пленочный клей (100 мкм)	$28.6 \pm 0.7$
Пленочный клей с добавлением алмазной крошки (110 мкм)	$25.9 \pm 1.5$
Пленочный клей с добавлением алмазной крошки (160 мкм)	$28.1 \pm 1.4$
Теплопроводный скотч (500 мкм)	$33.4 \pm 2.5$

Далее рассмотрим свойства клеев, используемых между алюминиевым тепловым мостом и печатной платой. На пластину размером 7.2 × 19 мм, изготовленную из того же материала, что и тепловые мосты, были наклеены нагреватели с использованием клея, показавшего меньшее тепловое сопротивление (образец № 6), а также пленочного клея ТПК-21 и двухсторонней клейкой ленты 3М 9448А. Температура измерялась между микросхемами при подаваемой мощности 8.7 Вт (табл. 2). Лучший отвод тепла показал пленочный клей толщиной 110 мкм с добавлением алмазной крошки.

## 2.3. Измерение перепада температур на тепловых мостах

Были проведены испытания имитаторов плат считывающей электроники на дюралюминиевом тепловом мосте с использованием клея с алмазным порошком между платой и тепловым мостом.

На тепловой мост крепилась плата размером  $90 \times 40$  мм, на которую приклеивались имитаторы микросхем STS-XYTER с подаваемой мощностью 9.6 Вт и имитаторы стабилизаторов с подаваемой мощностью 3.2 Вт. Тепловые мосты были соединены с алюминиевой охлаждающей пластиной,

которая в свою очередь была подключена к термостату (LAUDA MC 250) с водяным охлаждением, позволяющему понизить температуру охлаждающей жидкости до 5°С. Измерения температуры проводились с помощью термопар, подключенных к мультиметру FLUKE+17B. Тепловая модель строилась с помощью программного пакета ANSYS (рис. 6). Измеренные и рассчитанные значения температур представлены в табл. 3. Средняя температура имитаторов микросхем ~41°С, при этом температура основания теплового моста ~20°С. Как видно из полученных данных, практические и расчетные значения совпали в пределах погрешности.

Для улучшения отвода тепла на плате под микросхемами были сделаны сквозные отверстия, заполненные медью (так называемая система Thermal vias) [16], которые способствовали дополнительному отводу тепла через стеклотекстолит FR4 к внешнему радиатору.

Моделирование показало, что увеличение толщины теплового моста от 2 до 3 мм позволило уменьшить температуру более чем на 4°С. Дополнительно были рассмотрены толщины тепловых мостов 1 и 2.5 мм. Результаты приведены в табл. 4.

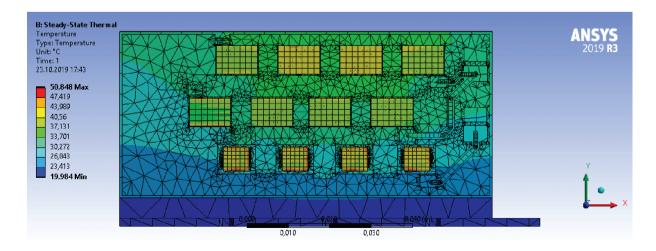


Рис. 6. Модель теплового моста.

**Таблица 3.** Сравнение результатов моделирования с измерениями температур микросхем при температуре на охлаждающем термостате  $+5.5^{\circ}$ C, температура основания теплового моста  $+20^{\circ}$ C

	Температура, °С		
Место измерения температуры	Расчет по программе ANSYS	Измеренные значения	
Верхний ряд микросхем	42.3	$42.4 \pm 2.4$	
Нижний ряд микросхем	39.7	$40.6 \pm 4.8$	
Микросхемы стабилиза-	42.4	$43.1 \pm 7.3$	
торов напряжения			

В разделе 2.1. было указано, что образец № 6 из углепластика имеет более высокую теплопроводность в продольном направлении ( $\lambda_{\parallel} = 254~\mathrm{Bt/(m\cdot K)}$ ), но более низкую в поперечном ( $\lambda_{\perp} = 14 \pm 3.4~\mathrm{Bt/(m\cdot K)}$ ), чем из дюралюминия (Д16Т). Для выяснения тепловых характеристик мостов, изготовленных из перспективных композитных материалов, было проведено моделирование с шестью тепловыми мостами различных размеров. Также для оценки эффективности теплосъема проведено моделирование схожих конструкций при изменении только свойств материалов.

Результаты моделирования показали, что у теплового моста из углепластика значения температуры ниже на 4°С, чем из дюралюминия (табл. 5). Такой выигрыш по температуре не оправдывает сложности изготовления теплового моста из углепластика.

## 2.4. Сравнение тепловых интерфейсов между алюминиевым радиатором и тепловым мостом

В отличие от теплового интерфейса между печатной платой и тепловым мостом, от термоинтерфейса между алюминиевым радиатором и тепловым мостом не требуют обеспечения электрической изоляции, поскольку отсутствует электрический контакт с электронными компонентами. При выборе термоинтерфейса важны его высокая теплопроводность и химическая нейтральность к сплавам алюминия.

Для выбора термоинтерфейса было проведено сравнение различных теплопроводящих материалов: графеновой бумаги FGS, смоченной глицерином, различных видов термопаст и термопрокладок. Значения разницы температур между основаниями теплового моста и алюминиевого радиатора представлены в табл. 6; для отвода тепла термостат охлаждался хладагентом от холодильной установки K6 компании "Applied Thermal Control".

Список испытанных термоинтерфейсов:

- 1. Термопаста GD900 (4.5 Bт/(м·K));
- 2. Термопаста Polimetech PK-2 (10.2 Bт/(м·K));
- 3. Графеновая бумага FGS (120 Bт/(м · K));
- 4. Термопрокладка КПТД 2/1-0.20 (1 Bт/(м·K));
- 5. Термопаста Thermalright TF8 (13.8 Bт/(м·К));
- 6. Термопрокладка Thermal Grizzly Carbonaut (62.5 Вт/(м · K));
  - 7. Термопаста Thermalright TFX (14.3 Bт/(м·К)).

Из данных табл. 6 видно, что использование термопасты по сравнению с термопрокладкой и графеновой бумагой FGS значительно снижает

**Таблица 4.** Изменение температуры в зависимости от толщины алюминиевого теплового моста, температура основания теплового моста  $+20^{\circ}$ C

Толщина тепловых мостов, мм	Температура, °С			
	верхнего ряда микросхем	нижнего ряда микросхем	стабилизатора напряжения LDO	
1	48.90	44.50	45.70	
2	43.90	41.88	42.55	
2.5	41.80	39.40	41.22	
3	37.97	35.66	31.97	

**Таблица 5.** Сравнение теплоотвода тепловых мостов из различных материалов, температура основания теплового моста  $+20^{\circ}\mathrm{C}$ 

Тепловой мост	Температура, °С			
Telblobon Moet	верхнего ряда микросхем	нижнего ряда микросхем	стабилизатора напряжения LDO	
из алюминия	41.3	39.1	39.9	
из углепластика	37.4	35	37.6	

Температура, °С Теплопроводящий материал  $\Delta T$ . °C алюминиевого основания радиатора теплового моста 1. Термопаста GD900 (4.5 Bт/(м · K)) 21.6 23.3 1.7 2. Термопаста Polimetech PK-2 (10.2 Вт/(м·К)) 17.96 19.3 1.3 3. Графеновая бумага FGS 25.3 38.4 13.1 4. Термопрокладка КПТД 2/1-0.20 (1 Bт/(м · K)) 26.7 33.9 7.2

**Таблица 6.** Тестирование различных теплопроводящих материалов при температуре на охлаждающем термостате  $+10^{\circ}\mathrm{C}$ 

перепад температур между охлаждающей пластиной и основанием теплового моста.

6. Термопрокладка Thermal Grizzly Carbonaut (62.5 Bт/(м·К))

5. Термопаста Thermalright TF8 (13.8 Bт/(м·К))

7. Термопаста Thermalright TFX (14.3 Вт/(м · K))

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Система охлаждения является важной частью кремниевой трековой системы BM@N. Для выбора оптимальных материалов и достижения минимального перепада температур между микросхемами и охлаждающей жидкостью были сделаны расчеты при помощи программного пакета ANSYS, а также проведены измерения с различными материалами тепловых мостов и клеев.

Моделирование показало, что использование углепластика толщиной от 2 мм незначительно улучшает отвод тепла по сравнению с алюминием той же толщины. По всей видимости, это обусловлено тем, что значения теплопроводности углепластика в поперечном направлении существенно ниже, чем в продольном. Представляется, что сложность изготовления теплового моста из углекомпозитных материалов, несмотря на небольшой выигрыш по температуре в сравнении с мостом из алюминия, делает его применение в кремниевой трековой системе эксперимента ВМ@N неоправданным.

Также были протестированы различные виды клеев. Наилучшие результаты показал образец № 6 с двумя различными фракциями алмазного порошка в соотношении 1/18. При сравнении лучшего из самодельных жидких клеев с пленочным ТПК-21 получены схожие значения по отводу тепла. Лучшие характеристики показал пленочный клей толщиной 110 мкм с добавлением алмазной крошки, специально изготовленный в ООО НПФ "Техполиком" по технологии, аналогичной ТПК-21. Работы в этом направлении предполагается продолжить.

Протестированы тепловые макеты платы считывающей электроники на алюминиевом радиаторе. Разница температур между микросхемой и

охлаждающей поверхностью составила 22°C на тепловом мосте. Также было показано, что при увеличении толщины теплового моста удается снизить температуру микросхем.

18.0

27.2

26.8

0.9

5.8

0.7

17.1

21.4

26.1

Сравнение тепловых интерфейсов между алюминиевым радиатором и охлаждающей пластиной показало, что термопаста обеспечивает лучший отвод тепла по сравнению с графеновой бумагой FGS и термопрокладками.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований: 18-02-40113 мега и 19-32-90001 Аспиранты.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Senger P., Dementev D. // Particles Open Access Journal. 2019. V. 2. P. 481. https://doi.org/10.3390/particles2040029
- Silicon Tracking System (STS). Technical Design Report. CBM Collaboration. GSI, Germany, December 2012. http://repository.gsi.de/record/54798/files/GSI-Report-2013-4.pdf
- 3. The Silicon Tracking System as part of the hybrid tracker of the BM@N experiment. Technical Design Report. Dubna, Dec. 2019. https://bmn-wiki.jinr.ru/bin/download/Doc/4. Documents/4.4 BM%40N TDR/Hybrid tracker/WebHome/TDR\_BM\_N\_hybrid tracker final.pdf?rev=1.2
- 4. Aksöz S., Ocak Y., Maraslı N., Cadirli E., Kaya H., Böyük U. // Experimental Thermal and Fluid Science. 2010. V. 34. P. 1507. https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.07.015
- 5. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. акад. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- 6. *Овчинников И.И.*, *Овчинников И.Г.* // Интернетжурнал Науковедение. 2012. № 4. С. 98.
- 7. *Грушко О.Е.* // Все материалы. Энциклопедический справочник. 2007. № 2. С. 13.
- 8. Zherebchevsky V.I., Altsybeev I.G., Feofilov G.A., Igolkin S.N., Krymov E.B., Lazareva T.V., Maltsev N.A.,

- *Prokofiev N.A., Nesterov D.G., Francescon A., Gargiulo C., Laudi E., Marzoa M.G.* // Journal of Instrumentation. 2018. V. 13. № 8. P. T08003. https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/08/T08003
- 9. *Maier S*. Application of synthetic graphite for cooling of silicon sensor modules in tracker construction // Master thesis // IEKP. 30.08.16. https://publish.etp.kit.edu/record/21348
- 10. *Зинченко В.Ф.* // Механика полимеров. 1969. № 3. С. 284.
- 11. *Попов В.М., Новиков А.П., Квитко К.С., Калашни-ков Н.С., Внуков А.Н.* // Воронежский научно-технический вестник. 2018. № 1 (23). С. 41. http://vestnikvglta.ru/arhiv/2018/1-1-23-2018/41-46.pdf

- 12. *Мозговой Н.В., Попов В.М., Попов Д.В.* // Вестник Воронежского государственного технического университета. 2018. Т. 14. № 3. С. 56.
- 13. Teertstra P. // Proc. of the ASME InterPack Conference IPACK 2007. Canada, Vancouver, British Columbia, July 8–12, 2007. https://www.semanticscholar.org/paper/Thermal-Conductivity-and-Contact-Resistance-for-Teerts-tra/cf6e0b53b934ac9236b7adb226e54fce0c52f40d
- 14. *Zong C*. A Mathematical Theory for Random Solid Packings. 2014-10-04. http://arxiv.org/abs/1410.1102
- Dias R.P., Teixeira J.A., Mota M.G., Yelshin A.I. // Ind. Eng. Chem. Res. 2004. V. 43. P. 7912. https://doi.org/10.1021/ie040048b
- Винокуров А. // Полупроводниковая светотехника. 2010. № 3. С. 16.

#### = ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО = ЭКСПЕРИМЕНТА

УЛК 539.1.074

#### ГАММА-ДЕТЕКТОР УСТАНОВКИ ИНЕС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ

© 2021 г. И. А. Васильев<sup>а</sup>, Р. М. Джилкибаев<sup>а,\*</sup>, Д. В. Хлюстин<sup>а</sup>

<sup>a</sup> Институт ядерных исследований РАН Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а \*e-mail: rmd@inr.ru
Поступила в редакцию 22.707.2020 г.

Поступила в редакцию 27.07.2020 г. После доработки 11.08.2020 г. Принята к публикации 14.08.2020 г.

Представлены результаты исследования жидкостного сцинтилляционного γ-детектора. Описана электроника, состоящая из предусилителя и усилителя-формирователя сигналов детектора. Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, основанный на регистрации нескольких γ-квантов (>3) от нейтронного источника в узком временном интервале. Данный метод не зависит от временной нестабильности синхроимпульса протонного пучка. Проведено сравнение энергетического разрешения секции γ-детектора с результатами моделирования при регистрации γ-квантов. Показаны возможности γ-детектора по измерению сечений радиационного захвата нейтрона ядром.

#### **DOI:** 10.31857/S0032816221010171

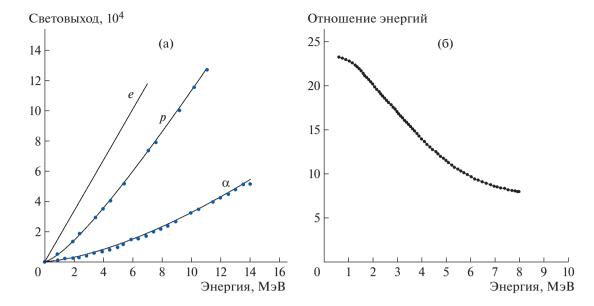
#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Данная работа связана с разработкой элементов для установки ИНЕС, предназначенной для измерения парциальных  $(n, \gamma)$  и полных сечений на импульсном источнике нейтронов РАДЭКС [1] Центра коллективного пользования ИЯИ РАН. Установка ИНЕС использует времяпролетную (ТОF—Time-of-flight) методику [2] для измерения сечений и состоит из восьми секций сцинтилляционных детекторов  $\gamma$ -квантов, четырех мониторных и четырех пучковых счетчиков нейтронов на  $^3$ He [3].

Сцинтилляционный детектор представляет собой полую тонкостенную (2 мм) алюминиевую цилиндрическую камеру длиной 400 мм, диаметром 400 мм и общим объемом 40 л, заполненную жидким сцинтиллятором. Диаметр полости равен 110 мм. Внутри камера делится на 8 светоизолированных секций. Каждая секция просматривается фотоумножителем (ф.э.у.) ФЭУ-110, частично погруженным в жидкий сцинтиллятор. Диаметр фотокатода равен 60 мм. Жидкий сцинтиллятор состоит из 34.5 л толуола ( $C_6H_5CH_3$ ), 5.5 л метилбората В(ОСН), с обогащенным (94%) изотопом бора <sup>10</sup>В и 50 г сцинтиллирующих добавок РРО и РОРОР. Добавление метилбората позволяет эффективно подавить образование ү-квантов с энергией 2.2 МэВ от радиационного захвата фоновых нейтронов ядрами водорода в сцинтилляторе. Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами водорода составляет 0.35 б, а

сечение поглощения тепловых нейтронов ядрами  $^{10}$ B [2] — 3800 б. Реакция идет по двум каналам: первый (с вероятностью 94%) — образование  $\alpha$ -частицы с кинетической энергией 1.47 МэВ и возбужденного ядра  $^{7}$ Li\* с энергией 0.84 МэВ с последующим испусканием  $\gamma$ -кванта с энергией 0.48 МэВ; второй (6%) — образование  $\alpha$ -частицы с кинетической энергией 1.78 МэВ и ядра  $^{7}$ Li с энергией 1 МэВ.

Световыход сильноионизирующих α-частиц с энергией 1.5-1.8 МэВ в сцинтилляторе значительно уменьшается по сравнению с электронами. Для оценки эффекта подавления сигнала от α-частиц можно использовать зависимость световыхода кристалла антрацена (С14Н10) от энергии электронов, протонов и α-частиц [4], представленную на рис. 1а. Аналогичный эффект подавления наблюдается в жидкостных [5] (см. рис. 16) и пластических [6] сцинтилляторах. В работе [5] использовался сцинтиллятор, состоящий из толуола с добавками terphenyl и POPOP в концентрации в 3 раза выше, чем в нашем случае. Световыход в сцинтилляторе от α-частиц по сравнению с электронами, по данным рис. 1а и 16, уменьшается в ~10 раз для антрацена и в ~20 раз для жидкого сцинтиллятора. В нашем случае можно взять усредненную величину подавления сигнала, равную 15. Вкладом от ядер <sup>7</sup>Li можно пренебречь. Таким образом, регистрируемый сигнал в сцинтилляторе от поглощения тепловых нейтронов ядрами бора <sup>10</sup>В можно оценить эквивалентным



**Рис. 1. а** — зависимость световыхода кристалла антрацена ( $C_{14}$   $H_{10}$ ) от энергии электронов, протонов и  $\alpha$ -частиц [4]; f 6 — зависимость отношения энергий lpha-частицы и электрона, имеющих одинаковый световыход в жидком сцинтилляторе [5], от энергии α-частицы.

энерговыделению световыходом  $\sim 0.6 \text{ M} \rightarrow \text{B} (0.48 + 0.1)$ для первого и ~ 0.1 МэВ для второго каналов реакции.

Длины поглощения тепловых нейтронов в сцинтилляторе ядрами водорода и бора составляют 46 и 0.34 см соответственно. Таким образом. добавление метилбората позволяет эффективно, в 135 (46/0.34) раз, подавить у-кванты с энергией 2.2 МэВ от радиационного захвата фоновых нейтронов ядрами водорода в сцинтилляторе.

#### 2. ЭЛЕКТРОНИКА γ-ДЕТЕКТОРА

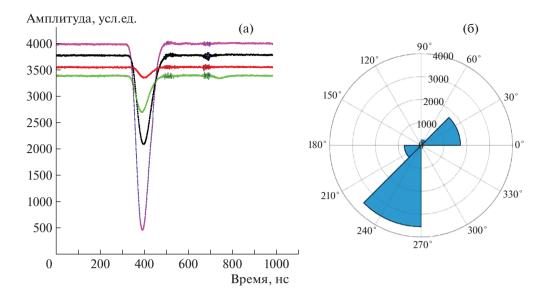
Для измерений формы импульсов с ү-детектора использована электроника, состоящая из восьми каналов зарядово-чувствительного предусилителя и усилителя-формирователя [3].

Предусилители устанавливаются в непосредственной близости от детектора для уменьшения шумов. Аналоговые парафазные сигналы с выхода предусилителя передаются по длинному (≈10 м) кабелю (UTP Cat. 5E) на входы усилителя-формирователя. Питание предусилителей ±6 В передается по этому же кабелю. Усилитель-формирователь имеет дифференциальный вход, усиливаюший разность сигналов на входе. Шумы от наводки внешних сигналов на кабель дают сигналы одной полярности на входе усилителя-формирователя, поэтому результирующий сигнал от шумов наводки будет компенсироваться. Усилитель-формирователь [3] имеет 8 парафазных аналоговых входов с дискриминаторами и возможностью организации схемы совпадения верхней (4 канала) и нижней (4 канала) половин детектора, а также усилители для передачи цифровых и аналоговых парафазных сигналов по согласованной длинной линии UTP (≈150 м) в измерительную комнату.

Цифровые сигналы от у-детектора (8 каналов) и нейтронных счетчиков (8 каналов) поступают на 16-канальный временной кодировщик (ТДС – Time-to-Digital Converter) с USB-интерфейсом с возможностью обработки цифровой информации (2 байта) каждые 100 нс со скоростью 20 Мбайт/с. Предварительная обработка и сжатие информации позволяют сократить в 650 раз реальный объем данных для записи на диск. Типовой набор данных с установки за время 7 ч составляет ~800 Мбайт. Описание 16-канального временного кодировщика будет представлено в следующей статье. Аналоговые сигналы обрабатываются выборочно 16-канальным аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) CAEN DT5742 [7].

#### 3. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Калибровочные измерения у-детектора проводились с помощью радиоактивного источника <sup>60</sup>Co. имеющего наиболее вероятный распал с каскалным испусканием ү-квантов с энергиями 1.17 и 1.33 МэВ. Измерения энергетического разрешения секции у-детектора и формы сигналов проводились с помощью 12-битного 16-канального а.ц.п. CAEN DT5742 [7]. Устройство работало на частоте 1 ГГц с измерением амплитуды сигналов в 1024 точках с интервалом 1 нс. Цифровые сигна-



**Рис. 2. а** — формы сигналов разных секций  $\gamma$ -детектора;  $\mathbf{6}$  — гистограмма (угол—амплитуда) четырех сработавших секций детектора для одного типового события от источника  $^{60}$ Со с регистрацией двух  $\gamma$ -квантов.

лы с верхней  $(0-180^\circ)$  и нижней  $(180-360^\circ)$ , см. рис. 26, половин детектора объединялись по *ИЛИ* в двух логических схемах соответственно. Секция детектора имела угол раствора  $45^\circ$ . Выходные сигналы с верхней и нижней половин детектора поступали на схему совпадения. Регистрация двух  $\gamma$ -квантов от  $^{60}$ Со в верхней и нижней половинах детектора происходила при срабатывании схемы совпадений.

На рис. 2а показана зависимость амплитуды сигналов от времени, а на рис. 26 — гистограмма в полярных координатах (угол—амплитуда) сработавших секций детектора для типового калибровочного события. Сигналы детектора с выхода усилителя-формирователя имеют симметричную форму и длительность по основанию 150 нс. Цифровые сигналы имеют длительность ~100 нс.

Амплитуда сигнала с элемента ү-детектора пропорциональна заряду Q, образованному в результате поглощения энергии от у-кванта с выделением сцинтилляционных фотонов. Последние приводят к образованию N фотоэлектронов, регистрируемых ф.э.у., и этот процесс носит стохастический характер. После образования фотоэлектронов происходит лавинообразное усиление заряда в динодной системе ф.э.у. Процесс усиления в ф.э.у. также имеет стохастический характер. Каждый фотоэлектрон усиливается в ф.э.у. с разным коэффициентом усиления. Регистрируемый заряд O складывается из суммы N случайных процессов усиления. Суммарный заряд Q в одном событии можно выразить в упрощенном виде как произведение двух случайных величин: N и усредненного усиления  $G_{avr}$  ф.э.у. — следующим образом:

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

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

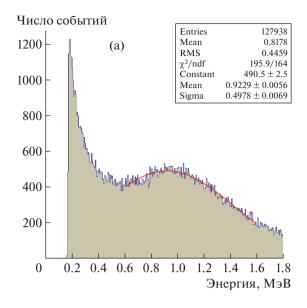
Относительная флуктуация регистрируемого заряда зависит от флуктуации числа фотоэлектронов и флуктуации усиления ф.э.у. при регистрации одиночного фотоэлектрона  $\delta G_i$  следующим образом [8]:

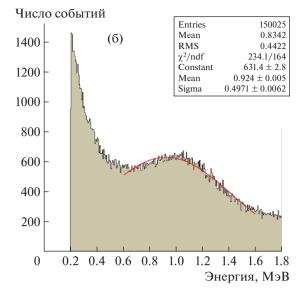
$$(\delta Q/Q)^{2} = 1/N + (\delta G_{avr}/G_{avr})^{2} =$$

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

Относительная дисперсия усиления  $\delta G_i/G_{avr}$  ф.э.у. может быть оценена как 0.7-1.0~[8,9]. Для дальнейших расчетов энергетического разрешения секции  $\gamma$ -детектора для относительной дисперсии усиления будем брать верхнюю оценку, т.е. 1. При измерении энергетического спектра проводилась запись формы импульсов двух секций детектора при условии срабатывания схемы совпадения. Измерения формы импульса позволяют определить собранный заряд, пропорциональный энерговыделению в секции детектора.

На рис. За показан типовой энергетический спектр секции γ-детектора для калибровочных событий от источника <sup>60</sup>Со. Первоначально этот спектр строился как гистограмма распределения событий в зависимости от собранного заряда в условных единицах. Коэффициент связи собранного заряда и энерговыделения в секции детектора определялся из условия равенства положения максимумов в распределениях измеренных и





**Рис. 3.** Гистограмма:  $\mathbf{a}$  — измеренных событий от источника  $^{60}$ Со в зависимости от энергии;  $\mathbf{б}$  — смоделированных событий по энергии (в мегаэлектронвольтах) от источника  $^{60}$ Со в секции детектора.

смоделированных событий от ү-квантов в детекторе с учетом флуктуации как числа фотоэлектронов, так и усиления ф.э.у. при регистрации одиночного фотоэлектрона. Моделирование калибровочных событий от источника <sup>60</sup>Со методом Монте-Карло проводилось с помощью программы GEANT4 [10].

Моделирование регистрации событий от источника <sup>60</sup>Со в детекторе проводилось в два этапа: на первом — расчет энерговыделения  $(E_i)$  в секции детектора с использованием программы GEANT4; на втором - моделирование зарегистрированной энергии в детекторе с учетом флуктуации как числа фотоэлектронов, так и усиления ф.э.у. Для проведения второго этапа необходимо оценить среднее число сцинтилляционных фотоэлектронов  $N_{ne}$ , которые образуются в фотокатоде ф.э.у. Световыход LY жидких сцинтилляторов составляет ~104 фотонов/МэВ [2]. Моделирование светосбора  $\varepsilon_{LC}$  сцинтилляционных фотонов в секции детектора с учетом отражения от алюминиевых стенок дает оценку:  $\varepsilon_{LC} = 0.5 S/S_0$ , где S- площадь фотокатода ФЭУ-110,  $S_0$  – площадь стенки секции у-детектора со стороны ф.э.у. Отношение площадей  $S/S_0$  равно 0.19. Квантовая эффективность  $\varepsilon_{OE}$  ФЭУ-110 равна 15% при регистрации сцинтилляционных фотонов. Добавление метилбората приводит к уменьшению световыхода жидкого сцинтиллятора с коэффициентом  $\varepsilon_{LY} \sim 0.5$  [11]. Среднее число фотоэлектронов  $N_{pe}$ , которые образуются на фотокатоде ф.э.у., можно выразить следующим образом:

$$N_{pe} = LY \cdot \varepsilon_{LC} \cdot \varepsilon_{LY} \cdot \varepsilon_{QE} =$$

$$= 10^{4} \cdot 0.5 \cdot 0.19 \cdot 0.5 \cdot 0.15 \approx$$

$$\approx 70 \text{ фотоэлектронов/МэВ.}$$
(3)

Регистрируемый заряд Q в секции детектора для каждого калибровочного события от источника  $^{60}$ Со разыгрывался согласно распределению Гаусса со средним, равным  $E_i$ , и дисперсией  $E_i\sqrt{2/N_{pe}}$ . Результат моделирования калибровочных событий в секции детектора показан на рис. 3б. Пик в распределении (см. рис. 3б) от калибровочных  $\gamma$ -квантов  $^{60}$ Со с энергией  $\sim 1$  МэВ сильно размыт вследствие флуктуаций числа фотоэлектронов, усиления ф.э.у. и утечек энергии при регистрации. При этом наблюдается хорошее согласие с измеренным распределением поглощенной энергии в секции детектора (см. рис. 3а).

Гамма-детектор в эксперименте с использованием времяпролетной методики применяется в счетном режиме, и энергетическое разрешение не имеет большого значения. Моделирование показывает, что увеличение среднего числа фотонов  $N_{pe}$  в 10 раз увеличивает эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов всего на несколько процентов.

Эффективности регистрации двух калибровочных у-квантов в верхней и нижней половинах детектора в зависимости от пороговой энергии для измеренных и смоделированных событий (GEANT4) показаны на рис. 4 и хорошо согласуются между собой.

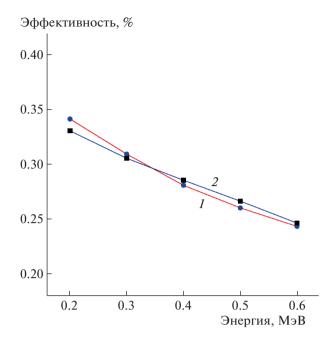
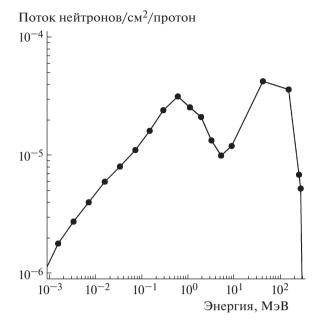


Рис. 4. Эффективности регистрации двух калибровочных γ-квантов в верхней и нижней половинах детектора в зависимости от пороговой энергии для измеренных (1) и смоделированных (2) событий.

#### 4. ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЕ (ТОГ) ИЗМЕРЕНИЯ

В источнике нейтронов РАДЭКС используется вольфрамовая мишень с водяным охлаждением для образования нейтронов импульсным протонным пучком с энергией 209–267 МэВ, током 5-7 мА, длительностью импульсов 0.3 мкс и частотой 50 Гц. Энергия нейтронов определяется по времени пролета, измеряемом многоканальным TDC, с непрерывной записью сигналов от у-детектора каждые 100 нс в течение 19.7 мс, который запускается синхроимпульсом протонного пучка. Время пролета нейтрона T, мкс, связано с пролетной базой, равной расстоянию между мишенью источника и мишенью установки L = 49.42 м, и с энергией нейтрона E, эB, соотношением: T = $=72.3E^{-1/2}$ . Относительная погрешность измерения энергии нейтрона зависит от временной неопределенности  $\delta T$  как:  $\delta E/E = 2.78 E^{1/2} \delta T/L$  [%] [2]. Основной вклад во временную неопределенность  $\delta T$  вносит длительность протонного пучка, равная 0.3 мкс. Время пролета и относительная ошибка измерения энергии для нейтрона с энергией 100 эВ составляют 358 мкс и 0.22% соответственно.

Нейтронные каналы источника РАДЭКС направлены на вольфрамовую мишень и расположены близко к оси протонного пучка. Поэтому в каналы попадают первичные γ-кванты и высокоэнергичные нейтроны, образованные протонами в мишени. Энергетический спектр нейтронов простирается вплоть до максимальной энергии, рав-



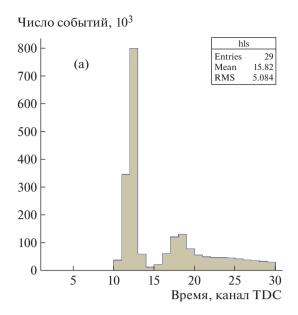
**Рис. 5.** Спектр нейтронов, вылетающих из мишени вперед под углом  $0^{\circ}$ — $10^{\circ}$  относительно протонного пучка, в зависимости от энергии нейтронов.

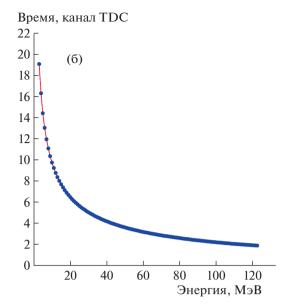
ной энергии протонов. На рис. 5 представлен смоделированный по программе SHIELD спектр нейтронов, вылетающих из мишени вперед под углом  $0^{\circ}-10^{\circ}$  относительно протонного пучка [12].

При моделировании предполагалось, что протонный пучок с энергией 300 МэВ попадает в центр мишени из вольфрама толщиной 8 см и поперечным размером  $13 \times 13$  см. Мишень состоит из 80% W и 20%  $H_2O$ . Поток нейтронов в каждом бине определяется как число нейтронов в энергетическом диапазоне, определяемом границами бина, нормированное на площадь мишени (169 см²) и на число первичных протонов, равное  $2 \cdot 10^6$ .

Спектр нейтронов (рис. 5) имеет минимум в районе энергии 5 МэВ и, начиная с энергии 10 МэВ, поток нейтронов резко возрастает.

Для калибровочных измерений использовалась мишень из золота (Au) толщиной 1.08 мм и поперечным размером 44 × 44 мм. На рис. ба показана начальная часть (0—3 мкс) временного спектра, зарегистрированного секцией детектора при взаимодействии нейтронов и γ-квантов пучка в Аu-мишени установки. По вертикали отложено число событий во временном диапазоне, определяемом границами бина, который равен 1 каналу TDC (100 нс). Гамма-кванты, рожденные протонами в мишени нейтронного источника, первыми достигают мишени установки и формируют первый пик (рис. ба). При взаимодействии протонов с W-мишенью источника γ-квантов рождается на порядок больше, чем нейтронов на пер-





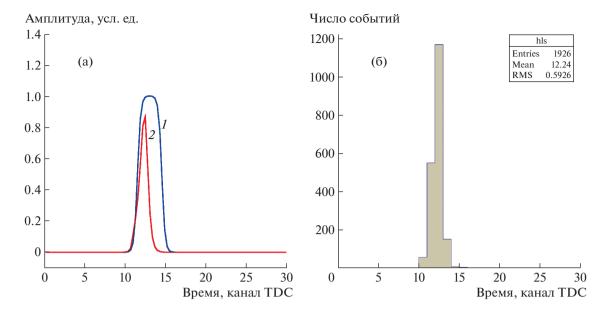
**Рис. 6. а** — гистограмма распределения числа событий, зарегистрированных секцией детектора, по времени, измеренному в каналах TDC (100 нс);  $\mathbf{6}$  — разница времен достижения Au-мишени нейтроном и  $\gamma$ -квантом в зависимости от энергии нейтрона. По вертикали отложено время, измеренное в каналах TDC.

вичный протон. При этом все у-кванты достигают Аи-мишени в узком временном интервале, равном длительности протонного пучка (0.3 мкс), в отличие от нейтронов, которые имеют значительно больший разброс. Например, нейтрон с энергией 20 МэВ достигает мишени установки на 0.6 мкс позже, чем у-кванты.

Тепловые нейтроны (0.25 эВ) попадают на мишень позже у-квантов на 20 мс. Разница времен (измеряется в каналах TDC (100 нс)) достижения мишени установки нейтроном и ү-квантом в зависимости от энергии нейтрона показана на рис. 6б. Расстояние между двумя пиками временного спектра (см. рис. 6а) составляет 0.6 мкс (6 каналов TDC). Второй пик временного спектра обусловлен нейтронами с энергиями >20 МэВ (см. рис. 5), наличие которых приводит к появлению разницы во времени достижения мишени установки нейтроном и у-квантом, не превышающей 0.6 мкс. Время измерения временного спектра (см. рис. 6а) составляет 7 ч, чему соответствуют  $1.26 \cdot 10^6$  зарегистрированных импульсов. Оценка мгновенной загрузки секции детектора для первого пика (см. рис. 6а) дает 6.5 МГц. При такой загрузке усиление ф.э.у., использующего стандартный делитель напряжения, экспоненциально падает с увеличением интенсивности регистрации. Это приводит к уменьшению эффективности регистрации сигналов с у-детектора и искажению зарегистрированной формы импульса во времени. На рис. 7а приведены зависимость интенсивности у-вспышки от времени, повторяющая форму протонного импульса с длительностью 0.3 мкс (FWHM), и смоделированная зависимость эффективности регистрации числа событий ф.э.у. от времени с учетом экспоненциального уменьшения эффективности регистрации с временем затухания 0.1 мкс.

Гистограмма распределения числа событий по времени (измеряется в каналах TDC (100 нс)), полученная на основании смоделированной формы с учетом уменьшения эффективности, показана на рис. 7б. Неизвестный фактор в экспоненциальной зависимости эффективности регистрации (время затухания) определялся из условия качественного совпадения гистограмм на рис. 6а (эксперимент) и рис. 7б (моделирование).

Показания мониторных <sup>3</sup>Не-счетчиков, установленных в пучке перед у-детектором на расстоянии 46.5 м, подтверждают, что на гистограмме распределения по времени числа событий, зарегистрированных секцией детектора, (см. рис. 6а) первый пик, с 11-го по 14-й каналы ТОС, обусловлен регистрацией ү-квантов, рожденных в мишени нейтронного источника протонами. На рис. 8 показана гистограмма распределения числа событий, зарегистрированных мониторным <sup>3</sup>Несчетчиком, по времени, измеренному в каналах TDC (100 нс). Согласно рис. 8, <sup>3</sup>He-счетчик начинает регистрацию нейтронов с 13-го канала ТДС. Разница в 2.5 (2 + 0.5) канала TDC обусловлена задержкой нейтронов по сравнению с ү-квантами. Добавка 0.5 канала TDC связана с учетом разницы пролетных баз двух детекторов. Следует отметить, что временная шкала при регистрации сигналов с у-детектора и с мониторных счетчиков одна и та же. Высокоэнергичные нейтроны (с



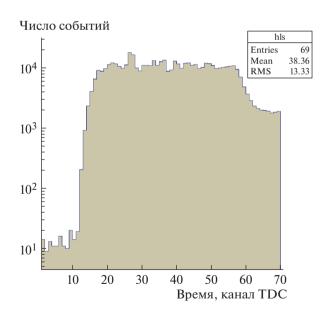
**Рис. 7. а** — зависимость амплитуды  $\gamma$ -вспышки от времени (*1*) и смоделированная эффективность регистрации событий ф.э.у. от времени (*2*);  $\mathbf{6}$  — гистограмма распределения числа событий по времени, полученная на основании смоделированной формы с учетом уменьшения эффективности регистрации, время измеряется в каналах TDC (100 нс).

энергией ~100 МэВ) дают задержку в ~2.5 канала TDC. Плато длительностью ~4.5 мкс в распределении, показанном на рис. 8, обусловлено тем, что заряженные частицы в результате реакции взаимодействия нейтрона  ${}^{3}\text{He} + n \rightarrow {}^{3}\text{H} + p$  появляются равномерно по радиусу от анода счетчика. При этом длительность плато ~4.5 мкс совпадает с ранее измеренным максимальным временем дрейфа электронов в  ${}^{3}\text{He}$ -счетчике [3].

Регистрация вспышки от у-квантов и непрерывная запись цифровой информации с у-детектора каждые 100 нс позволяют при обработке данных TOF off-line получить время начала сброса протонов на мишень с точностью ~100 нс в каждом импульсе протонного пучка. При этом синхроимпульс протонного пучка играет второстепенную роль и служит для относительной временной привязки. Таким образом, интенсивная вспышка ү-квантов с длительностью, равной длительности протонного пучка (0.3 мкс), позволяет получить независимый от синхроимпульса протонного пучка стартовый сигнал для ТОГ-измерений в каждом импульсе. На рис. 9 показана гистограмма распределения числа сработавших секций у-детектора во временном окне длительностью 300 нс в зависимости от времени начала этого окна для одного протонного импульса. При этом вся информация в импульсе длительностью 19.7 мс поступает для дальнейшей обработки в том случае, если число сработавших элементов у-детектора больше трех и стартовый сигнал принят равным времени начала окна. Для протонного импульса,

показанного на рис. 9, стартовый сигнал равен 9.6 мкс (96-й канал TDC).

На рис. 10а приведены измеренный времяпролетный спектр реакции  $(n, \gamma)$  радиационного захвата нейтрона в мишени <sup>197</sup>Au (точки) в диапазоне 210—530 мкс и сечение реакции  $(n, \gamma)$  <sup>197</sup>Au (сплошная кривая) в зависимости от времени пролета (TOF) нейтрона от мишени источника до мише-



**Рис. 8.** Гистограмма распределения числа событий, зарегистрированных мониторным  $^3$ He-счетчиком, по времени, измеренному в каналах TDC (100 нс).

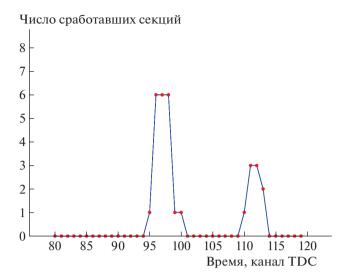
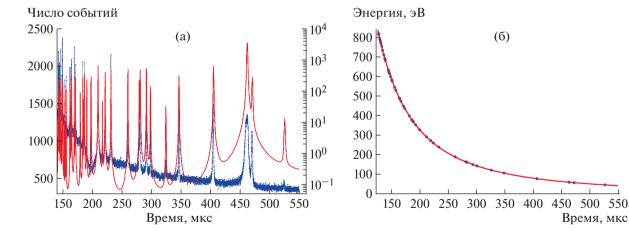


Рис. 9. Распределение числа сработавших секций у-детектора во временном окне длительностью 300 нс в зависимости от времени начала окна для одного импульса.

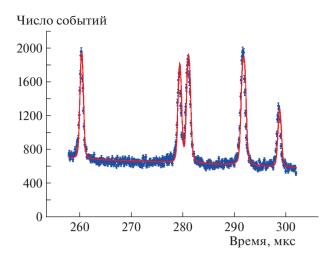
ни установки. Для времяпролетного спектра по вертикальной шкале (слева) отложено число событий, зарегистрированных за 100 нс. Зависимость сечения реакции  $(n, \gamma)$  <sup>197</sup>Au от энергии нейтрона [13] пересчитывается в зависимость этого сечения от времени пролета (Т) нейтрона в установке (правая шкала в условных единицах на рис. 10а). При этом ширина канала времяпролетного спектра dT связана с шириной канала спектра по энергии dE как dE/E = 2dT/T. Измеренное время регистрации T, мкс, нейтрона в установке в зависимости от энергии нейтрона E, эB, вычисляется по формуле:  $T = T_0 + 72.3/\sqrt{E}$ , где  $T_0$  — начальное время появления протонов в мишени относительно синхроимпульса пучка, а L – длина базы установки. Пролетная база установки L известна приблизительно, а именно  $\sim$ 49.5  $\pm$  0.2 м. Начальное время  $T_0$  можно оценить из гистограммы распределения числа событий (см. рис. 6а), зарегистрированных секцией детектора, по времени. Используя предварительные значения  $T_0$  и L, можно сопоставить пики времяпролетного спектра (время) и пики в сечении реакции  $(n, \gamma)^{197}$ Au с преобразованием энергия-время по вышеприведенной формуле. На рис. 10а показаны измеренный времяпролетный спектр и преобразованное сечение реакции  $(n, \gamma)^{197}$  Аи в зависимости от времени. Сопоставление пиков в спектре и сечении дает возможность построить график соответствия пиков по шкалам время-энергия, который приведен на рис. 10б. По горизонтали на рис. 10б отложено положение пика времяпролетного спектра (время), а по вертикали – энергия соответствующего пика в сечении реакции. Аппроксимация данных (рис. 10б) по вышеприведенной формуле для времени пролета нейтрона в установке дает следующие результаты фита для параметров  $T_0$  и L:  $T_0 = 1.31 \pm 0.08$  мкс,  $L = 49.42 \pm 0.02$  м. Такая процедура позволяет провести калибровочные измерения (время—энергия) у-детектора для ТОГ-метода.

На рис. 11 показаны измеренный и расчетный времяпролетные спектры реакции  $(n, \gamma)$  в Au-мишени в заданном временном диапазоне 250-315 мкс, который эквивалентен интервалу по энергии 129.7-206.4 эВ. Расчетный спектр вычислен для пяти известных резонансов [14-16], представленных в табл. 1 и попадающих в заданный диапазон энергий, с учетом измеренного спектра нейтронов,

Время, мкс



**Рис. 10. а** — измеренный (точки с ошибками) и расчетный (сплошная линия) времяпролетный спектр реакции  $(n, \gamma)$  в Аи-мишени в диапазоне 100-550 мкс; б – график соответствия пиков времяпролетного спектра (время) и пиков в сечении реакции  $(n, \gamma)^{197}$ Au от энергии. По горизонтали — положение пика времяпролетного спектра, по вертикали соответствующая энергия пика в сечении реакции.



**Рис. 11.** Измеренный (точки) и расчетный (линия) времяпролетные спектры реакции  $(n, \gamma)$  в Au-мишени в диапазоне 250—315 мкс.

функции временного разрешения установки, фоновой составляющей и доплеровского уширения резонансов. При этом фон аппроксимируется линейной зависимостью от времени.

Число отсчетов  $N_i$  расчетного спектра (рис. 11) в i-м бине определяется следующим выражением:

$$N_{i} = \Phi(E)dE\varepsilon_{\gamma}T_{m}\int R(E, E')w(E')dE';$$

$$R(E, E') = \frac{1}{W_{c}\sqrt{\pi}}\exp\left(-\frac{(E - E')^{2}}{W_{c}^{2}}\right);$$

$$w(E) = \frac{\sigma_{n\gamma}}{\sigma_{t}}(1 - \exp(-n\sigma_{t}(E)\psi(\Gamma/\Delta, x)));$$

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\sigma_{th}\sqrt{0.0253}}{\sqrt{E}} + \sum_{i} \frac{\pi}{k^{2}} \frac{g_{i}\Gamma_{n}^{i}\Gamma_{\gamma}^{i}}{(E - E_{i})^{2} + \Gamma_{i}^{2}/4},$$

$$(4)$$

где w(E) — функция, описывающая вероятность радиационного захвата нейтрона ядром с учетом поглощения в образце; E — энергия нейтрона;  $\Phi(E)$  — поток падающих на мишень нейтронов, измеряемый мониторными счетчиками  $^3$ He;  $\varepsilon_\gamma$  — эффективность  $\gamma$ -детектора;  $T_m$  — время набора статистики; R(E,E') — функция разрешения [17],

**Таблица 1.** Параметры резонансов <sup>197</sup>Au [14–16] в диапазоне энергий 130–206 эВ

$E_i$ , $\ni$ B	$2g\Gamma_n$ , мэВ	$\Gamma_{\gamma}$ , мэ $B$	J
144.2	$6.7 \pm 0.3$	$120 \pm 10$	1
151.2	$27.6 \pm 1.0$	$95 \pm 15$	2
162.9	$37.4 \pm 1.8$	$130 \pm 9$	1
164.9	$11.6 \pm 0.6$	$109 \pm 13$	2
189.9	$36.0 \pm 3.0$	$126 \pm 12$	1

учитывающая временной разброс вылета нейтронов из мишени источника, обусловленный прямоугольной формой импульса (0.4 мкс) протонного пучка;  $W_c$  — дисперсия временного разброса протонного пучка;  $\psi(\Gamma/\Delta,x)$  [18] — функция, учитывающая тепловое движение атомов в образце;  $\Delta$  — доплеровская ширина;  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$  — полная ширина резонанса, включающая в себя нейтронную  $\Gamma_n$  и радиационную  $\Gamma_\gamma$  ширины;  $\sigma_{n\gamma}$  — сечение радиационного захвата;  $x = 2(E-E_i)/\Gamma$ ;  $E_i$  — энергия резонанса;  $\sigma_t$  — полное сечение;  $\sigma_{th}$  — сечение радиационного захвата тепловых нейтронов (98.6 б); k — волновое число нейтрона;  $g_i$  — статистический вес, зависящий от спина ядра и полного момента резонанса.

Измеренный и расчетный времяпролетные спектры для пяти известных резонансов (см. рис. 11) хорошо согласуются между собой. Следует отметить, что в расчетном спектре используется один свободный параметр, связанный с полным потоком нейтронов.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты исследования жидкостного сцинтилляционного у-детектора. Приведено описание электроники, состоящей из предусилителя и усилителя-формирователя сигналов детектора. Разработан метод определения стартового импульса для времяпролетной методики, основанный на регистрации нескольких у-квантов (>3) от нейтронного источника в узком временном интервале, 0.3 мкс. Регистрация вспышки от у-квантов и непрерывная запись цифровой информации с ү-детектора каждые 100 нс позволяют при обработке TOF-данных off-line получить время начала сброса протонов на мишень с точностью ~100 нс в каждом импульсе протонного пучка. Данный метод не зависит от временной нестабильности синхроимпульса протонного пучка. Сравнение энергетического разрешения секции у-детектора с результатами моделирования при регистрации у-квантов показало хорошее согласие измеренных данных с результатами моделирования. Показана возможность измерения у-детектором сечений радиационного захвата нейтрона ядром.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.И. Ткачеву, А.В. Фещенко, О.В. Каравичеву и В.Е. Постоеву за поддержку и помощь в работе. Авторы выражают благодарность Н.М. Соболевскому и Л.Н. Латышевой за помощь с расчетами по программе SHIELD, С.Б. Борзакову за помощь в обработке экспериментальных данных.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бенецкий Б.А., Вахетов Ф.З., Грачев М.И., Даньшин С.Н., Емельянов В.В., Жуков Ю.Н., Заикин Д.А., Коптелов Э.А., Кутузов В.А., Лебедев С.Г., Мордовской М.В., Рябов Ю.В., Сазанов В.Н., Скоркин В.И., Соболевский Н.М. и др. Препринт ИЯИ № 1058/2001. М., 2001.
- 2. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1970.
- 3. Васильев И.А., Джилкибаев Р.М., Хлюстин Д.В. // ПТЭ. 2020. № 2. С. 13. https://doi.org/10.31857/S0032816220010255
- 4. Wright G.T. // Physical Review, 1953, V. 91, № 5, P. 1282.
- Flynn K.F., Glendenin L.T., Steinberg E.P., Wright P.M. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1964. V. 27. P. 13.
- 6. O'Riely G.V., Kolb N.R., Pywell R.E. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 1996. V. A368. P. 745.
- 7. CAEN DT5742. 16 channel 12 bit waveform digitizer. http://www.caen.it

- 8. *Dorenbos P., Hass J.T.M., Eijk C.W.E.* // IEEE Trans. Nucl. Scie. 1995. V. 42. № 6. P. 2190. https://doi.org/10.1109/TNS.2011.2141683
- 9. *Dossi R., Ianni A., Rannucci G.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2000. V. A451. P. 623. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00337-5
- Geant4 Collaboration, *Agostinelli S. et al.* // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research. 2003. V. A506. P. 250. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8
- 11. *Бруданин В.Б., Кочетов О.И., Немченок И.Б., Смольников А.А.* // Известия РАН. Серия физическая. 2001. Т. 65. № 1. С. 60.
- Dementyev A.V., Sobolevsky N.M. // Radiation Measurements. 1999. V. 30. P. 553. https://doi.org/10.1016/S1350-4487(99)00231-0
- 13. National Nuclear Data Center. http://nndc.bnl.gov
- 14. *Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляс-кин В.И.* Радиационный захват нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- 15. Sukhoruchkin S.I., Soroko Z.N., Deriglazov V.V. Tables of Neutron Resonsnce Parametrs. V. 1. / Ed. H. Schopper. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1998. ISBN 978-3-540-63277-1.
- Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron Cross Sections. Resonance Parameters. Third Edition. V. 1. Upton, N.Y. (USA): Brookhaven National Lab., 1973.
- 17. Larson N.M. Updated Users' Guide for SAMMY: Multilevel R-Matrix Fits to Neutron Data. Using Bayes' Equations. ORNL/TM-9179/R8. Oak Ridge, TN, USA: Oak Ridge National Laboratory, 2008.
- Shcherbakov O., Harada H., // Nuclear Science and Technology. 2002. V. 39. P. 548. https://doi.org/10.1080/18811248.2002.9715233

#### 

УДК 539.1.074+533.9.08:534.8

#### ОСОБЕННОСТИ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ КООРДИНАТНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ КАМЕРЫ НА "ТЕПЛОЙ ЖИДКОСТИ" И ДЕТЕКТОРА ТЕЛЕВИЗИОННОГО ТИПА

© 2021 г. В. В. Сиксин\*

Филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН Россия, 142190, Москва, Троицк, ул. Физическая, 11

\*e-mail: antktech@yandex.ru
Поступила в редакцию 28.06.2020 г.
После доработки 14.07.2020 г.
Принята к публикации 16.07.2020 г.

Рассматриваются особенности конструкции многоканальной падовой (координатно-чувствительной) ионизационной камеры (п.к.) на "теплой жидкости". П.к. предназначена для совместной работы с детектором телевизионного типа для моделирования дозных полей в водном фантоме в режиме сканирующего (модулируемого) "карандашного" протонного пучка. Приведены результаты тестирования электронного тракта камеры п.к. от импульсного рентгеновского источника. П.к., являясь детектором, измеряет абсолютное значение дозы "карандашного" протонного пучка за один импульс, выделившейся в данном вокселе мишени.

#### **DOI:** 10.31857/S0032816221010134

#### **ВВЕДЕНИЕ**

В работах [1, 2] была осуществлена эффективная регистрация дозного профиля протонного пучка в водном фантоме детектором телевизионного типа (д.т.т.) на терапевтическом ускорителе "Прометеус". Были измерены профили энерговыделения протонных пучков в водном фантоме в диапазоне терапевтических энергий от 30 до 250 МэВ. Д.т.т. самостоятельно может точно определять глубину пика Брэгга и методом обратного пересчета по "кривой качества" расчетным способом вычислять дозу пика Брэгга по глубине. Электронный тракт д.т.т., имеющий пороговую чувствительность  $E_{\text{пор}} = (1.0 - 3.0) \cdot 10^{-5} \,\text{лк}$ , применяет как минимум два специальных режима повышения чувствительности: бининг (объединение пикселей) и суммирование кадров — накопление [3].

Для работы в режиме модулированного "карандашного" сканирующего пучка предложена совместная работа двух детекторов — п.к. и д.т.т.

Принцип работы д.т.т. описан в [1, 2]. Его работа построена на регистрации слабого излучения в видимой области спектра, возникающего от радиолюминесценции в водном фантоме [4] с постоянной времени  $\tau = 1.8$  нс [4]. При этом в свечении отсутствует излучение Вавилова—Черенкова, так как максимальное значение энергии протонного пучка ниже порога Черенкова в воде для протонов.

#### 1. ПРИНЦИП РАБОТЫ П.К. СОВМЕСТНО С Д.Т.Т.

Предлагается совместное использование многоканальной падовой (координатно-чувствительной) ионизационной камеры (п.к.) на "теплой жидкости" и д.т.т., которое будет применяться на ускорителе "Прометеус" при модулированном режиме работы методом активного сканирования "карандашным" протонным пучком. Данная приставка к д.т.т. позволит повысить качество терапевтического пучка благодаря точному знанию поглощенной дозы, подводимой сканирующим пучком к каждому вокселю облучаемой мишени за один импульс ускорителя. П.к. сконструирована на "теплой жидкости" и представляет собой высокоточную ионизационную камеру с координатной чувствительностью по ширине пучка: по координатам х и у, перпендикулярным направлению оси пучка z. Для наполнения п.к. "теплой жидкостью" использовалась технология, описанная в работе [5]. Д.т.т. определяет дозный профиль в водном фантоме по глубине (по координате z вдоль оси пучка). П.к., работая вместе с д.т.т., одновременно позволяет д.т.т. в режиме on-line (за один импульс ускорителя) определять абсолютную дозу пучка, выделяющуюся в данном вокселе в мишени водного фантома – по глубине и ширине по осям х и у.

Цель работы — исследование возможности совместного применения многоканальной камеры на

**Таблица 1.** Электронные свойства "теплых жидкостей", используемых в ионизационных камерах (T – темпера-

тура кипения,  $\varepsilon$  – относительная диэлектрическая константа,  $\mu$  – подвижность свободных носителей заряда,  $G_6$ - выход пар свободных ионов, d- плотность жидкости)

Жидкость	T, °C	ε	$\mu$ , $10^{-4} \text{ m}^2/\text{B c}$	$G_{ m fi}$	<i>d</i> , г/см <sup>3</sup>
Изооктан	99.24	1.936	5.3	0.33	0.69
Тетраметилпентан	140.3	2.05	29	0.42	0.72
Тетраметилсилан	26.65	1.84	105	0.74	0.65
Тетраметилгерманий	44.0	2.01	90	0.63	1.006

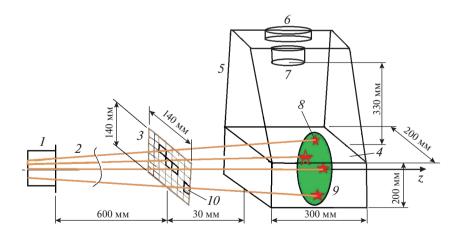
"теплой жидкости" на терапевтических ускорителях вместе с д.т.т. В таблице 1 приведено сравнение параметров наиболее применяемых "теплых жидкостей" с высокой степенью очистки [6].

Схема совместной работы л.т.т. и п.к. представлена на рис. 1. В падовой камере исследована возможность использования двух жидкостей — тетраметилсилана (ТМС) и изооктана (ИК). Падовая камера, чувствительная по координатам x и y, состоит из ионизационной камеры с одним чувствительным объемом, которая заполнена "теплой жидкостью", а анод камеры разделен на пады. Анод, разделенный на пады, позволяет измерять число частиц и дозу пучка, проходящего через данный пад за каждый импульс ускорителя. При процедуре калибровки д.т.т. с помощью п.к. по заланной программе сканирует все воксели мишени в фантоме по глубине и ширине. Все дозные профили для каждого фиксированного значения по глубине и ширине записываются вычислителем. Технический результат работы д.т.т. совместно с п.к. заключается в том, что при сканировании каждого вокселя мишени в водном фантоме д.т.т. определяет точно координату глубины

пика Брэгга, а п.к. – поглощенную дозу и число протонов, прошедших через воксель за импульс.

П.к. это большая ионизационная камера с чувствительными падами размером 6.8 × 6.8 мм и с чувствительной областью 140 × 140 мм. П.к. полностью перекрывает рабочую область на входе фантома по ширине для сканирующих направлений пучка протонов. П.к. за один импульс ускорителя измеряет дозу сканирующего пучка, который направлен на определенный воксель 8 в мишени 9фантома 4. а д.т.т. за этот импульс определит глубину Z. Далее сканирующий пучок 2 будет облучать другой воксель и синхронно п.к. определит дозу, а д.т.т. — глубину Z для данного вокселя.

П.к. может измерять дозу каждого импульса "карандашного пучка", сканирующего мишень в фантоме детектора д.т.т., а также определять число протонов, прошедших за данный импульс, и запускать д.т.т. П.к. 3 располагается соосно перед д.т.т. на расстоянии около 60 см от выхода пучка в процедурную комнату На рис. 1 сканирующие магниты 1 направляют пучок согласно заданной программе на "мишень" 9 в водном фантоме детектора д.т.т. Ионизационная многоканальная



**Рис. 1.** Принцип совместной работы двух детекторов: п.к. с д.т.т. I — сканирующие магниты; 2 — направление пучка за импульс ускорителя на данный воксель, где останавливается пучок и д.т.т. определяет его глубину; 3 - п.к.; 4 - водный фантом детектора д.т.т.; 5 — светозащитный кожух д.т.т.; 6 — телевизионная камера д.т.т.; 7 — объектив д.т.т.; 8 — точка остановки пучка в данном вокселе, где выделилась энергия пика Брэгга; 9 — область мишени, которую сканируют по заданной программе сканирующие магниты; 10 – пад п.к., через который прошел пучок, определяющий поток и поглощенную дозу.

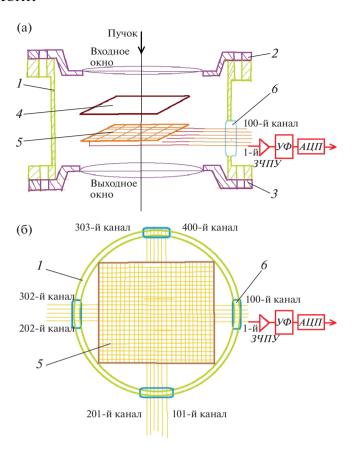
камера п.к. З каждым своим падом 10 определяет количество протонов, прошедших за один импульс, и дозу в абсолютных единицах и запускает д.т.т., который высветит в каком вокселе 8 водного фантома остановился пучок протонов (пик Брэга на высоте d80 дистальной части; параметр, применяемый в клинической протонной терапии для пика Брэгга, d80 — уровень 80% дозы в дистальной (правой) части пика Брэгга).

#### 2. КОНСТРУКЦИЯ П.К.

Наполнение п.к. "теплой жидкостью" проводится на установке, описанной в работе [5]. После отключения камеры от установки наполнения и проверки ее готовности к работе с помощью импульсного рентгеновского источника она закрепляется на входном окне детектора д.т.т. соосно оси z — направлению пучка. Схематическое устройство камеры приведено на рис. 2.

С обратной стороны керамической пластины – анода 5 нанесены токопроводящие дорожки, которые выводят сигнал от каждого пада до "ОСЧВразъема" б. Всего "ОСЧВ-разъемов" четыре, и через один разъем выводится 100 каналов с анодного электрода. На обратной стороне анодного электрода 5 методом печатного монтажа нанесены токопроводящие выводы толшиной 200 мкм, расстояние между которыми 300 мкм. После сборки камеры и установки электродов камера многократно промывается особо чистой водой. Анод состоит из тонкой плоскопараллельной пластины толщиной около 0.7 мм из высокопрочной керамики. На одной стороне анодного электрода нанесены изолированные друг от друга палладиевые пады, обращенные металлической частью к катоду. Катод выполнен из никелевой сетки, прозрачной для пучка. Расстояние между катодом и анодом можно регулировать в пределах от 2 до 5 мм, и оно подбирается так, чтобы оптимизировать отношение сигнала к шуму. Рабочее значение напряженности электрического поля между электродами составляет ~5 кВ/см. Толщина нанесенного слоя палладия на керамическую пластину многоканального анода равна 10 мкм. По внешнему периметру анода наносилось охранное кольцо (заземление) для выравнивания электрического поля между анодом и катодом. Каждый пиксель через токовыводящие дорожки подсоединяется с внутренней части корпуса через "ОСЧВ-разъем" к каналу считывающей электроники, которая находится на внешней стороне корпуса п.к. Плоскости анода и катода перпендикулярны оси пучка z. Анодная плоскость имеет  $20 \times 20 = 400$  падов размером  $6.8 \times 6.8$  мм, изолированных друг от друга. Вариант исполнения одного канала электроники с одного пада приведен на рис. 3.

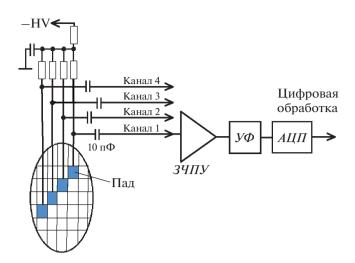
Предварительное последовательное тестирование падов п.к. при ее облучении от импульсно-



го рентгеновского источника проводилось по схеме рис. 3.

Один из вариантов считывающей электроники представлен на рис. 4.

Ионизационная камера п.к. заполнена очищенной "теплой жидкостью", например, тетраметилсиланом. Катод K подключают к источнику высокого напряжения. Пространство между анодом и катодом заполнено "теплой жидкостью" TЖ. Плоскости анода и катода перпендикулярны оси пучка z. Анодная плоскость A имеет  $20 \times 20 = 400$  падов размером  $6.8 \times 6.8$  мм, изолированных друг от друга, которые подключается к зарядовочувствительным предусилителям (3ЧПУ). К анодному электроду, к каждому его паду подключается считывающая электроника. Система считывания п.к. со-

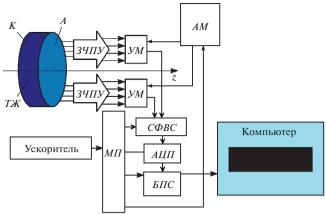


**Рис. 3.** Блок-схема одного канала электронного тракта детектора п.к.

стоит из  $34\Pi Y$  и усилителей-мультиплексоров YM, расположенных на внешнем корпусе п.к. и соединяющихся с падами через герморазъемы, установленные на корпусе п.к. Считывающая электроника имеет дополнительную плату, подсоединенную к компьютеру, состоящую из следующих узлов: схемы формирования выходных сигналов  $C\Phi BC$ , аналогового мультиплексора AM для коммутирования входных сигналов на один выходной канал, микропроцессора  $M\Pi$ , аналого-цифрового преобразователя  $A\Pi\Pi$ , буферной памяти событий  $B\Pi C$ .

В соответствии с программой, задаваемой микропроцессором, аналоговый мультиплексор AM подключает последовательно выходные каналы YM к  $AU\Pi$ , который выдает код и записывает его в  $B\Pi C$ . Запуск системы считывания производится синхроимпульсом от ускорителя, этот сигнал подается на микропроцессор  $M\Pi$ . По алгоритму, заложенному в его программу, микропроцессор управляет системой считывания.

Ось пучка *z* проходит через геометрические центры плоскостей катода и анода. При калибровке д.т.т. устройство п.к. по заданной программе сканирует все воксели мишени в фантоме. Матрица падов анода п.к. измеряет дозное распределение пика Брэгга по осям *x* и *y* для каждого вокселя по ширине и глубине мишени. Корпус ионизационной камеры п.к. закреплен на фланце входного окна д.т.т. вдоль оси *z*. Таким образом, телевизионный детектор ионизирующих излучений д.т.т. позволяет за несколько импульсов ускорителя восстанавливать поглощенную дозу по глубине и ширине для каждого вокселя.



**Рис. 4.** Схема устройства электроники считывания п.к. A — анод, K — катод, TЖ — "теплая жидкость", YM — усилитель-мультиплексор,  $C\Phi BC$  — схема формирования выходных сигналов, AM — аналоговый мультиплексор,  $M\Pi$  — микропроцессор,  $B\Pi C$  — буферная память событий.

#### 3. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ТЕСТИРОВАНИЮ П.К.

При проектировании п.к. и оценке заряда, собираемого камерой, использовалась формула из работы [7].

Расчетная оценка проводилась с учетом количества собираемого заряда одним падом камеры для ТМС и ИК при облучении пада с помощью импульсного рентгеновского источника (и.р.и.), используя формулу [7]:

$$Q = 10^{-11} G_{\rm fi} D dv, (1)$$

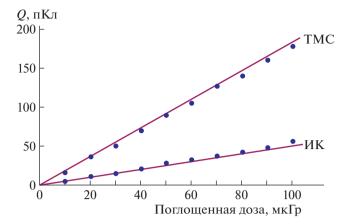
где  $G_{\rm fi}$  — выход пар свободных ионов; D, мк $\Gamma$ р — поглощенная доза; d, г/см<sup>3</sup> — плотность жидкости; v, см<sup>3</sup> — объем измерительной ячейки.

Важной характеристикой для "теплых" жидкостей является зависимость собранного заряда в активной среде ионизационной камеры от дозы и.р.и. за импульс при достаточно большой напряженности поля между электродами.

Из работ [8, 9] следует, что зависимость заряда, собранного с электродов камеры на "теплой жидкости", является линейной функцией от поглощенной дозы за импульс.

На рис. 5 приведены расчетные кривые по формуле (1) зависимости заряда, собранного с одного пада для ТМС (тетраметилсилана) и ИК (изооктана).

Для расчета по формуле (1) использовались значения величин, приведенных в таблице 1. Расчетные кривые по формуле (1) приведены на рисунке сплошными линиями. Точки на рис. 5 это



**Рис. 5.** Расчетные кривые по формуле (1) для ИК и ТМС (сплошные линии). Точки — экспериментально измеренные значения (погрешность при их измерении составила 5%).

экспериментально измеренные с одного пада мошности поглошенной дозы.

Результаты оценки показывают, что камеру п.к. на ТМС и ИК возможно калибровать и проверять с помощью и.р.и. в области дозы около 10 мкГр/импульс.

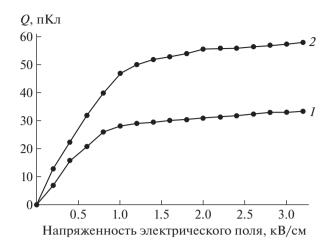
Для проверки камеры п.к. проведено последовательное тестирование ее падов при облучении камеры от и.р.и. и подключении каждого отдельного пада к одноканальному сертифицированному клиническому дозиметру — измерялась мощность поглощенной дозы. Изменяя расстояние от источника до камеры, она подбиралась в пределах от 10 до 100 мкГр/мин. Была получена практически линейная зависимость величины собранного заряда (рис. 5) от изменения мощности поглощенной дозы.

Получено совпадение экспериментальных результатов с теоретическим расчетом по формуле (1) – puc. 5.

Была измерена вольт-амперная характеристика (в.а.х.), которая показывает наличие плато по напряжению. На рис. 6 приведено количество собранного заряда с одного пада в зависимости от напряженности электрического поля между анодом и катодом п.к. при облучении одного пада п.к. от и.р.и.

#### 4. ВЫВОДЫ

Создана приставка к детектору д.т.т. — п.к — многоканальная падовая камера на "теплых жидкостях" и рассмотрен принцип ее применения на терапевтическом ускорителе. Совместная работа п.к. и д.т.т. предназначена для моделирования облучения "мишени" в водном фантоме сканирующим "карандашным" протонным пучком.



**Рис. 6.** Экспериментальные кривые (в.а.х.) при облучении одного пада от импульного рентгеновского источника: I — для ИК, 2 — для ТМС. Ошибка при измерении точек составила 5%.

Рассмотрена возможность использования д.т.т. и п.к. для измерения в режиме реального времени за несколько импульсов ускорителя профилей энерговыделения — координат пиков Брэгга в диапазоне терапевтических значений энергий протонного пучка от 30 до 250 МэВ — с целью улучшения дозного разрешения по глубине и ширине пика Брэгга. Это позволит с точностью, рекомендуемой МАГАТЭ [10], моделировать профили пиков Брэгга при калибровке ускорителя перед сеансами лучевой терапии.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность В.Е. Балакину за возможность испытаний электронного тракта детектора д.т.т. в сеансах 2019 г. на ускорителе "Прометеус", а также А.И. Львову за консультации по проведению испытаний электронного тракта детектора д.т.т. в Протвино в сеансах 2019 г. и за поддержку работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Siksin V.V. // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2019. V. 46.
   № 1. P. 19. https://doi.org/10.3103/S1068335619010068
- 2. *Siksin V.V.* // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2019. V. 46. № 2. P. 70. https://doi.org/10.3103/S1068335619020076
- 3. *Цыцулин А.К., Адамов Д.Ю., Манцветов А.А., Зубакин И.А.* Твердотельные телекамеры: Накопление качества информации. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2014. https://search.rsl.ru/ru/record/01007886419
- Казаков В.П., Шарипов Г.Л. Радиолюминесценция водных растворов. М.: Наука, 1986. https://search.rsl.ru/ru/record/01001295055

- 5. *Сиксин В.В.* // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. 2019. Т. 22. № 2. С. 117. https://doi.org/10.17073/1609-3577-2019-2-117-126
- Hummel A., Schmidt W.F. // Radiation Res. Rev. 1974. V. 5. P. 199.
- 7. *Siksin V.V.* // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2018. V. 45. № 7. P. 199. https://doi.org/10.3103/S1068335618070023
- Hummel A., Allen A.O. // Chem J. Phys. 1967. V. 46. P. 5037.
- Schmidt W.F., Allen A.O. // Chem J. Phys. 1970. V. 52. P. 2345.
- 10. Серия технических докладов № 398. Международные практические рекомендации по дозиметрии, основанные на эталонах единицы поглощенной дозы в воде. При поддержке IAEA, WHO, PAHO и ESTRO. МАГАТЭ Вена, 2004. https://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/trs398 r web.pdf

#### \_ ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО \_ ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 621.039.51+ 621.039.548.3

#### НЕРАЗРУШАЮЩАЯ ЭЛЕМЕНТНАЯ ДИАГНОСТИКА ПОВРЕХНОСТИ ОБОЛОЧЕК ТВЭЛОВ ИОННО-ПУЧКОВЫМИ И РЕНТГЕНОВСКИМИ АНАЛИТИЧЕСКИМИ МЕТОЛАМИ

© 2021 г. В. К. Егоров<sup>а,\*</sup>, Е. В. Егоров<sup>а,b,c</sup>, Б. А. Калин<sup>d</sup>, Д. А. Сафонов<sup>d</sup>

<sup>а</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники РАН Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Акад. Осипьяна, 6 <sup>b</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7 <sup>c</sup> Финансовый университет при правительстве РФ Россия, 125993, Москва, Ленинградский просп., 49 <sup>d</sup> Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31 \*e-mail: egorov@iptm.ru

Поступила в редакцию 19.07.2020 г.
После доработки 09.08.2020 г.
Принята к публикации 10.08.2020 г.

Представлена характеристика технологии изготовления оболочки тепловыделяющих элементов (твэлов), ориентированных на водо-водяные энергетические реакторы (ВВЭР) с температурой теплоносителя 300—350°С, и указаны предполагаемые направления модификации ее поверхности. Обсуждается методическая база диагностики материалов, развитая на основе ионно-пучковых и рентгеновских методов, которая позволяет характеризовать параметры внешней и внутренней поверхности оболочки твэла без изменения ее формы. Приведены экспериментальные данные, показывающие эффективность предлагаемого аналитического комплекса для характеризации поверхностных слоев оболочки твэлов.

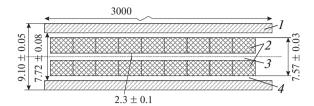
**DOI:** 10.31857/S0032816221010092

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Основу современной ядерной энергетики составляют ядерные реакторы, функционирующие с использованием потоков тепловых нейтронов так называемые водо-водяные энергетические установки. Наибольшее распространение получили подобные установки, работающие при температуре в активной зоне реактора 300-350°C. В этих условиях перегретая водо-паровая смесь, с одной стороны, является переносчиком тепловой энергии от тепловыделяющих элементов, расположенных в ядерном реакторе, к второму водяному контуру, обслуживающему парогенератор, а с другой – представляет собой среду для замедления нейтронного потока. Сами тепловыделяющие элементы (твэлы) в этих установках играют роль преобразователей энергии, выделяемой в результате ядерных реакций, в тепло. Выделение тепла происходит в результате торможения в материале топливных таблеток ядерных осколков, возникающих в процессе распада ядер урана под действием потока тепловых нейтронов. Эта энергия, через оболочку твэла, забирается омывающим ее теплоносителем. Прин-

ципиально конструкция тепловыделяющего элемента достаточно проста. Он состоит из тонкостенной цилиндрической оболочки, в которую помещается ядерное топливо. Материалом ядерного топлива для таких твэлов является окись урана, приготавливаемая в форме таблетки с центральным отверстием. Продольное сечение тепловыделяющих элементов подобной конструкции показано на рис. 1. Несмотря на внешнюю простоту, технология изготовления твэлов является сложной многофункциональной процедурой с набором определенных требований к выбору материала оболочки и последовательности технологических операций, гарантирующих ее механическую, коррозионную и радиационную устойчивость в процессе длительной эксплуатации в качестве составляющих устройств ядерных реакторов.

Важнейшим требованием к выбору материала для построения оболочки твэла является максимально низкий уровень поглощения нейтронов. Экспериментальные исследования показали, что малым сечением захвата нейтронов характеризуются ядра атомов магния, алюминия и циркония



**Рис. 1.** Продольное сечение элемента твэла водо-водяного ядерного реактора. 1 — металлическая оболочка твэла; 2 — таблетка ядерного топлива; 3 — технологическое отверстие в таблетках; 4 — зазор между оболочкой и топливными таблетками, заполняемый  $^4$ He под давлением.

[1]. Не менее важными факторами являются теплопроводность и механическая устойчивость конструкции твэла. Степень коррозионной стойкости оболочки тепловыделяющего элемента определяется свойствами ее внешней и внутренней поверхностей. Вследствие комплекса требований, предъявляемых к материалу оболочки твэлов, конкретный выбор оказывается компромиссным. Экспериментальный опыт показал, что наиболее подходящим материалом для изготовления оболочек твэлов водо-водяных ядерных реакторов с рабочей температурой активных зон 300—350°С является цирконий, легированный небольшим количеством ниобия [2].

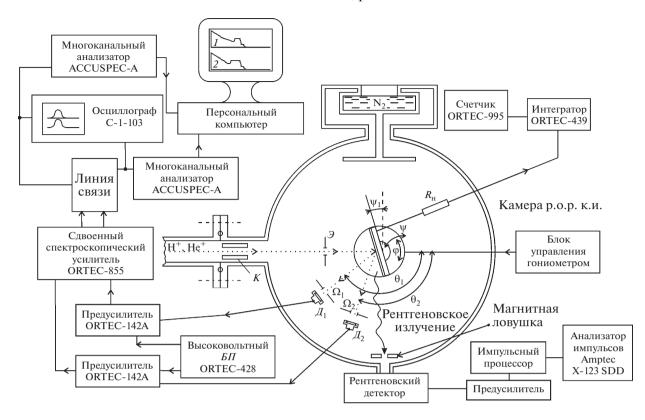
Технология изготовления тонкостенных трубчатых оболочек из этого материала достаточно трудоемка [3]. Во-первых, исходный Zr должен быть очищен от примесей, особенно от присутствия гафния. Во-вторых, процедура получения тонкостенных труб большой длины должна обеспечить неизменность толщины стенок на всей ее длине при гомогенности структуры и состава материала. Далее, в процессе проведения мероприятий по повышению коррозионной устойчивости модификационная процедура должна обеспечить неизменность свойств по всей длине оболочки. На современном этапе развития техники водоводяных ядерных реакторов проблема долговременной коррозионной устойчивости оболочек твэлов стала одним из главных препятствий к повышению их эффективности. Поэтому предпринимались попытки имплантационной [4] и диффузионной [5] модификации поверхности оболочек тепловыделяющих элементов, а также использования различных антикоррозионных покрытий [6].

В то же время как технология модификации поверхностей оболочки твэлов, так и изучение поверхностных слоев оболочек тепловыделяющих элементов, отработавших полный радиационный цикл, требуют наличия комплекса неразрушающей элементной и структурной диагностики поверхности без изменения формы элементов оболочки. В нашей работе предлагается методи-

ческая база, обеспечивающая комплекс аналитической диагностики, основанная на использовании ионно-пучковых и рентгеновских методов исследования материалов.

# ИОННО-ПУЧКОВЫЕ И РЕНТГЕНОВСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ОБОЛОЧКИ ТВЭЛА

Аналитическая диагностика пленочных покрытий материальных объектов, модифицированных различными способами их поверхностных слоев, может выполняться целым рядом диагностических методов [7-12]. Их выбор определяется, с одной стороны, задачами элементного и структурного анализа, а с другой – ожидаемой толщиной покрытий или глубиной модификации поверхности. Задача повышения коррозионной устойчивости оболочек твэлов предполагает проведение как модификации внешних и внутренних поверхностей на глубину от нескольких нанометров до нескольких микрометров, так и разработку технологий получения защитных покрытий толщиной несколько микрометров. При этом предполагается выполнение элементной и структурной диагностики модифицированных областей изменения формы трубчатых оболочек. Высокоэффективный элементно-размерный анализ пленок и поверхностных слоев материалов наноразмерных толщин возможен с помощью метода резерфордовского обратного рассеяния (р.о.р.) высокоэнергетических потоков ионов гелия и водорода на исследуемых объектах [13]. Реализация этого метода возможна в рамках использования ионно-пучковых аналитических комплексов, примером которого является установка "Сокол-3" [14]. Метод ориентирован на определение элементного концентрационного профиля распределения элементов по толщине поверхностного слоя материала на глубину до 2 мкм с разрешением ~10 нм при использовании ионных пучков <sup>4</sup>He<sup>+</sup> и до 15 мкм с разрешением ~30 нм в условиях рассеяния потоков ионов водорода. Для диагностики наличия в материалах следовых содержаний примесей параллельно с р.о.р.-измерениями осуществляется регистрация выхода характеристической рентгенофлуоресценции. Пределы обнаружения этих измерений находятся на уровне  $10^{-6}$ % ат. и даже лучше, в случае применения специальной геометрии [15]. На рис. 2 представлено схематическое изображение экспериментальной камеры ионно-пучкового комплекса "Сокол-3" с системой регистрации рассеянных ионов и выхода рентгенофлуоресценции. Метод р.о.р. является неразрушающим вследствие малых величин аналитических доз облучения и единственным абсолютным инструментальным методом элементной диагностики материалов. Абсолютность измерений достигается нормированием зарегистрированных спектров

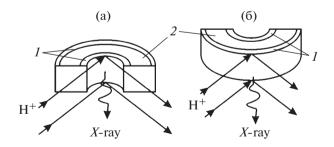


**Рис. 2.** Схема вакуумной камеры р.о.р. и р.ф.а.-диагностики (р.ф.а. — рентгенофлуоресцентный анализ) изучаемых объектов с использованием аналитического комплекса "Сокол-3" и системы регистрации рассеянных ионов и выхода характеристической рентгеновской радиации.  $E\Pi$  — блок питания,  $\mathcal{F}$  — защитный экран,  $R_{\rm H}$  — нагрузочное сопротивление (~1 кОм), K — коллиматор ионов,  $\mathcal{I}_1$  и  $\mathcal{I}_2$  — детекторы рассеянных ионов,  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  — телесные углы регистрации рассеянных ионов,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы регистрации рассеянных ионов,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы регистрации рассеянных ионов,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы предотвращения каналирования ионов; к.и. — каналирование ионов.

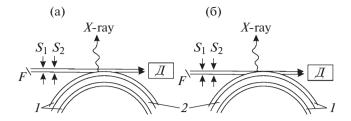
рассеяния на общее число ионов, попавших на тестируемый объект в течение сеанса измерений. Все измерения выполняются в условиях среднего вакуума на уровне  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  Па. Полученные в рамках применения установки "Сокол-3" экспериментальные спектры аппроксимируются с использованием компьютерной программы RUMPP, которая является модернизированной версией программы RUMP [16].

На рис. 3 показаны схемы выполнения ионнопучковой и ионо-рентгенофлуоресцентной диагностики внутренней и внешней поверхностей элементов трубчатых конструкций без их деформирования. Поскольку диаметр ионного зонда составляет 1 мм, предлагаемая геометрия измерений не внесет искажений в результаты ионнопучковой и рентгеновской элементной диагностики поверхностных слоев внутренней и внешней поверхностей оболочек твэлов в их исходном состоянии и после проведения модификации, а также после реального функционирования тепловыделяющего элемента в ядерном реакторе.

В качестве дополнительного рентгенодиагностического подхода к изучению изменения элементного состава по толщине поверхностных слоев внутренней и внешней поверхностей твэлов была использована разработанная нами оригинальная концепция метода рентгенофлуоресцентного анализа в условиях полного внешнего отражения (п.в.о.) потока возбуждающего жест-



**Рис. 3.** Схемы р.о.р. и рентгенофлуоресцентных исследований распределения элементов по толщине поверхностных слоев внутренней (а) и внешней (б) поверхностей фрагментов цилиндрической оболочки твэла. I — поверхностные слои; 2 — объем цилиндрической оболочки.  $H^+$  — первичный поток протонов высокой энергии.



**Рис. 4.** Схемы модифицированной р.ф.а.п.в.о.-диагностики внешней поверхности цилиндрической оболочки твэла:  $\mathbf{a} - \mathbf{b}$  условиях неискаженной р.ф.а.п.в.о.-геометрии;  $\mathbf{6} - \mathbf{b}$  условиях полного перекрытия потока возбуждения фрагментом исследуемой оболочки.  $F - \mathbf{c}$  фокус источника излучения БСВ-24 (Ag).  $I - \mathbf{b}$  нутренний и внешний поверхностные слои оболочки твэла;  $2 - \mathbf{c}$  объем оболочки твэла.  $\mathcal{J} - \mathbf{c}$  цинтиляционный детектор.

кого рентгеновского излучения на изучаемой поверхности (р.ф.а.п.в.о.) [17]. Важнейшей особенностью стандартных р.ф.а.п.в.о.-измерений является использование явления полного внешнего отражения потока возбуждения, в рамках которого выход характеристической рентгеновской флуоресценции формируется приповерхностным слоем изучаемого объекта толщиной 3-5 нм. В результате, метод характеризуется резким понижением пределов обнаружения примесей в сравнении с рентгенофлуоресцентным анализом в стандартной геометрии и электронным микрозондовым анализом, а, кроме того, данные исследований, выполненные с использованием р.ф.а.п.в.о.-спектрометрии, оказываются свободными от влияния матричного эффекта. Идею модифицированного р.ф.а.п.в.о.-подхода иллюстрирует схема измерений, представленная на рис. 4. На схеме изображены источник излучения (фокус рентгеновской трубки БСВ-28 (Ag)) и формирователь потока. представляющий собой сборку из двух вертикальных взаимно сьюстированных обрезающих щелей  $S_1$  и  $S_2$  шириной 6 мкм и высотой 10 мм, расположенных друг от друга на расстоянии 100 мм [18], сцинтилляционного детектора со своей щелевой системой Д, образцедержателя, снабженного системой микрогоризонтальной подачи, и полупроводникового регистратора выхода характеристической рентгеновской флуоресценции. На рис. 4а поток возбуждения лишь касается вершины внешней поверхности образца диагностируемой трубки, а на рис. 46 – проиллюстрирована ситуация, когда образец полностью перекрывает возбуждающий рентгеновский микропучок. Поскольку его ширина в этой позиции нахождения образца составляет 15 мкм, полупроводниковый детектор регистрирует выход рентгеновского возбуждения с поверхностного слоя образца толщиной 15 мкм. Разработанный метод рентгеновской элементной диагностики оригинален и позволяет анализировать элементный состав на большую

глубину в сравнении с ионно-пучковой диагностикой материалов. В то же время метод не позволяет получить прямых сведений о распределении элементов по глубине, поскольку он не свободен от влияния матричных эффектов и при интерпретации полученных им данных необходим учет поглощения возбужденного характеристического излучения в изучаемом материале. Кроме того, необходимо учитывать и некоторое расширение области диагностики.

Аналогичные сведения по элементному составу поверхностного слоя внутренней поверхности трубчатого образца могут быть получены в той же геометрии измерений, но при существенном уменьшении (до 1 мм) вертикального размера потока возбуждения.

В качестве параметра, фиксирующего толщину слоя, возбуждаемого внешним рентгеновским пучком, была выбрана интенсивность проходящего потока, регистрируемого сцинтилляционным детектором.

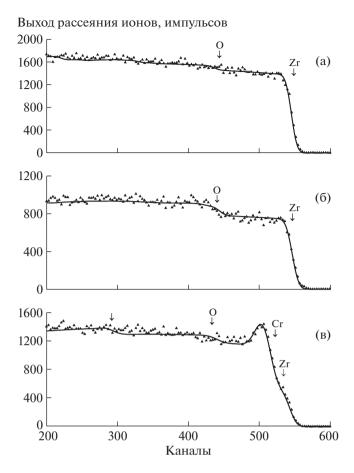
# ДИАГНОСТИКА ВНЕШНЕЙ ПОВЕРХНОСТИ МОДИФИЦИРОВАННОЙ ОБОЛОЧКИ ТВЭЛА

Применение циркониевого сплава Э-110, легированного 1% ат. ниобия, в качестве материала оболочек твэлов показало его высокомеханическую и радиационную устойчивость в условиях работы в активных зонах водо-водяных энергетических установках. В то же время опыт длительной эксплуатации узлов реакторов, изготовленных из этого материала, продемонстрировал его недостаточную коррозионную стойкость, особенно к воздействию высокотемпературной пароводяной смеси. Поэтому повышение эксплуатационных свойств твэлов оказалось непосредственно зависящим от улучшения коррозионных свойств внешней поверхности их оболочек. Одним из наиболее эффективных средств повышения коррозионной стойкости цирконий-ниобиевых оболочек оказалось использование внешних хромовых покрытий [19]. Поэтому в процессе отработки технологии модификации оболочки твэла на ее внешнюю поверхность нами было нанесено хромовое покрытие. Оно было исследовано с помощью р.о.р.-измерений параллельно с зондированием внешней поверхностью оболочки без хромового покрытия. На рис. 5 представлены экспериментальные и теоретические спектры, полученные в течение этих измерений, а также спектр р.о.р. толстой пленки окиси циркония, которая также имеет перспективы использования в качестве возможного протектора от коррозионного воздействия высокотемпературной пароводяной смеси. Теоретическая аппроксимация спектров р.о.р. соединений, содержащих атомы циркония, связана с определенными трудностями, посколь-

ку этот элемент, в отличие от элементов, расположенных рядом в периодической таблице (Y и Nb), характеризуется наличием целого ряда стабильных изотопов ( ${}^{90}$ Zr – 52%,  ${}^{91}$ Zr – 11%,  ${}^{92}$ Zr – 17%,  ${}^{94}$ Zr – 17%,  ${}^{96}$ Zr – 3%). Спектр р.о.р. ионов H<sup>+</sup> ( $E_0$  = 1.186 МэВ) внешней поверхности образца немодифицированной оболочки (рис. 5а) представляет собой относительно однородную спектрограмму с резким подъемом в районе 545-го канала. На спектре наблюдается едва заметная ступенька в районе 436-го канала. Аппроксимационная обработка спектра показала, что эта ступенька отвечает за наличие в поверхностном слое образца толшиной в несколько сотен нанометров атомов кислорода в количестве 2-3% ат. Поскольку исходный состав оболочки представлялся как  $Zr_{0.986}Nb_{0.01}Fe_{0.004}$ , при наличии в объеме малого содержания кислорода, можно ожидать, что во внешнем поверхностном слое немодифицированной оболочки появился оксид циркония.

Экспериментальный и теоретический спектры ионов  $H^+$  ( $E_0 = 1.187 \text{ M} \ni \text{B}$ ) на рис. 5б получены для пленки оксида циркония (ZrO<sub>2</sub>). Аппроксимация экспериментального спектра показала, что толщина оксидного слоя превышает 10 мкм, а состав близок к стехиометрическому. Данные спектры приведены вместе со спектрами исходной оболочки твэла, чтобы исключить всякие сомнения в наличии значительной концентрации кислорода в ее поверхностном слое. На рис. 5в представлены экспериментальный и теоретический спектры р.о.р. ионов  $H^+$  ( $E_0 = 1.182 \,\mathrm{M}$ эВ) внешней оболочки твэла, модифицированной путем нанесения хромового покрытия на ее поверхность. Предварительная аппроксимация экспериментального спектра показала, что на внешней поверхности оболочки нанесена пленка, содержащая значительное количество атомов хрома, толщиной 5.7 мкм, в которой имеется около 10% ат. кислорода и которая характеризуется наличием в структуре до 10% ат. либо водорода, либо структурных вакансий. Вследствие наличия технических трудностей диагностика водорода в материале не проводилась. На спектрах стрелками отмечены номера каналов, соответствующие энергиям рассеяния ионов водорода на ядрах атомов, находящихся на поверхностях исследованных объектов.

Параллельно с регистрацией спектров резерфордовского обратного рассеяния была выполнена запись спектров выхода характеристической рентгеновской флуоресценции исследованных объектов, которые возбуждались падавшим на эти объекты пучком протонов. Полученные спектры показаны на рис. 6. Спектры представлены в логарифмическом масштабе, поскольку интенсивность выхода характеристической рентгенофлуоресценции линий циркония и хрома существенно превышает интенсивность линий при-



**Рис. 5.** Спектры р.о.р. ионов  $H^+$  (E=1.18 МэВ), полученные для внешней поверхности оболочки твэла с немодифицированной структурой (a), оболочки с окисью циркония на внешней поверхности (6) и оболочки с модифицированной внешней поверхностью путем нанесения хромового покрытия (a). Стрелками отмечены энергии рассеяния ионов водорода на ядрах атомов, находящихся на поверхности образцов, и энергия, характеризующая резкое уменьшение концентрации Ст в исследуемой мишени. Энергетическая цена канала a 1.9 кэВ/канал.

месных и легирующих элементов. Спектр протон-индуцированной рентгеновской эмиссии (PIXE – Proton Induced X-ray Emission), полученный для внешней поверхности немодифицированной оболочки твэла (рис. ба), демонстрирует наблюдаемое отсутствие линий примесных компонентов, содержание которых, по крайней мере, не превышает уровень 1 ррт [20]. В то же время, в соответствии с исходными данными, в материале оболочки кроме атомов циркония присутствуют атомы ниобия в количестве ~1% ат. и атомы железа с содержанием <0.04% ат. Диагностика присутствия или отсутствия атомов кислорода в изучаемом материале не представляется возможным по техническим причинам. Дело в том, что рентгеновский детектор, встроенный в эксперимен-

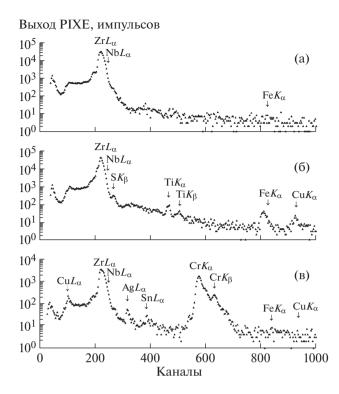


Рис. 6. Спектры протон-индуцированной рентгеновской эмиссии, полученные для внешней поверхности оболочки твэла с немодифицированной структурой (а), с толстой пленкой окиси циркония на внешней поверхности (б) и оболочки с модифицированной внешней поверхностью путем нанесения хромового покрытия (в). Энергетическая цена канала 10 эВ/канал.

тальную камеру комплекса "Сокол-3", оснащен входным Ве-окном толщиной 8 мкм, которое полностью поглощает излучение харктеристической линии кислорода О $K_{\alpha}$  (E = 0.523 кэВ). Линия Nb $L_{\alpha}$ , положение которой соответствует 220-му каналу, полностью маскируется высокоинтенсивным пиком  $ZrL_{\alpha\beta\gamma}$  Присутствие атомов Fe в материале оболочки ощущается по едва заметному осложнению в спектре в районе 630-го канала. При этом следует иметь в виду, что ионно-пучковая диагностика имеет локальный характер. Диаметр ионного зонда составляет 1 мм. Малая интенсивность выхода линии  $\text{Fe}K_{\alpha}$ , на приведенном спектре, свидетельствует о неравномерном распределении атомов железа в материале оболочке твэла. Количественная оценка содержания атомов Fe выполнена на основании усредненных данных, полученных при использовании измерений в ряде последовательно расположенных точек.

Спектр PIXE на рис. 6б, полученный для образца окиси циркония, демонстрирует большее элементное разнообразие. В материале на уровне нескольких ppm присутствуют атомы S, Sr и Cu, Ti на уровне нескольких сотен ppm. Линия  $NbL_{\alpha}$ оказывается также замаскированной интенсивным пиком  ${\rm Zr} L_{\alpha\beta\gamma}$ . В спектре присутствуют линии неопознанных элементов. Как и в случае предыдущего спектра, на диаграмме отсутствуют линии  $ZrK_{\alpha}$  (E=15.77 кэВ) и  $ZrK_{\beta}$  (E=17.67 кэВ), поскольку регистрируемый энергетический интервал ограничен 10 кэВ.

Спектр PIXE на рис. 6в, полученный для внешней поверхности оболочки твэла, модифицированной нанесением хромового покрытия, демонстрирует две интенсивные линии  $\mathrm{Zr}L_{\alpha\beta\gamma}$  и  $\mathrm{Cr}K_{\alpha\beta}$ . Кроме этих линий в спектре присутствуют линии  $FeK_{\alpha}$ ,  $SrL_{\alpha}$ ,  $AgL_{\alpha}$  и  $CuL_{\alpha}$ . Следует заметить, что в условиях РІХЕ-измерений хорошо возбуждаются низкоэнергетические рентгенофлуоресцентные линии в сравнении с линиями, соответствуюшими более высоким энергиям. Поэтому в дополнение к РІХЕ-исследованиям на рис. 7 представлены спектры р.ф.а.п.в.о., полученные для внешней поверхности исходной и модифицированной оболочек твэлов. Спектры зарегистрированы в геометрии полного внешнего отражения при нулевом угле падения потока возбуждения Ад- $K_{\alpha}$  в условиях касания пучка внешней поверхности анализируемого объекта (рис. 4а). Существенным отличием данных, получаемых в рамках р.ф.а.п.в.о.измерений от PIXE элементной диагностики, является то, что эти данные являются усредненными для всего возбуждаемого поверхностного слоя этого объекта.

Спектр рентгеновской флуоресценции, характеризующий элементный состав внешнего поверхностного слоя немодифицированной оболочки твэла, приведенный на рис. 7а, показывает, что основным элементом, формирующим этот слой толщиной ~5 нм, является цирконий. Поскольку матричный эффект и эффект влияния поглощения выхода характеристической рентгенофлуоресценции в материале изучаемого объекта отсутствуют, а сечения возбуждения флуоресценции потоком  $AgK_{\alpha}$  для атомов циркония и ниобия практически одинаковы, относительное содержание этих элементов в возбуждаемом слое может быть рассчитано на основании отношения интегральных интенсивностей линий выхода их рентгенофлуоресценции. Это соотношение показывает, что концентрация атомов Nb в поверхностном слое составляет 1.25% ат. В спектре также присутствует линия  $ZrL_{\alpha\beta\gamma}$ , однако ее интенсивность неизмеримо ниже в сравнении с ее интенсивностью в спектре, полученном в рамках PIXE-измерений, причем время регистрации PIXE-спектров на порядок меньше в сравнении с периодом набора р.ф.а.п.в.о.-спектров. Кроме того, в спектре присутствуют линия  $Ar K_{\alpha}$  (E = 2.957 кэВ), отражающая факт выполнения измерений в воздушной среде, и ряд линий, характеризующих наличие примесей в материале оболочки (Fe $K_{\alpha}$ , Co $K_{\alpha}$ , Ni $K_{\alpha}$ , Cu $K_{\alpha}$ , Zn $K_{\alpha}$ ). Содержание атомов Fe близко к 0.08% ат., концентрация остальных примесей не превышает 0.05% ат.

Спектр р.ф.а.п.в.о., полученный для поверхности модифицированной оболочки твэла (рис. 7б), демонстрирует существенные изменения в сравнении со спектром, характеризующим немодифицированную поверхность. На спектре наблюдаются два интенсивных дублета  $\operatorname{Cr} K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$  и  $\operatorname{Zr} K_{\alpha}$ ,  $K_{eta}$ , линии  $\mathrm{Zr}L_{lphaeta\gamma}$ ,  $\mathrm{Ar}K_{lpha}$ , а также ряд линий легирующих ( $\text{Fe}K_{\alpha}$ ,  $\text{Cu}K_{\alpha}$ ) и примесных ( $\text{Ca}K_{\alpha}$ ,  $\text{Ti}K_{\alpha}$ ,  $\text{Zn}K_{\alpha}$ ,  $GaK_{\alpha}$ ) элементов. Весь этот набор элементов характеризует тонкий поверхностный слой оболочки, модифицированной нанесением хромового покрытия. Его оценочная толшина составляет 5 нм. Представленный спектр р.ф.а.п.в.о. позволяет предположить, что в процессе нанесения хромового покрытия происходило перемешивание осаждаемых атомов хрома со структурообразующим материалом подложки, по-видимому, с образованием интерметаллида ZrCr<sub>2</sub>. При этом в тонком поверхностном слое концентрация легирующих компонентов составляет 8-10% ат. каждого элемента. Более того, в пленочном покрытии можно ожидать и некоторого наличия атомов кислорода и водорода, что представлялось весьма вероятным при аппроксимации спектра р.о.р. этого образца.

Дальнейшие исследования внешней поверхности оболочки твэла, модифицированной нанесением на нее хромового покрытия, выполненные с применением рентгеновского излучения, были проведены методом оригинально модифицированной спектрометрии в условиях полного внешнего отражения потока возбуждения. На рис. 8 показана геометрия измерений и приведены экспериментальные данные, полученные в результате изменения положения изучаемого образца модифицированной оболочки твэла относительно потока возбуждающего рентгеновского излучения вдоль направления оси Х. На полученной экспериментальной диаграмме представлены зависимости интегральных интенсивностей выхода рентгенофлуоресценции линий элементов, присутствующих в диагностируемом слое от глубины проникновения потока возбуждающего излучения в материал модифицированной оболочки с ее внешней стороны. По мере углубления потока возбуждения в материал оболочки наблюдается резкий рост интенсивности выхода хромовой и циркониевой рентгенофлуоресценции. В то же время увеличения интенсивности выхода рентгенофлуоресценции для линий  $\mathrm{Fe} K_{\alpha}$  и  $\mathrm{Cu} K_{\alpha}$  не наблюдается. Это дает основание утверждать, что атомы меди и железа в основном сосредоточены в тонком приповерхностном слое полученного покрытия толщиной до 10 нм, значительный объем которого составляет интерметаллид ZrCr<sub>2</sub>. По мере углубления потока соотношение между интенсивностями выхода линий  $ZrK_{\alpha}$  и  $CrK_{\alpha}$  начинает меняться от 1:2 к

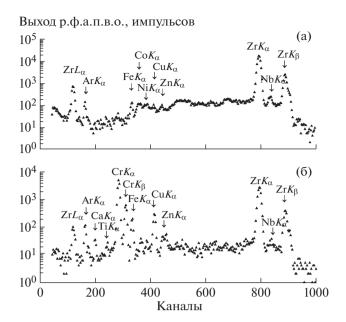
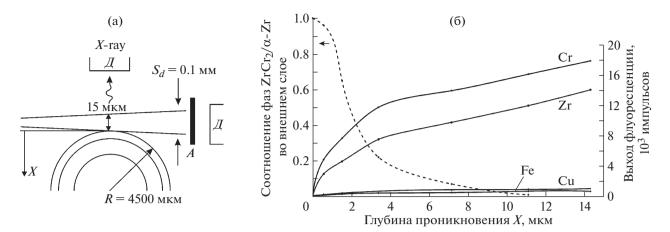


Рис. 7. Спектры р.ф.а.п.в.о., полученные для внешней поверхности оболочки твэла с немодифицированной структурой (а) и оболочки с модифицированной внешней поверхностью путем нанесения хромированного покрытия (б). Энергетическая цена канала 20 эВ/канал.

1:1. Это дает основание предполагать, что защитное хромовое покрытие представляет собой смесь интерметаллида и α-циркония с постепенным увеличением доли последнего по мере приближения к интерфейсу: покрытие/подложка. В то же время следует признать, что полученные результаты имеют чисто качественный характер, поскольку из геометрических соображений ясно, что при углублении оболочки твэла в возбуждающий поток изменение интенсивности выхода рентгенофлуоресценции не является прямым отражением распределения атомов по толщине покрытия.

#### ОБСУЖДЕНИЕ

Предложенный в работе методический подход был использован для изучения элементного состава внешней поверхности оболочек твэла до и после ее модификации путем нанесения хромового пленочного покрытия и показал свою принципиальную эффективность. Сравнительные исследования модифицированной и немодифицированной внешней поверхности оболочки твэла методом резерфордовского обратного рассеяния позволили определить, что толщина хромового покрытия составляет 5.7 мкм и оно может содержать некоторое количество кислорода и, предположительно, водорода. В качестве основного легирующего элемента в объеме материала оболочки использован ниобий с содержанием 1.25% ат. и в качестве дополнительного легирующего эле-



**Рис. 8.** Схема измерений выхода характеристической рентгеновской флуоресценции, представляющая собой специфическую модификацию р.ф.а.п.в.о.-измерений (a) и диаграммы зависимостей выхода рентгеновской флуоресценции  $\operatorname{Zr} K_{\alpha}$ ,  $\operatorname{Cr} K_{\alpha}$ ,  $\operatorname{Cr} K_{\alpha}$ ,  $\operatorname{Cr} K_{\alpha}$  и  $\operatorname{Fe} K_{\alpha}$  для внешней модифицированной поверхности оболочки твэла от глубины проникновения в объем оболочки потока возбуждения ( $\operatorname{Ag} K_{\alpha}$ ) и соотношения содержания фаз  $\operatorname{Zr} \operatorname{Cr}_2/\alpha$ - $\operatorname{Zr}$  в ней (6).  $\operatorname{A}$  — ослабитель потока.

мента Fe с содержанием около 0.08% ат. Модифицированная р.ф.а.п.в.о.-методика изучения элементного состава материала позволила определить, что хромовое покрытие в поверхностном слое толщиной 10 нм наиболее вероятно представляет собой интерметаллид  $ZrCr_2$ , и в этом поверхностном слое сосредоточены элементы легирования Cu и Fe. Измерения показали, что концентрация хрома в покрытии по мере роста глубины тестирования уменьшается и на глубине около 6 мкм падает до его содержания в твердом растворе  $\alpha$ -Zr. В соответствии с фазовой диаграммой системы Cr-Zr, приведенной на рис. 9, содержание Cr в твердом растворе  $\alpha$ -Zr не превышает

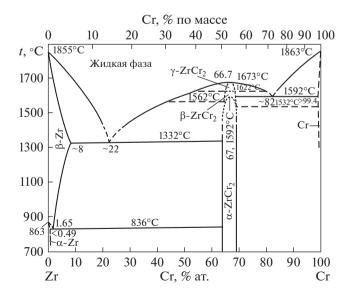


Рис. 9. Фазовая диаграмма системы Cr-Zr [21].

0.5% ат. В продолжении исследований необходимо выполнить хромирование оболочек твэлов и их термическую обработку в различных условиях с целью получения детальных сведений по формированию защитного поверхностного слоя покрытий. Проблема содержания кислорода в исходных и модифицированных поверхностях оболочки может быть успешно решена при включении в аппаратурный комплект аналитической камеры установки "Сокол-3" рентгеновского детектора со сверхтонким входным окном, позволяющим регистрировать рентгенофлуоресцентный выход линии  $OK_{\alpha}$ .

Вопрос возможного нахождения водорода в поверхностных слоях оболочки может быть решен в рамках спектрометрии ядер отдачи [22], которая, в частности, с успехом применялась в процессе исследований перовскитов с применением установки "Сокол-3" [23]. Предложенный в работе методический комплекс может быть расширен путем введения в его программу дифрактометрических исследований внутренней и внешней поверхностей оболочек для детализации фазовых отношений. В дальнейших исследованиях предполагается изучать не только оболочки, предназначенные для модельных исследований, но и элементы оболочек, поработавших в реальных ядерных реакторах.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основной задачей представленной работы была разработка концепции эффективной элементной диагностики поверхности оболочки твэла без изменения формы этой оболочки. Приготовление таких оболочек является тонким, многостадийным процессом, в котором играет роль не

только элементный состав материала в объеме оболочки, но и ее поверхностей. Поэтому изменение формы при выполнении аналитических мероприятий может повлиять на результаты диагностики. Работа, выполненная нами в данном направлении, является пионерской и поэтому не лишена недостатков. Метод модифицированной р.ф.а.п.в.о.-диагностики материалов является эксклюзивным. Его полное методическое обоснование будет представлено в последующих публикациях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Бескоровайный Н.Н., Калин Б.А., Платонов П.А., Чернов И.И.* Конструкционные материалы ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1995.
- 2. Займовский А.С., Никулина А.В., Решетников Ф.Г. Циркониевые сплавы в атомной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1994.
- 3. Разработка, производство и эксплуатация тепловыделяющих элементов энергетических реакторов. Кн. 1 / Под ред. Ф.Г. Решетникова М.: Энергоатомиздат, 1995.
- Wu A., Ribis J., Brachet J.C., Clouet E., Lepretre F., Bordas E., Arnal B. // J. Nucl. Mat. 2018. V. 504. P. 289. doi.org/ https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2018.01.029
- Матвеев А.В., Белых Т.А., Перехожев В.И., Синельников Л.П., Кружалов А.В., Нешов Ф.Г., Трифанов А.Г.
  Патент на изобретение 2199607 РФ // Опубл.
  27.02.2003. Бюл. № 6.
- Иванова С.В., Глаговский Э.М., Хазов И.А., Орлов В.К., Шлепов И.А., Никитин К.Н., Дубровский Ю.В., Денисов Е.А. // Физика и химия обработки материалов. 2009. № 3. С. 5.
- 7. *Вудраф Д., Делгач Т.* Современные методы исследования поверхности. М.: Мир, 1989.

- 8. *Потапов А.И., Сясько В.А.* Неразрушающие методы и средства контроля толщины покрытий и изделий. СПб.: Гуманистка, 2009.
- 9. *Фельдман Л., Майер Д.* Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир, 1989.
- 10. *Schmidt B., Wetzig K.* Ion beams in material processing and analysis. Wein: Springer, 2013.
- 11. *Birkholz M.* Thin film analysis by X-ray scattering. Wienheim: Wiley, 2006.
- X-ray spectrometry, recent technological advances / Eds. K. Tsuji, J. Injuk, R. Van Grieken. N.Y.: Wiley, 2004.
- 13. *Егоров В.К., Егоров Е.В., Афанасьев М.С.* // Поверхность (рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования). 2013. № 7. С. 40.
- Егоров В.К., Егоров Е.В. // Нано-Био-Инфо-Когно-Социо-Наука. Технологии. 2019. Т. 3(7). С. 29.
- Egorov V., Egorov E., Afanas'ev M. // IOP Conf. Series.
   J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 808(1). P. 012002. https://doi.org/10.1088/1742-6596/808/1/012002
- Doolittle L.R. // Nucl. Instrum. and Methods. 1985.
   V. 9. P. 344.
- 17. *Klockenkamper R.*, *von Bohlen A*. Total X-ray Fluorescence analysis and related methods. N.Y.: Wiley, 2015.
- 18. *Быков В.А., Егоров В.К., Егоров Е.В.* Патент на изобретение 2486626 РФ // Опубл. 27.06.2013. Бюл. № 18.
- 19. Куприн А.С., Белоус В.А., Брык В.В., Василенко Р.Л., Воеводин В.Н., Овчаренко В.Д., Толмачева Г.Н., Колодий И.В., Лунев В.М., Клименко И.О. // Вопросы атомной науки и техники. 2015. № 2 (96). С. 111.
- 20. *Johanson S.A., Campbell J.L., Malquist K.G.* Principles particle induced X-ray emission spectrometry (PIXE). N.Y.: Wiley, 1995.
- Диаграммы состояния двойных металлических систем: Справочник / Под ред. Н.П. Лякишева. Т. 2. М.: Машиностроение, 1997.
- 22. *Hofsas H*. Forward Recoil spectrometry. N.Y.: Plenum, 1996.
- 23. *Егоров В.К., Егоров Е.В., Афанасьев М.С.* // Изв. РАН. Серия физическая. 2014. Т. 78 (6). С. 700.

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАЛИОТЕХНИКА

УЛК 621.311.6

# ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ЛИТИЙ-ПОЛИМЕРНОЙ АККУМУЛЯТОРНОЙ БАТАРЕИ

© 2021 г. А. А. Васеленок<sup>а</sup>, В. А. Гурашвили<sup>а</sup>, И. Д. Джигайло<sup>а,\*</sup>, Д. А. Кириленко<sup>а</sup>, А. К. Кондратенко <sup>а</sup>, В. Н. Кузьмин<sup>а</sup>, В. С. Немчинов<sup>а</sup>, А. Е. Полтанов <sup>а</sup>, В. И. Сень<sup>а</sup>, Н. Г. Туркин<sup>а</sup>

 $^a$  ГНЦ РФ "Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований" Россия, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушковых, владение 12

\*e-mail: dji@triniti.ru

Поступила в редакцию 23.07.2020 г. После доработки 10.08.2020 г. Принята к публикации 17.08.2020 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований и проведен анализ опыта эксплуатации источника питания непрерывного газового лазера на основе литий-полимерной аккумуляторной батареи без промежуточного преобразователя. Продемонстрирована продолжительная (более четырех лет) работа высоковольтного аккумуляторного источника питания в составе лазерной установки при напряжении холостого хода 7.76 кВ, напряжении под нагрузкой 6.1 кВ, токе нагрузки до 250 А, мощности более 1.5 МВА и энергозапасе 550 МДж. Время срабатывания ключа для отключения нагрузки при пробоях в разрядной камере не превышало 120 мкс. Приведены результаты измерений внутреннего сопротивления аккумуляторов и его изменения в процессе эксплуатации.

**DOI:** 10.31857/S003281622101016X

При создании лазерных мобильных комплексов важным элементом является источник питания непрерывного газового разряда, к которому предъявляются сложные требования по энергетическим и массогабаритным параметрам.

Современные литий-полимерные аккумуляторы имеют высокие удельные показатели по запасаемой энергии —  $400 \text{ кДж/кг} (540 \text{ МДж/м}^3)$  и отдаваемой мощности —  $2.5 \text{ кВт/кг} (500 \text{ кВт/м}^3)$  [1].

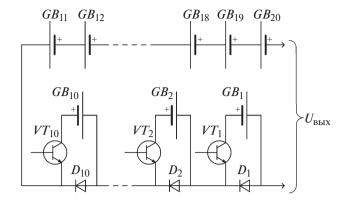
При этом аккумуляторный источник питания имеет следующие достоинства:

- при практически постоянной готовности к работе время подключения к нагрузке составляет десятки микросекунд;
- при отключении активной нагрузки, которое происходит за время менее 150 мкс, подключения балластной нагрузки не требуется;
- для работы источника не требуются расходные материалы;
- источник имеет простую конструкцию и относительно несложную электрическую схему.

Специфичная нагрузка, какой является разрядный промежуток газового лазера, требует от источника питания достаточно высокого напряжения (6—7 кВ) при токе до 300 А. Характер нагрузки активный, в процессе рабочего цикла она постоянна.

Для получения высокого напряжения аккумуляторные блоки с током, равным номинальному току нагрузки, соединены последовательно. Дополнительными элементами в данной схеме являются высоковольтный ключ, система разъединителей, разделяющих аккумуляторную батарею на относительно низковольтные секции с напряжением по 500—600 В, и дискретный регулятор напряжения. Вес дополнительного оборудования в данной схеме не превышает 10—15% от веса аккумуляторов. Регулировка напряжения на нагрузке осуществляется путем переключения числа последовательно подсоединяемых секций аккумуляторов [2].

Источник питания выполнен на основе 144 литий-полимерных аккумуляторов емкостью 21 А  $\cdot$  ч, изготовленных по заказу в ООО "Источники питания", г. Казань [1]. Каждый аккумулятор состоит из 13 ячеек с напряжением холостого хода 4.2 В, которые соединены последовательно. Максимальное напряжение холостого хода полностью заряженного аккумулятора составляет 54.6 В. Все 13 ячеек заключены в общий пластмассовый корпус с размерами 143  $\times$  95  $\times$  220 мм. Аккумулятор снабжен системой выравнивания напряжения на ячейках в процессе заряда батареи, которая предохраняет каждую ячейку от перезаряда. Масса одного аккумулятора составляет 5820  $\pm$  50 г.



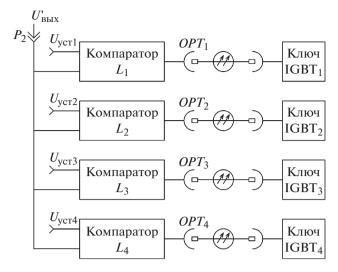
**Рис. 1.** Схема дискретного регулятора напряжения.  $GB_1-GB_{20}$  – аккумуляторы;  $VT_1-VT_{10}$  – CM600HU-12F;  $D_1-D_{10}$  – 403CNQ100PBF.

Поскольку электрическая прочность пластмассового корпуса аккумулятора была недостаточной для обеспечения безопасной эксплуатации источника при максимальном напряжении 8 кВ, то полки металлических стеллажей были изготовлены из стеклотекстолита марки СТЭФ толщиной 5 мм. На одной полке стеллажа размещены 2 группы по 9 аккумуляторов. Группы были разделены стеклотекстолитовыми стенками толщиной 5 мм, и в каждой группе между аккумуляторами проложены стеклотекстолитовые пластины толщиной 3 мм. Все аккумуляторы одной группы соединялись последовательно на изоляционной планке, установленной в середине наружной стороны полки. Напряжение холостого хода одной группы аккумуляторов составляло  $485 \pm 2$  B.

Максимальное напряжение холостого хода на двух последовательно соединенных стеллажах равно  $7760 \pm 32$  В.

Регулировка напряжения на источнике в процессе работы была выполнена по принципу коммутации аккумуляторов ( $GB_1-GB_{20}$ ) с помощью транзисторного ключа на основе IGBT-модуля СМ600HU-12F ( $VT_1-VT_{10}$ ) и диода Шоттки 403CNQ100PBF ( $D_1-D_{10}$ ), как показано на схеме рис. 1 [2]. Например, для напряжения нагрузки 7 кВ подключение аккумулятора с напряжением 48 В изменит выходное напряжение на 0.7%. Падение же напряжения на диоде  $D_{10}$  составит всего 0.014%, а на IGBT-модуле ~0.03% от напряжения на нагрузке. Таким образом, точность поддержания напряжения на нагрузке с помощью данной схемы можно довести до  $\pm 0.5\%$ .

Для элементов регулятора напряжения были использованы радиаторы, позволявшие обеспечить длительную работу без принудительного охлаждения. При числе регулирующих ячеек 10 диапазон регулирования составлял 0—490 В, а масса модулей



**Рис. 2.** Блок-схема управления регулировкой напряжения аккумуляторного источника питания.  $OPT_1 - OPT_4$  — оптические кабели.

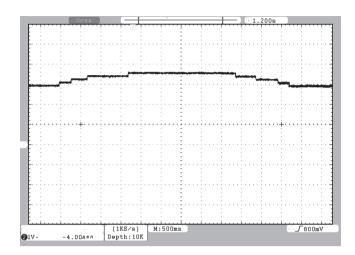
IGBT и десяти диодов Шоттки с соответствующими радиаторами не превышала 30 кг.

Управление IGBT-модулями регулятора осуществлялось через драйверы ДР1280П-БВ-65, имеющие высоковольтную развязку от силовой цепи на уровне 15 кВ. Управляющий сигнал на драйверы подавался через оптоволоконный кабель.

Схема управления регулятором напряжения приведена на рис. 2.

На разъем  $P_2$  подавалось напряжение, пропорциональное выходному напряжению источника, которое сравнивалось с напряжениями уставок компараторов  $L_1$ — $L_4$ , управляющих драйверами IGBT-регулятора через оптические кабели  $OPT_1$ — $OPT_4$ . Осциллограмма процесса регулирования выходного напряжения аккумуляторного источника питания приведена на рис. 3.

Подключение нагрузки к источнику осуществлялось по схеме, приведенной на рис. 4. Подача напряжения на нагрузку от источника осуществлялась силовым ключом в составе трех высоковольтных модулей IGBT типа СМ900НВ-90Н, включенных последовательно ( $VT_{11}-VT_{13}$ ). Номинальный ток модуля 900 А, номинальное напряжение каждого модуля 4.5 кВ. Для равномерного распределения напряжения источника между модулями в закрытом состоянии модули шунтировались сопротивлениями ТВО-20 по 900 кОм ( $R_4$ - $R_6$ ). Однако, поскольку неактивированная газоразрядная камера (г.р.к.) могла иметь сопротивление до нескольких мегаом, то начальное напряжение на ней при закрытых модулях  $VT_{11}$ – $VT_{13}$  и включенных разъединителях могло достигать нескольких киловольт. Чтобы уменьшить начальное напря-



**Рис. 3.** Осциллограмма процесса регулирования выходного напряжения аккумуляторного источника питания. Масштаб: по горизонтали -500 мс/деление, по вертикали -1 кВ/деление.

жение при закрытых ключах, нагрузка шунтировалась сопротивлениями  $R_7$ — $R_9$  по 270 кОм.

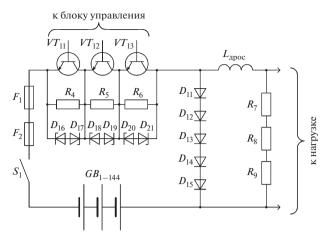
Для предохранения модулей от перенапряжений в переходных режимах они шунтировались симметричными полупроводниковыми ограничителями напряжения ОНС233-200 ( $D_{16}$ – $D_{21}$ ). Ограничители выбраны с таким расчетом, чтобы в переходных режимах при коммутации напряжение на модуле не превышало 3 кВ. Номинальная ударная рассеиваемая мощность для ОНС233-200 составляет около 200 кВт в течение 10 мкс, что при разбросе времени выключения модулей 0.5 мкс гарантирует защиту модулей от перенапряжения.

Управление модулями силового ключа осуществлялось через драйверы ДР1280П-БВ-12 по оптическому кабелю. Силовой ключ включался по команде с пульта управления лазерной установкой (ПУЛУ). Отключение осуществлялось как по сигналу с ПУЛУ об окончании разряда, так и по сигналу датчика защиты при превышении током нагрузки установленного допустимого значения.

Схема управления ключом приведена на рис. 5.

Пусковая плата с антидребезговой схемой принимала релейный сигнал с *ПУЛУ* и через оптроны передавала команду на включение силового ключа. На компараторе, расположенном на плате управления ключами, с помощью переменного резистора выставлялось значение тока, соответствующее допустимому уровню.

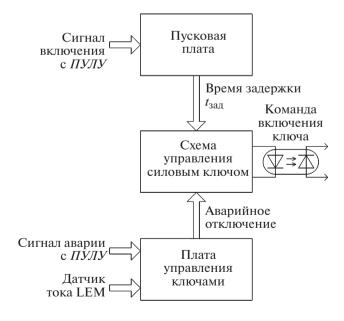
Уровень тока во время работы отслеживался датчиком постоянного тока производства фирмы LEM. Если ток разряда превышал заданный допустимый уровень, компаратор выдавал сигнал на оптроны, которые шунтировали команду включения силового ключа, и ключ отключался.



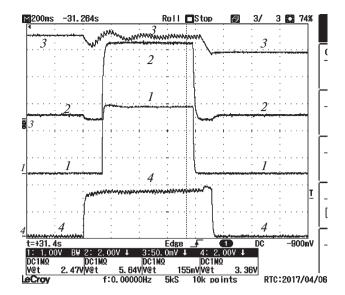
**Рис. 4.** Схема соединений источника с нагрузкой.  $VT_{11}-VT_{13}-$  СМ900НВ-90Н;  $D_{16}-D_{21}-$  ОНС233-200;  $F_{1}-F_{2}-$  плавкие предохранители;  $R_{4}-R_{6}=$  900 кОм;  $R_{7}-R_{9}=$  270 кОм;  $L_{\text{прос}}=$  1 мГн.

Чтобы при снижении тока ключ опять не включился, компаратор ставился на самоблокировку.

Сигнал отключения ключа при превышении током заданного значения передавался на *ПУЛУ* и фиксировался световым сигналом на плате управления ключами. Характерные осциллограммы работы ключа на натурную нагрузку приведены на рис. 6. Ключ обеспечивал малое время коммутации (включение и отключение нагрузки), определяемое только параметрами внешней цепи (см. рис. 7).



**Рис. 5.** Блок-схема управления силовым ключом. *ПУЛУ* — пульт управления лазерной установкой.

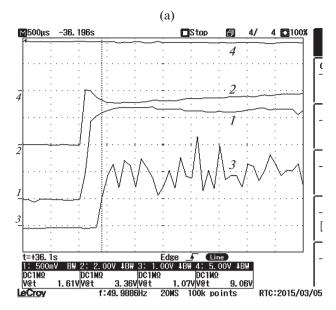


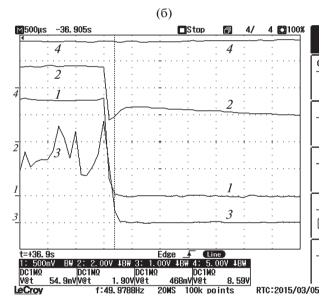
**Рис. 6.** Работа силового ключа аккумуляторного источника на натурную нагрузку: I — ток через газоразрядную камеру  $I_{\rm rpk}=247$  А; 2 — напряжение на газоразрядной камере  $U_{\rm rpk}=5.64$  кВ; 3 — ускоряющее напряжение на устройстве ионизации  $U_{\rm yu}=155$  кВ; 4 — ток нагрузки устройства ионизации  $I_{\rm yu}=336$  мА. Все цифры даны в точках пересечения линий осциллограмм с курсором. Масштаб по горизонтали 200 мс/деление, длительность работы 0.8 с.

Согласно осциллограммам, длительности включения и отключения напряжения на нагрузке (кривая 2) не превышают 120 мкс и определяются исключительно индуктивностью цепей подвода питания.

Поскольку распределенная индуктивность цепей подвода питания на участке аккумуляторыразъединители составляла несколько десятков микрогенри, возникала возможность появления перенапряжений на модулях в момент отключения ключом нагрузки от источника. Для снижения этих перенапряжений на выходе аккумуляторной сборки в схему введена емкость  $C_1$  (20 мк $\Phi$ , 10 кВ). Однако при включении разъединителя, который подавал полное напряжение аккумуляторной батареи на ключи, эта емкость и распределенная индуктивность цепей подвода питания образовывали колебательный контур, в котором  $C_1$  заряжалась практически до двойного напряжения батареи — 12—14 кВ. Чтобы избежать этого, было реализовано двухступенчатое включение последнего разъединителя (рис. 8.): на первой ступени полное напряжение аккумуляторной батареи подавалось на емкость  $C_1$  через балластное сопротивление, а затем вторая ступень разъединителя шунтировала его.

При пробое в разрядной камере резко падает сопротивление нагрузки, что равносильно переходу источника в режим короткого замыкания.





**Рис. 7.** Осциллограммы фронтов включения (**a**) и отключения (**б**) нагрузки: I — ток через газоразрядную камеру  $I_{\rm грк}$ ; 2 — напряжение на газоразрядной камере  $U_{\rm грк}$ ; 3 — сигнал с датчика излучения лазера; 4 — ускоряющее напряжение на устройстве ионизации  $U_{\rm yu}$ . Временное разрешение  $0.5~{\rm мc/деление}$ .

При напряжении источника 7.6 кВ ток короткого замыкания мог превзойти 2000 A, а скорость его нарастания могла превысить 80 А/мкс. Чтобы ограничить скорость роста тока в цепи нагрузки в режиме короткого замыкания, последовательно с нагрузкой включался дроссель с  $L_{\rm дрос}=1$  мГн. Дроссель ограничивал скорость роста тока в цепи нагрузки при коротком замыкании до уровня  $dI/dt=U_{\rm HOM}/L_{\rm дрос}=7000~{\rm B}\cdot 10^{-6}/0.001~{\rm Fh}=7~{\rm A/mkc}.$ 

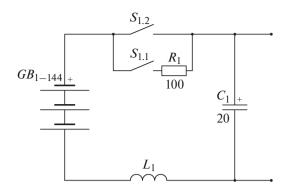


Рис. 8. Схема двухступенчатой подачи полного напряжения на емкость  $C_1$ .  $L_1$  — индуктивность подводящих проводов.

Основная задача дросселя - не дать току короткого замыкания за время отключения превысить коммутационную способность полупроводниковых модулей, входящих в силовой ключ.

Уровень тока нагрузки отслеживал бесконтактный датчик типа LT500-S/SP92-ТУ, генерировавший аналоговый сигнал, пропорциональный току нагрузки. Время задержки сигнала в нем не превышало 1.5 мкс. Сигнал передавался на компаратор системы управления ключом. Компаратор, настроенный на превышение сигналом допустимого значения тока уставки ( $I_{\text{уст}}$ ), выдавал команду на запирание силового ключа. Время от момента превышения током нагрузки значения тока уставки до момента срабатывания ключа не превышало 20 мкс. Характерная осциллограмма процесса отключения тока короткого замыкания при пробое нагрузки приведена на рис. 9.

Согласно данной осциллограмме, ток нагрузки (кривая 1) при пробое за время около 40 мкс нарастает с 200 А до выставленного ограничительного значения 320 A тока уставки  $I_{\text{уст}}$  и через 30 мкс начинает спадать. Энергия, выделившаяся в разрядном промежутке за время короткого замыкания – пробоя, ограничена величиной 200-300 Дж, что не вызывает деструктивных изменений в г.р.к.

Чтобы избежать перенапряжений на силовом ключе при отключении нагрузки, в схему введены кроубарные диоды ( $D_{11}-D_{15}$ , см. схему на рис. 4). В этом случае ток цепи нагрузки замыкается в контуре "дроссель-нагрузка-кроубарный диод", и энергия, запасенная в индуктивностях нагрузки и подводящих линий, относительно медленно рассеивается в этом контуре.

Для защиты от возможного выхода из строя аккумуляторов в случае отказа силового ключа при коротком замыкании в нагрузке в схеме предусмотрена пассивная защита в виде двух со-

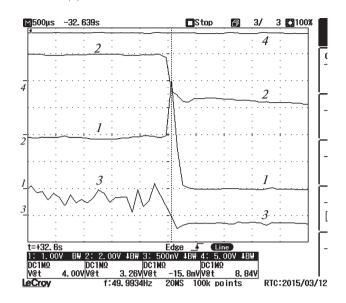


Рис. 9. Осциллограмма тока короткого замыкания при отключении нагрузки: 1 – ток через газоразрядную камеру  $I_{\text{грк}}$ ; 2 — напряжение на газоразрядной камере  $U_{\text{грк}}$ ;  $\hat{J}$  — сигнал с датчика излучения лазера; 4 – ускоряющее напряжение на устройстве ионизации  $U_{\text{vu}}$ . Масштаб по горизонтали 500 мкс/деление.

единенных последовательно плавких предохранителей  $F_1 - F_2$ .

Источник питания был укомплектован аккумуляторами, для которых изготовитель гарантировал не менее 100 циклов заряд-разряд с глубиной разряда 50%. Источник эксплуатировался в течение четырех лет. Максимальный ток разряда, указанный в техническом паспорте на новый аккумулятор, был равен 250 А в течение 10 с и 400 А в течение 1 с. Всего было проведено более 200 включений источника на нагрузку в виде разряда в г.р.к. При этом ток разряда изменялся в диапазоне от 100 до 250 А при длительности процесса от 0.8 до 3 с.

Успешно аккумуляторная батарея была отключена ключом в восьми из девяти случаев возникновения короткого замыкания в нагрузке. В этих случаях ток не превышал 380 А до срабатывания ключа. В одном из случаев пробоя в г.р.к. вышедший из строя ключ не отключил источник питания от нагрузки, пробой в г.р.к. длился около 1 с, за это время ток в цепи вырос до 612 А. Отключение было обеспечено перегоранием плавкого предохранителя  $F_1$ .

За одно включение от аккумулятора отбиралось от 0.25 до 0.8% его емкости. Как только напряжение на аккумуляторе снижалось до 50.2-50.5 В, проводилась его подзарядка до напряжения 52.4-52.8 В. Подзарядка проводилась током 7—9 A от зарядных устройств мощностью 800 BA. Зарядные устройства имели наклон выходной ха-

**Таблица 1.** Процентные доли аккумуляторов с различными диапазонами значений  $R_{\rm BH}$ 

Процент аккумуляторов от общего количества, %	$R_{\rm BH},{ m OM}$
25.3	от 0.033 до 0.06
30.7	от 0.061 до 0.09
25.3	от 0.091 до 0.12
18.7	от $0.121$ до $0.34^*$

<sup>\*</sup>Выведены из эксплуатации

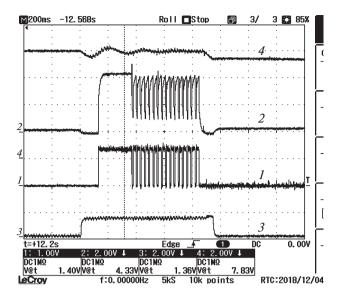
рактеристики, ограничивающий выходной ток до 9 А при выходном напряжении 54 В, и автоматически отключались при достижении аккумуляторами напряжения свыше  $53 \pm 0.1$  В. Напряжение каждого аккумулятора контролировалось с периодичностью 1 раз в 3 недели. Аккумуляторы эксплуатировались при температуре от +15 до  $+25^{\circ}$ C.

В процессе эксплуатации источника (т.е. за 4 года) внутреннее сопротивление аккумуляторов  $R_{\rm BH}$  постепенно увеличивалось. В начале эксплуатации  $R_{\rm BH}$  составляло 0.03—0.04 Ом для всех 144 аккумуляторов. В течение двух лет работы (149 включений) оно держалось практически на этом же уровне, но через 4 года (более 200 включений)  $R_{\rm BH}$  у всех аккумуляторов возросло. Кратность увеличения  $R_{\rm BH}$  для различных аккумуляторов составила от 1.5 до 11 раз. Процентные доли аккумуляторов с разным увеличением  $R_{\rm BH}$  приведены в табл. 1.

Напряжение аккумуляторов с внутренним сопротивлением менее 0.09 Ом (т.е. для 56% от общего числа) при токе 220 А уменьшалось не более чем на 6.8 В (~13%). Поэлементная проверка аккумулятора с  $R_{\rm BH}=0.34$  Ом показала, что одна из 13-ти ячеек аккумулятора имела нулевое напряжение, тогда как остальные 12 ячеек имели напряжение в пределах 3.9—4.0 В. Внутреннее сопротивление ячейки с нулевым напряжением равнялось 0.24 Ом. У остальных 12-ти ячеек суммарное  $R_{\rm BH}$  находилось в пределах 0.1 Ом.

Отсюда можно сделать вывод, что данный режим эксплуатации привел к необратимым деструктивным изменениям 18.7% аккумуляторов, что препятствовало их дальнейшей эксплуатации. Однако значительная часть аккумуляторов (около 25.3%) сохранила параметры, близкие к начальным. Это позволяет надеяться, что дальнейшее совершенствование технологии изготовления и контроля качества продукции позволит продлить срок службы таких аккумуляторов в столь жестких режимах эксплуатации.

Поскольку возрастание  $R_{\rm BH}$  аккумулятора при длительных (более 2 с) включениях с токами нагрузки более 200 А может привести к разогреву ячейки аккумулятора и лавинному нарастанию ее



**Рис. 10.** Периодические отключения силового ключа, вызванные снижением питания на драйверах управления ключами: I — ток через газоразрядную камеру  $I_{\rm грк}$ ; 2 — напряжение на газоразрядной камере  $U_{\rm грк}$ ; 3 — ускоряющее напряжение на устройстве ионизации  $U_{\rm yu}$ ; 4 — ток нагрузки устройства ионизации  $I_{\rm yu}$ . Масштаб по горизонтали 200 мс/деление.

температуры, необходимо вводить методы контроля состояния каждого аккумулятора в составе батареи, позволяющие оперативно реагировать на происходящие в процессе эксплуатации деструктивные изменения состояния аккумулятора.

Наиболее перспективным видится слежение за деструктивными изменениями, происходящими в аккумуляторах, по степени изменения их внутреннего сопротивления. Для этого каждый аккумулятор предлагается снабдить преобразователем напряжения DC/DC, который подсоединяется к клеммам аккумулятора. Выход преобразователя через трансформатор, обеспечивающий достаточную прочность изоляции, подключается к системе контроля и управления. Такой способ контроля позволит практически мгновенно реагировать на нарушения в режиме работы в каждом отдельном элементе (аккумуляторе) источника.

Система управления и контроля все 4 года эксплуатации работала в штатном режиме, она обеспечивала прием команд на запуск силового ключа и его отключение с  $\Pi Y J Y$ , выключала ключ при превышении током нагрузки заданного значения  $I_{\rm уст}$  и сигнализировала об этом. Длительная эксплуатация системы управления и контроля позволяет говорить о надежности выбранных схемных и конструкторских решений. Единственный сбой работы произошел из-за снижения ниже допустимого уровня сетевого напряжения на блоке питания драйверов силового ключа, что привело к несанкционированному периодическому отклю-

чению ключа (рис. 10). Следует отметить и положительную сторону этого явления: ключ показал возможность работы схемы в импульсно-периодическом режиме.

Результаты четырехлетней эксплуатации устройства показали, что аккумуляторный источник питания без промежуточного, повышающего напряжение преобразователя может быть успешно использован для питания разряда электроионизационного непрерывного лазера. Была подтверждена возможность:

- коммутации на нагрузку высокого напряжения (до 7.5 кВ) при токах до 250 А;
- быстродействующей защиты нагрузки путем ограничения допустимого тока при дуговом пробое, что существенно повышает ресурс работы нагрузки;
- дискретной регулировки напряжения на выходе источника;

— обеспечения безопасности эксплуатации высоковольтной сборки аккумуляторов за счет разлеления ее на сектии с напряжением 400—500 В.

Максимальная мощность, генерируемая источником, составила 1.9 МВт, его масса равна 1300 кг при объеме 2.5 м<sup>3</sup>. Эти параметры источника позволяют использовать его для питания мобильных лазерных комплексов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. https://www.sskgroup.ru/tree/?lang=rus&id=182/Литиевые аккумуляторы основная информация. НПО ССК.
- 2. Полтанов А.Е., Кондратенко А.К., Рындин В.Н., Асанов С.В., Гурашвили В.А., Кузьмин В.Н. Патент № 2619058 РФ // Бюл. № 14. Опубликовано 11.05.2017.

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАЛИОТЕХНИКА

УДК 621.373:621.318.132

# ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ФРОНТОМ СУБНАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ, ФОРМИРУЕМЫМ ГИРОМАГНИТНОЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ ЛИНИЕЙ

© 2021 г. Ю. В. Рыбина, В. В. Еремкин, А. С. Марабян

<sup>а</sup> Научно-производственное объединение "Флагман"
Россия, 192012, Санкт-Петербург, ул. Бабушкина, 123
<sup>b</sup> НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова
Россия, 196641, Санкт-Петербург, Металлострой, дорога на Металлострой, 3

\*e-mail: jerom52@rambler.ru
Поступила в редакцию 13.05.2020 г.
После доработки 28.05.2020 г.
Принята к публикации 01.06.2020 г.

Продемонстрирована возможность обострения фронта импульса напряжения, формируемого высоковольтным импульсным генератором, в гиромагнитной линии за счет возбуждения гиромагнитной прецессии вектора намагниченности насыщенного феррита. На нагрузке 50 Ом получены импульсы напряжения с длительностью фронта 135—140 пс, амплитудой 170 кВ и частотой следования импульсов 300 Гц. Описана схема генератора и приведены результаты экспериментов.

**DOI:** 10.31857/S0032816220060166

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для ряда применений сильноточной наносекундной электроники требуются высоковольтные импульсные генераторы, формирующие импульсы напряжения амплитудой сотни киловольт и с длительностью фронта 100—150 пс. В качестве первичного формирователя импульса напряжения в таких случаях используют генераторы Маркса, схемы с высоковольтным импульсным трансформатором, заряжающим высоковольтную накопительную емкость, коммутируемую разрядникомобострителем, либо индуктивные накопители с полупроводниковыми размыкателями. Длительность фронта импульса напряжения на выходе таких устройств, как правило, достигает единиц наносекунд.

Для дальнейшего обострения фронта импульса напряжения используются линии электромагнитной ударной волны [1, 2]. В коаксиальной линии в качестве нелинейной среды применяются никель-цинковые ферриты, что позволяет обострить фронт импульса напряжения до 300—400 пс. Дальнейшее развитие этого направления связано с использованием передающих линий с насыщенным ферритом [3—5]. В англоязычной литературе нелинейные линии данного типа получили название "гиромагнитных", поскольку возбуждение высокочастотных колебаний тока происходит за счет возбуждения гиромагнитной прецессии вектора намагниченности насыщенного феррита.

В [3] описана нелинейная линия с насыщенным ферритом, в которой фронт импульса напряжения амплитудой 100 кВ обострялся от 1.6 нс до 85 пс при нагрузке 50 Ом. В настоящее время это направление представляется наиболее перспективным при разработке высоковольтных импульсных генераторов субнаносекундного диапазона.

#### 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В качестве первичного формирователя использовался высоковольтный импульсный наносекундный генератор NS-140D (рис. 1), предназначенный для формирования импульсов напряжения амплитудой U = 140-150 кВ на нагрузке 50 Ом с длительностью фронта ≤1 нс. Генератор был разработан для системы предыонизации на основе эффекта убегания электронов в плазме наносекундного скользящего разряда для сверхатмосферного СО<sub>2</sub>-лазера [6]. В нем использована зарядная схема с высоковольтным импульсным трансформатором на *LC*-связанных контурах как наиболее простая в изготовлении и обеспечивающая минимальные массогабаритные характеристики. На основе генератора NS-140D был разработан высоковольтный импульсный генератор субнаносекундного диапазона SN-170D.

Генератор SN-170D включает в себя (рис. 2) размещенные в герметичном корпусе ( $140 \times 140 \times 410$  мм), заполненном трансформаторным мас-



**Рис. 1.** Высоковольтный импульсный генератор NS-140D.

лом, высоковольтный накопительный конденсатор первичного контура  $C_1$  емкостью 47 н $\Phi$ , заряжаемый до напряжения  $10\,\mathrm{kB}$  импульсным источником электропитания  $U\Pi$  за время  $\sim 1$  мс; коммутатор  $P_1$ , в качестве которого используется газоразрядный коммутатор PУ-62, управляемый генератором поджигающих импульсов  $\Gamma\Pi U$ ; высоковольтный

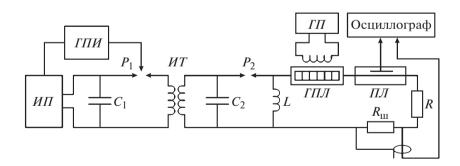
импульсный трансформатор  $MT_1$  на LC-связанных контурах; высоковольтную накопительную емкость  $C_2$ ; высоковольтный разрядник-обостритель  $P_2$ ; индуктивность L, задающую начальный потенциал электроду разрядника  $P_2$ .

Конденсатор  $C_1$  образован тремя конденсаторными секциями, соединенными последовательно, что определяет величину индуктивности токоподвода к первичной обмотке импульсного трансформатора, равную  $L_{\rm c}\approx 20~{\rm h\Gamma h}$ . В качестве разрядника  $P_2$  используется разрядник-обостритель P-43 с напряжением срабатывания  $U=170~{\rm kB}$ . Величина высоковольтной накопительной емкости с учетом паразитной емкости высоковольтного трансформатора составляет  $C_2=80~{\rm n\Phi}$  при запасаемой энергии  $W=1.2~{\rm Дж}$ .

Генератор подключен к гиромагнитной коаксиальной передающей линии  $\Pi\Pi\Pi$  длиной 13 см, выполненной из немагнитного материала, с внешним диаметром D=24 мм и внутренним d=6 мм, заполненной никель-цинковыми ферритовыми кольцами марки M0,7BT-1 с размерами  $\emptyset10 \times \emptyset6 \times 2$  мм.

Поверх гиромагнитной передающей линии расположена обмотка подмагничивания из 500 витков, которая питается от генератора подмагничивания  $\Pi\Pi$ .  $\Pi\Pi\Pi$  подключена к передающей линии  $\Pi\Pi$  с волновым сопротивлением  $\rho=50$  Ом, нагруженной на согласованное сопротивление R=50 Ом.

Напряжение в передающей линии измерялось емкостным делителем напряжения, ток — мало-индуктивным шунтом, набранным из SMD-резисторов типоразмера 1206 с суммарным сопротивлением  $R_{\rm m}=55$  мОм. Емкостный делитель напряжения калибровался шунтом. Регистрация сигналов осуществлялась осциллографом Teledyne LeCroy WR 640 Zi. Внешний вид генератора SN-170D приведен на рис. 3.



**Рис. 2.** Структурная схема высоковольтного импульсного генератора SN-170D. ИII — импульсный высоковольтный источник электропитания; IIII — генератор поджигающих импульсов; IIT — высоковольтный импульсный трансформатор; IIII — гиромагнитная передающая линия; III — генератор подмагничивания; III — передающая линия; III — газоразрядный коммутатор PУ-62;  $P_2$  — газоразрядный коммутатор-обостритель P-43; L — дроссель;  $C_1$  — накопительный конденсатор первичного контура;  $C_2$  — высоковольтная накопительная емкость; R — эквивалентная нагрузка;  $R_{\rm III}$  — измерительный шунт.



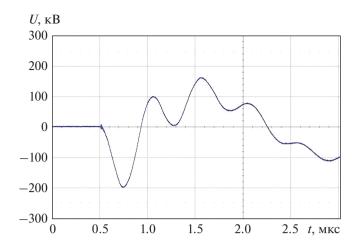
**Рис. 3.** Высоковольтный импульсный генератор SN-170D

#### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При срабатывании газоразрядного коммутатора  $P_1$  на высоковольтной накопительной емкости  $C_2$  начинает нарастать напряжение. Особенностью трансформаторов на LC-связанных контурах (трансформатор Тесла) является возможность получения малых времен нарастания напряжения. Действительно, в случае резонансных частот высокочастотная и низкочастотная составляющие колебаний напряжения на емкости  $C_2$  определяются следующими выражениями [7]:

$$\omega_1 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1-K}}; \quad \omega_2 = \frac{\omega_0}{\sqrt{1+K}}, \quad (1)$$

где  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_1C_1} = 1/\sqrt{L_2C_2}$  — частота свободных колебаний первичного и вторичного контуров трансформатора;  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  — частоты соответственно высокочастотной и низкочастотной составляющих колебаний; K — коэффициент связи первичной и вторичной обмоток;  $L_1$ ,  $L_2$  — индуктивность первичной и вторичной обмоток соответственно.



**Рис. 4.** Осциллограмма зарядного напряжения на высоковольтной емкости в режиме холостого хода.

Это обстоятельство учитывалось при разработке высоковольтного импульсного трансформатора. Расчетное значение коэффициента связи между обмотками составляло  $K \approx 0.8$ , что обеспечивало время нарастания напряжения на высоковольтной емкости  $C_2$ , равное  $t \approx 200-250$  нс.

На рис. 4 приведена осциллограмма зарядного напряжения на высоковольтной накопительной емкости  $C_2$  в режиме холостого хода. По осциллограмме можно определить коэффициент связи между первичной и вторичной обмотками как:

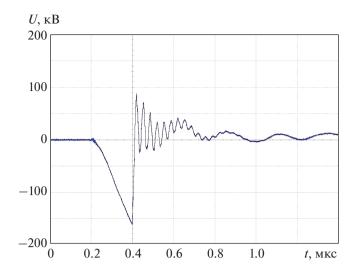
$$K = (T_2^2 - T_1^2)/(T_2^2 + T_1^2) = 0.81,$$
 (2)

где  $T_1$  и  $T_2$  — периоды колебаний высокочастотной и низкочастотной составляющих.

На рис. 5 приведена осциллограмма импульса напряжения на накопительной емкости  $C_2$  при срабатывании разрядника-обострителя P-43. Напряжение срабатывания разрядника составляло 170 кВ при длительности фронта импульса зарядного напряжения 200 нс. Это позволило работать при средней напряженности электрического поля в трансформаторном масле  $\sim$ 35 кВ/мм, что, в свою очередь, обеспечило значения импеданса высоковольтного разрядного контура на уровне  $\sim$ 4 Ом.

Осциллограмма импульса напряжения на выходе высоковольтного импульсного генератора и соответственно на входе  $\Gamma\Pi J$  приведена на рис. 6. Амплитуда импульса напряжения  $U_1=140~{\rm kB},$  длительность фронта  $t_1=0.8~{\rm hc}.$ 

На рис. 7 приведена осциллограмма импульса напряжения после прохождения импульса через  $\Gamma\Pi\Pi$  при напряженности поля подмагничивания H=25.5 кА/м. В этом случае амплитуда импульса напряжения  $U_2=170$  кВ и длительность фронта импульса по уровню  $(0.1-0.9)U_2$  составила ~170 пс. Следует отметить, что при отсутствии подмагни-



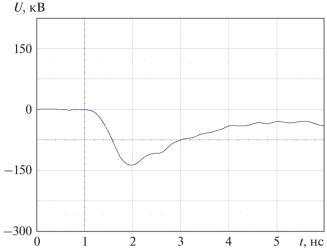
**Рис. 5.** Осциллограмма зарядного напряжения на высоковольтной емкости при срабатывании газоразрядного коммутатора-обострителя.

чивания фронт импульса напряжения был равен  $t_2 = 350 \text{ nc}$ .

В силу конечных размеров электрода емкостного делителя напряжения (D = 3 мм) измеренное значение фронта импульса напряжения может на  $\Delta t_1 \sim 15$  пс превышать реальное. Помимо этого, неидеальность конструкции емкостного делителя напряжения и затухания высокочастотных гармоник в измерительном кабеле приводят к увеличению измеренного значение фронта импульса напряжения на  $\Delta t_2 \sim 15-20$  пс. Таким образом, можно с большой долей уверенности утверждать, что реальная длительность фронта импульса напряжения составит  $t_3 = 135 - 140$  пс при амплитуде импульса напряжения  $U_2=170~{\rm kB}$  и частоте следования импульсов  $f=300~{\rm \Gamma L}$ . Возможность работы с такой частотой следования импульсов, по всей видимости, обеспечивается достаточной для деионизации разрядного промежутка газоразрядных коммутаторов временной паузой между импульсами ( $\Delta t_3 \sim 2$  мс).

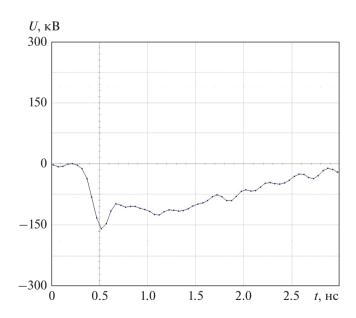
#### 4. ВЫВОДЫ

- 1. Экспериментально показана возможность обострения фронта высоковольтного импульса напряжения в гиромагнитной линии за счет возбуждения гиромагнитной прецессии вектора намагниченности насыщенного феррита при напряженности поля подмагничивания H = 25.5 kA/m.
- 2. При прохождении импульса напряжения по гиромагнитной линии с насыщенным ферритом происходит увеличение его амплитуды от 140 до 170 кВ и сокращение длительности фронта от 350 до 135—140 пс.



**Рис. 6.** Осциллограмма импульса напряжения на выходе высоковольтного импульсного генератора NS-140D на эквивалентной нагрузке 50 Ом.

- 3. Длительность ~200 нс фронта импульса зарядного напряжения на высоковольтной емкости позволила работать при средней напряженности электрического поля в трансформаторном масле ~35 кВ/мм, что, в свою очередь, дало возможность получить импеданс высоковольтного разрядного контура на уровне ~4 Ом.
- 4. Обеспечение паузы  $\approx 2$  мс при подаче зарядного напряжения на высоковольтный конденсатор первичного контура  $C_1$  позволило получить рабочую частоту следования импульсов 300 Гц.



**Рис. 7.** Осциллограмма импульса напряжения в передающей линии с волновым сопротивлением 50 Ом после прохождения гиромагнитной линии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Катаев И.Г.* Ударные электромагнитные волны. М.: Сов. радио, 1963.
- 2. Мешков А.Н. // ПТЭ. 1990. № 1. С. 5.
- 3. Brooker C., Altieri N., Eastwood G., Hoad R., Dolan J.E. // Electron. Lett. 1999. V. 35. № 25. P. 2210.
- 4. Афанасьев К.В., Ковальчук О.Б., Кутенков В.О., Романченко И.В., Ростов В.В. // ПТЭ. 2008. № 3. С. 86.
- 5. *Романченко И.В.* Автореферат ... докт. физ.-мат. наук. Томск: ИСЭ СО РАН, 2019.
- 6. Дашук П.Н., Кулаков К.С., Кулаков С.Л., Рыбин Ю.В. // ЖТФ. 2008. Вып. 5. С. 47.
- 7. *Вассерман С.Б.* Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-110. Новосибирск, 1979.

# ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УЛК 621.384.66

# РАЗРАБОТКА ТРЕХМОДУЛЯТОРНОЙ СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ИЛУ-14

© 2021 г. В. В. Безуглов<sup>а,\*</sup>, А. А. Брязгин<sup>а</sup>, А. Ю. Власов<sup>а</sup>, Л. А. Воронин<sup>а</sup>, Е. Н. Кокин<sup>а</sup>, М. В. Коробейников<sup>а</sup>, А. В. Сидоров<sup>а</sup>, В. О. Ткаченко<sup>а</sup>, Е. А. Штарклев<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11

\*e-mail: bezuglow@rambler.ru
Поступила в редакцию 05.06.2020 г.
После доработки 04.07.2020 г.
Принята к публикации 06.07.2020 г.

Описаны системы управления и защиты, позволившие создать уникальный 3-модуляторный источник импульсного питания для ускорителя ИЛУ-14. Также уделено внимание разработке электронных и программных средств, обеспечивших расширение области применения мощного ускорителя электронов с энергией до 10 МэВ в промышленности. Ускоритель является основным элементом промышленного облучательного комплекса, осуществляющего обработку медицинских и промышленных изделий.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010055

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Начиная с 1970 г. в ИЯФ СО РАН разрабатываются и поставляются в промышленность высокочастотные (в.ч.) импульсные линейные ускорители типа ИЛУ, которые заслужили доверие пользователей и в настоящее время широко применяются в различных радиационно-технологических процессах в нашей стране и за границей.

Линейка ускорителей типа ИЛУ начинается с компактной модели ИЛУ-8 с энергией ускоренных электронов до 1 МэВ и мощностью пучка до 20 кВт.

Ускоритель ИЛУ-10 [1] генерирует пучок электронов с энергией до 5 МэВ и мощностью до 50 кВт и используется для промышленной стерилизации медицинских изделий и обработки пищевых продуктов.

Генерация высокочастотной мощности в ускорителе ИЛУ-10 осуществляется двумя самовозбуждающимися генераторами на мощных импульсных ламповых триодах ГИ-50А. Питание генераторов обеспечивает импульсный модулятор, собранный по стандартной для импульсных ускорителей серии ИЛУ схеме, показанной на рис. 1.

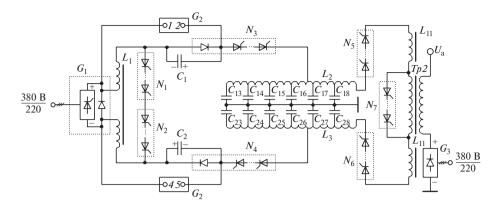
Увеличение объема выпуска и потребления одноразовых медицинских изделий обусловило возросшую потребность рынка в более мощных ускорителях, в результате был разработан ускоритель ИЛУ-14 с диапазоном энергии 7.5—10 МэВ и мощностью пучка до 100 кВт [2]. Этот ускоритель

может быть использован для крупномасштабной промышленной радиационной модификации материалов, медицинских препаратов и изделий, деконтаминации изделий медицинского назначения, а также для радиационной обработки пищевых продуктов [1, 3].

В ускорителе ИЛУ-14 используется многорезонаторная ускоряющая система и двухкаскадный самовозбуждающийся в.ч.-генератор на ламповых триодах  $\Gamma$ И-50A. Блок-схема ускорителя ИЛУ-14 показана на рис. 2, его внешний вид — на рис. 3.

Ускоритель ИЛУ-14 унаследовал основные особенности предыдущих конструкций этой серии — внутреннюю инжекцию и использование автогенератора в качестве источника в.ч.-мощности. Однако есть и существенные отличия, основное из которых — многорезонаторная ускоряющая система без вакуумного бака, а именно: резонаторы, соединенные вместе с использованием индиевых вакуумных уплотнений, составляют закрытый вакуумный объем. Высокочастотное питание ускоряющей структуры обеспечивается двухкаскадным генератором, собранным на пяти триодах ГИ-50A, с цепью обратной связи, замкнутой через ускоряющую структуру.

Первый каскад в.ч.-генератора получает сигнал обратной связи из центрального резонатора. Высокочастотная мощность с выхода первого каскада через делители подается на входы четырех параллельно включенных аналогичных кас-



**Рис. 1.** Упрощенная схема импульсного модулятора.  $G_1$  – выпрямитель;  $L_1$  – накопительная индуктивность;  $G_2$  – схема перезаряда;  $C_1$ ,  $C_2$  – конденсаторы перезаряда;  $N_1$ – $N_7$  – тиристорные ключи;  $C_{13}$ – $C_{28}$ ,  $L_2$ ,  $L_3$  – формирующая линия; Tp2 – импульсный трансформатор;  $G_3$  – источник напряжения подвозбуждения.

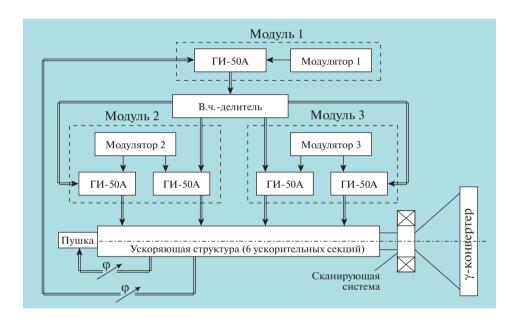


Рис. 2. Блок-схема ИЛУ-14 на энергию 10 МэВ и мощность 100 кВт.

кадов, выходы которых нагружены на ускоряющую структуру.

# ТРЕХМОДУЛЯТОРНАЯ СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ УСКОРИТЕЛЯ ИЛУ-14

Для анодного питания пяти генераторных ламп служит импульсный источник с потребляемой мощностью от сети до 450 кВт, который обеспечивает подачу анодных импульсов на первый и оконечный каскады генератора с возможностью регулировки положения фронта с точностью  $\pm 1$  мкс. Повышение мощности существующего модулятора (см. рис. 1) более чем в два раза было нецелесообразным, так как требовало фактически разра-

ботки нового устройства, что трудно реализуемо изза ограничения времени и средств на разработку.

Основная проблема состояла в том, что использование схемы с накоплением энергии от питающей сети в индуктивном реакторе при потреблении почти 500 кВт приводило бы к столь сильным перекосам нагрузок в фазах питающего силового трансформатора, что делало такую конструкцию труднореализуемой и нецелесообразной. Поэтому было принято решение обеспечить импульсное питание двухкаскадного генератора ускорителя ИЛУ-14 тремя стандартными модуляторами, которые надежны, отработаны и хорошо себя зарекомендовали при эксплуатации в течение нескольких десятилетий. Один модулятор

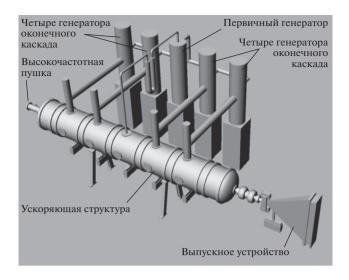


Рис. 3. Внешний вид ускорителя ИЛУ-14.

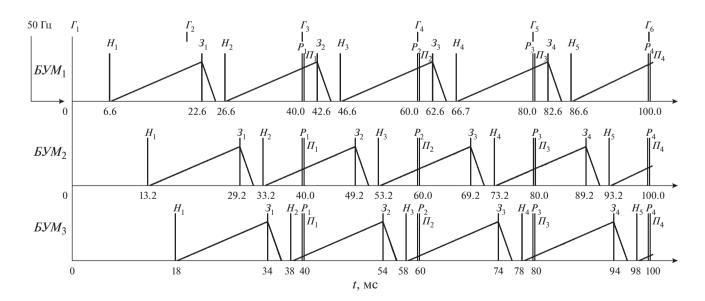
предназначен для формирования анодного питания лампы предварительного каскада в.ч.-генератора, два других — питают по две лампы оконечного каскада. Такое разделение анодного питания облегчает согласование предварительного каскада генератора с оконечным, а также позволяет оптимизировать распределение в.ч.-мощности между секциями структуры.

На рис. 1 приведена схема одного модулятора. На индуктивном реакторе  $L_1$  происходит первоначальное накопление энергии от выпрямителя  $G_1$ , далее происходит заряд формирующей линии, которая формирует выходной анодный импульс  $U_a$ .

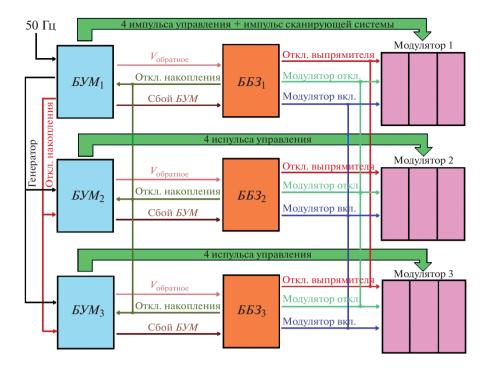
При простом использовании трех модуляторов для импульсного питания ускорителя ИЛУ-14 ток одновременно накапливался в трех индуктивных реакторах, что также приводило к серьезному перекосу нагрузок в фазах питающего трансформатора. Для распределения нагрузки на питающую сеть было принято решение осуществлять накопление тока в индуктивных реакторах трех модуляторов с временным сдвигом 6.6 мс относительно друг друга и разным временем накопления при одновременной (регулируемой) подаче анодных импульсов тремя модуляторами.

Первый импульс ускорителя, после его включения, проходит через 40 мс, далее при работе ускорителя на частоте 50 Гц импульсы следуют каждые 20 мс. Согласно рис. 4, полный цикл модулятора составил 40 мс, хотя импульсы ускорителя следуют каждые 20 мс. Это достигнуто тем, что используются два независимых цикла работы модулятора со сдвигом 20 мс. То есть после окончания накопления в индуктивном реакторе ( $L_1$ ) модулятор заряжает свою формирующую емкостную линию, которая остается заряженной до прихода импульса Pазряd данного цикла, при этом модулятор, не дожидаясь разряда, начинает новое накопление, относящееся уже к следующему циклу.

Вышеизложенный принцип объединения трех модуляторов (рис. 5) потребовал кардинальной переработки систем управления как импульсным питанием генератора, так и прочими системами ускорителя [2].



**Рис. 4.** График тока реактора трех модуляторов при максимальном накоплении и положения импульсов блоков управления модулятором  $ESM_1$ ,  $ESM_2$ ,  $ESM_3$  при начальном включении ускорителя с частотой повторения 50  $\Gamma$ ц. Импульсы:  $\Gamma$  –  $\Gamma$  енератор, H – H акопление, 3 – 3 аряд, P – P азряд,  $\Pi$  –  $\Pi$  ерезаряд, 50  $\Gamma$ ц – импульс привязки к фазе питающей сети.



**Рис. 5.** Блок-схема системы управления тремя модуляторами ускорителя ИЛУ-14.  $\mathit{БУM}-$  блок управления модулятором,  $\mathit{EB3}-$  блок быстрой защиты.

Блок управления модулятором разработан на основе микроконтроллера At Mega 162 и выполняет следующие функции:

- генерацию с регулируемой частотой (1—50 Гц) последовательности из четырех основных импульсов управления модулятором, плюс генерацию импульса синхронизации сканирующего устройства выпуска пучка с импульсом ускорителя (см. рис. 5);
- плавный выход на номинальный режим работы ускорителя после включения модулятора, необходимый для работы резонаторов;
- временное (на 1 с) запирание выпрямителя  $(G_1)$  модулятора при превышении обратным напряжением формирующей емкостной линии установленного порога защиты в случае высоковольтного пробоя в ускорителе или на высоковольтных частях модулятора или генератора, за это время происходит полное восстановление вакуума в резонаторах.

Блок быстрой защиты разработан также на основе микроконтроллера AtMega162 и выполняет следующие функции:

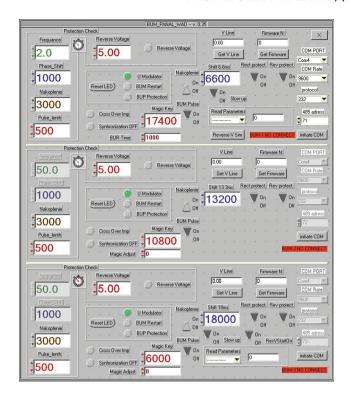
- включение/выключение питания выпрямителя модулятора  $G_1$  и отключение питания модулятора при аварийном превышении тока на накопительном индуктивном реакторе;
- включение/выключение выпрямителя  $G_1$  по команде от программы управления ускоритель-

ным комплексом, отключение выпрямителя модулятора на 1 с при незначительном превышении тока на накопительном индуктивном реакторе  $L_1$  при превышении тока источника подвозбуждения  $G_3$  либо при срабатывании защиты по превышению обратного напряжения на формирующей линии;

 обеспечивает световую индикацию о случаях срабатывания соответствующих защит.

Система управления модуляторами должна отвечать следующим требованиям:

- частота следования импульсов трех блоков управления модулятором должна быть одинаковой;
- изменение режимов работы модуляторов должно происходить синхронно;
- обеспечение регулировки импульсов анодного напряжения в пределах  $\pm 0.1$  мс с шагом 1 мкс;
- фазы зарядки емкостных формирующих линий и фазы анодных импульсов всех трех модуляторов должны быть жестко привязаны по времени к конкретной, с возможностью регулировки, фазе питающей сети;
- нагрузка на фазы питающей сети должна быть максимально равномерной;
- возможность сформировать импульс модуляторов в момент накопления им энергии в индуктивном реакторе для следующего импульса;



**Рис. 6.** Часть интерфейса системы управления ускорителем ИЛУ-14.

- одновременное включение/выключение силовых контакторов трех модуляторов;
- одновременное включение/выключение выпрямителей трех модуляторов;
- при срабатывании любой защиты системы управления модуляторов программа управления ускорителем должна обозначить причину случив-

шегося и вывести на экран монитора источник события.

Расстановка импульсов управления тремя модуляторами по времени происходит автоматически. После старта программы управления ускорителем происходит автоматическая загрузка всех параметров в каждый блок управления модулятором в зависимости от присвоенного ему номера (рис. 6).

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Ускоритель ИЛУ-14 с описанной системой управления стал основой экспериментального радиационного комплекса в г. Москве, расположенного на территории ФМБЦ им. А.И. Бурназяна. Комплекс используется для облучения препаратов и изделий медицинского назначения, а также для научно-экспериментальных работ в области радиационной биологии и химии.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Брязгин А.А., Куксанов Н.К., Салимов Р.А.* // Успехи физических наук. 2018. Т. 188. № 6. С. 672. https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038344
- Брязгин А.А., Безуглов В.И., Кокин Е.Н., Коробейников М.В., Кузнецов Г.И., Макаров И.Г., Острейко Г.Н., Панфилов А.Д., Радченко В.М., Сердобинцев Г.В., Сидоров А.В., Тарнецкий В.В., Тиунов М.А., Факторович Б.Л., Чернов К.Н., Ческидов В.Г. // ПТЭ. 2011. № 3. С. 5.
- 3. Industrial radiation Processing With Electron beams and X-rays, 2011. International Atomic energy Agency technical document. http://www.cirms.org/pdf/Industrial%20Radiation%20Processing%20-%20May%202011%20-%20Revision%206.pdf

## \_\_\_\_\_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ \_\_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 681.383.522

# АРХИТЕКТУРА ГИБРИДНОГО МАТРИЧНОГО ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДЕТЕКТОРА ФОРМАТА 32 × 32 ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА ВАКУУМНЫЙ УЛЬТРАФИОЛЕТ—ЖЕСТКИЙ РЕНТГЕН

© 2021 г. П. Н. Аруев<sup>а,\*</sup>, С. В. Бобашев<sup>а</sup>, А. М. Красильщиков<sup>а</sup>, А. В. Николаев<sup>а,\*\*</sup>, Д. Ю. Петров<sup>b</sup>, Е. В. Шерстнев<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН Россия, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26 <sup>b</sup> ООО "Авиационные Исследования Разработки Технологии" Россия, 195009, Санкт-Петербург, ул. Комсомола, 1—3 литер аи \*e-mail: sildet@mail.ioffe.ru \*\*e-mail: a.v.nikolaev@mail.ioffe.ru Поступила в редакцию 27.04.2020 г. После доработки 22.06.2020 г. Принята к публикации 23.06.2020 г.

Представлена усовершенствованная архитектура гибридного матричного детектора, работающего в диапазоне вакуумный ультрафиолет—жесткий рентген формата  $32 \times 32$  для высокоскоростной регистрации профиля излучения высокотемпературной плазмы с энергией фотонов  $E_{\rm ph}=1-10000$  эВ. Детектор включает кремниевые фотодиоды, предусилители, систему оцифровки и передачи информации при времени кадра 2 мкс и непрерывной записи до 4 с. При разработке учтен опыт применения предыдущей модели гибридного матричного детектора формата  $16 \times 16$  в токамаках Т-11М и "Глобус-М". Представлены результаты абсолютных калибровок чувствительности фотодиодов в диапазоне энергий 1-60000 эВ. Продемонстрирован функционирующий прототип субмодуля формата  $1 \times 32$ .

**DOI:** 10.31857/S003281622006018X

Актуальность разработки систем прямой ультрабыстрой визуализации радиационных потерь высокотемпературной плазмы обусловлена необходимостью изучения развития магнитогидродинамических неустойчивостей. Отсутствие прозрачных материалов для излучения в спектральных диапазонах вакуумного ультрафиолета, мягкого и жесткого рентгена [1] не позволяет проводить прямую визуализацию быстрых процессов в плазме без использования детекторов, размещенных непосредственно внутри рабочей камеры токамака.

Для непрямой визуализации излучения плазмы применяются микроканальные пластины, люминесцентные экраны, световоды, зеркала и быстрые внешние камеры [2]. В основном применяются промышленно выпускаемые высокоскоростные камеры для не вакуумного спектрального диапазона [3—6], регистрирующие вторичное излучение. Такой подход не позволяет проводить прямое наблюдение внутри вакуумной камеры, а также имеет ограничение по предельной чувствительности и минимальному времени быстродействия конверторов излучения в оптический диапазон ( $\lambda = 450-950$  нм).

Для прямой регистрации излучения плазмы используют фотодиодные линейки, размещенные непосредственно внутри токамака [7—9]. Вакуумные требования к работе токамаков не позволяют использовать конструкционные материалы, влияющие на уровень вакуума в рабочей камере. Кроме того, объекты, размещенные внутри токамака, должны выдерживать вакуумный нагрев как минимум до 150—180°С для периодической дегазации.

В работе [10] представлены результаты по прямой визуализации динамики плазмы в токамаке T-11M с использованием гибридного матричного детектора (г.м.д.)  $16 \times 16$ , разработанного в  $\Phi$ ТИ им. Иоффе. Эта система обеспечивает прямую ультрабыструю визуализацию плазмы с временем кадра  $\sim$ 1 мкс, возможностью непрерывной записи в течение нескольких секунд, коэффициентом заполнения активной области  $\sim$ 25% и форматом  $16 \times 16$  пикселей.

Основной задачей данной работы является создание г.м.д. формата  $32 \times 32$  для прямой ультрабыстрой визуализации высокотемпературной плазмы с учетом предыдущего опыта создания и использования г.м.д.  $16 \times 16$  [11, 12]. Г.м.д. формата

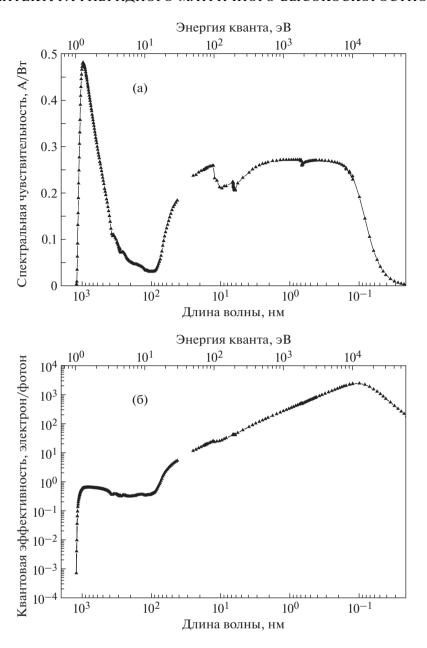


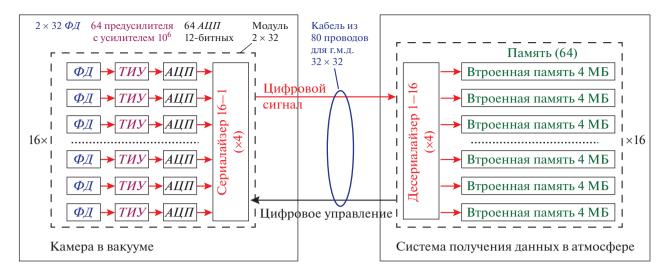
Рис. 1. Типовые спектральные характеристики SPD-фотодиодов: а – измеренная квантовая чувствительность; б – расчетная квантовая эффективность.

16 × 16 представляет собой комбинацию камерыобскуры, расположенной внутри рабочей камеры токамака, и блока управления, находящегося вне токамака на расстоянии ~10 м.

Камера-обскура содержит 8 модулей детекторов формата 2 × 16, выполненных на керамических платах и собранных в матрицу формата 16 × 16 с коэффициентом заполнения ~25% при фронтальном размере матричного детектора  $31 \times 1$  мм. Каждый субмодуль формата 2 × 16 состоит из монолитной линейки SPD (Silicon Precision Detector) [13] фотодиодов с чувствительной областью  $0.88 \times 1.22$  мм, 32 трансимпедансных усилителей с

полосой пропускания ~0.2 МГц. Опрос всех каналов за время кадра ~1 мкс обеспечивают 4 быстрых 8-канальных мультиплексора. Передача сигналов от 256 детекторов осуществляется через 50-штырьковый вакуумный разъем к внешнему 32-канальному 12-битному аналого-цифровому преобразователю (а.ц.п.) с модулем управления и синхронизации, выполняющим оцифровку аналогового сигнала и запись результатов в бортовую память.

Данная конфигурация обеспечивает квазипараллельный опрос 256 фотодиодов за полное время кадра до ~1 мкс при максимальном времени опроса до 3.2 с. В г.м.д. 16 × 16 используются со-



**Рис. 2.** Структурная схема гибридного матричного детектора формата  $32 \times 32$ .  $\Phi \mathcal{I} -$  фотодиод,  $T \mathcal{U} \mathcal{Y} -$  трансимпедансный усилитель,  $A \mathcal{U} \mathcal{U} -$  аналого-цифровой преобразователь,  $M \mathcal{B} -$  Мегабайт.

зданные в ФТИ им. Иоффе SPD-фотодиоды на основе мелкозалегающего (30 нм) сильно несимметричного  $p^+$ –n-перехода [13–15].

Типовые спектральные зависимости измеренной чувствительности и расчетной квантовой эффективности SPD-фотодиодов представлены на рис. 1. Измерения чувствительности (рис. 1а) в диапазоне длин волн  $\lambda=0.021-400$  нм ( $E_{\rm ph}=60000-3.1$  эВ) были выполнены в Институте метрологии РТВ (г. Берлин) [16–18]. Измерения чувствительности в диапазоне длин волн  $\lambda=300-1200$  нм ( $E_{\rm ph}=4.1-1.03$  эВ) были выполнены в ФТИ им. Иоффе. Расчет квантовой эффективности  $QE(\lambda)$  (рис. 1б) проводился на основе данных измеренной чувствительности с использованием выражения:

$$OE(\lambda) = (S(\lambda)hc)/(\lambda q), \tag{1}$$

где  $S(\lambda)$  — абсолютная чувствительность фотодиода,  $\lambda$  — длина волны, q — заряд электрона, h — постоянная Планка, c — скорость света в вакууме.

Необходимость повышения разрешения гибридного матричного детектора  $16 \times 16$  с формата  $16 \times 16$  до  $32 \times 32$  усложняет задачу вывода информации к блоку управления, дальнейшее наращивание числа выходов мультиплексоров (аналогично архитектуре г.м.д. формата  $16 \times 16$ ) привело бы к росту числа сигнальных проводов с 32 до 128. Другой недостаток разработанной ранее системы—аналоговый выходной сигнал с детекторов, подверженный сильным электромагнитным помехам в момент разряда токамака.

Для устранения обозначенных недостатков разработан прототип гибридного модуля детекторов формата  $1 \times 32$ , содержащий 32 фотодиода, 32 трансимпедансных усилителя, 32 12-битных а.ц.п., а также систему передачи оцифрованных

данных от 16 а.ц.п. по одному проводу при времени кадра 2 мкс. Данная конфигурация субмодуля детекторов г.м.д. 32 × 32 позволяет уменьшить число проводов для передачи данных с 128 до 64. Кроме того, при передаче по проводам цифровой сигнал более устойчив к воздействию мощных электромагнитных помех при разряде в токамаке, чем аналоговый.

В прототипе субмодуля детекторов формата 1 × 32 вместо монолитной линейки фотодиодов применены дискретные фотодиоды. Это позволяет создать конструкцию модуля таким образом, чтобы вход усилителей соединялся с базой фотодиода (неосвещенный контакт), в то время как активная область фотодиода заземлена или находится под отрицательным напряжением смещения порядка нескольких вольт. Данный подход позволяет устранить вклад внешнего фотоэффекта в фототок.

Структурная схема г.м.д. формата  $32 \times 32$  представлена на рис. 2. Предполагаемая ширина керамических плат вакуумных аналоговых и цифровых частей г.м.д. формата  $32 \times 32$  составляет 55 мм.

Для апробации представленного выше подхода был изготовлен прототип модуля XUV (Extreme ultraviolet)-детекторов, состоящий из 32 дискретных SPD-фотодиодов с активной областью  $\sim 1~{\rm Mm}^2$ , 32 трансимпедансных усилителей с резистором обратной связи 1 МОм, 32 12-битных а.ц.п., 2 сериалайзеров и одного микроконтроллера. Аналоговая часть выполнена на керамической ( ${\rm Al_2O_3}$ ) плате, цифровая часть — на стеклотекстолите.

Таким образом, в данной работе представлена архитектура гибридного матричного детектора  $32 \times 32$  (г.м.д.  $32 \times 32$ ) с улучшенными системами оцифровки и передачи информации для непрерывной записи в течение 4 с при времени кадра 2 мкс.

Используемые в разработке SPD-фотодиоды обладают широкой спектральной характеристикой и высокой квантовой эффективностью в диапазоне энергий фотонов ( $E_{\rm ph}=1-60\,000$  эВ). Помимо исследования плазмы в токамаках, г.м.д.  $32\times32$  может быть использован для визуализации динамики быстрых радиационных процессов в инфракрасном, видимом, ультрафиолетовом, вакуумном ультрафиолетовом, рентгеновском диапазонах электромагнитного спектра в научных и промышленных установках.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ISO 21348 Definitions of Solar Irradiance Spectral Categories.
- Bush C.E., Stratton B.C., Robinson J., Zakharov L.E., Fredrickson E.D., Stutman D., Tritz K. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 10E928-1. https://doi.org/10.1063/1.2968219
- 3. *Yu J.H., Van Zeeland M.A., Chu M.S., Izzo V.A., La Haye R.J.* // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. P. 056114-1. https://doi.org/10.1063/1.3118626
- 4. *Ding Y.H.*, *Zhuang G.*, *Zhang X.Q.*, *Zhang J.*, *Ba W.G.*, *Wang Z.J.*, *Pan Y.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2009. V. 606. P. 743. https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.05.012
- Wang Z.J., Ming T.F., Gao X., Du X.D., Ohdachi S. // Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. P. 11E307-1. https://doi.org/10.1063/1.4959951
- Odstrcil T., Odstrcil M., Grover O., Svoboda V., Ďuran I., Mlynář J. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 10E505-1. https://doi.org/10.1063/1.4731003
- Shafer M.W., Battaglia D.J., Unterberg E.A., Evans T.E., Hillis D.L., Maingi R. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 10E534-1. https://doi.org/10.1063/1.3481166
- 8. *Tal B., Labit B., Nagy D., Chavan R., Duval B., Veres G.* // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. P. 123508-1. https://doi.org/10.1063/1.4848155

- 9. Bernert M., Eich T., Burckhart A., Fuchs J.C., Giannone L., Kallenbach A., McDermott R.M., Sieglin B. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 033503-1. https://doi.org/10.1063/1.4867662
- Алексеев А.Г., Белов А.М., Забродский В.В. // ПТЭ. 2010. № 2. С. 58.
- Sladkomedova A.D., Alekseev A.G., Bakharev N.N., Gusev V.K., Khromov N.A., Kurskiev G.S., Minaev V.B., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shchegolev P.B., Solokha V.V., Telnova A.Yu., Tolstyakov S.Yu., Zabrodsky V.V.// Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. P. 083509-1. https://doi.org/10.1063/1.5039801
- Sladkomedova A.D., Voronin A.N., Alekseev A.G., Gusev V.K., Kurskiev G.S., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Tolstyakov S.Yu., Zabrodsky V.V. // Phys. Scr. 2018. V. 93. P. 105601. https://doi.org/10.1088/1402-4896/aadb85
- 13. Aruev P.N., Kolokolnikov Yu.M., Kovalenko N.V., Legkodymov A.A., Lyakh V.V., Nikolenko A.D., Pindyurin V.F., Sukhanov V.L., Zabrodsky V.V. // Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. A. 2009. V. 603. P. 58. https://doi.org/10.1134/S1027451010010167
- Scholze F., Klein R., Müller R. // Metrologia. 2006. V. 43. P. 6. https://doi.org/10.1088/0026-1394/43/2/S02
- Goldberg Yu.A., Zabrodsky V.V., Obolensky O.I., Petelina T.V., Suhanov V.L. // Semiconductors. 1999. V. 33. № 3. P. 343. https://doi.org/10.1134/1.1187691
- Gottwald A., Kroth U., Richter M., Schoppe H., Ulm G. // Meas. Sci. Technol. 2010. V. 21. P. 125101. https://doi.org/10.1088/0957-0233/21/12/125101
- Krumrey M., Ulm G. // Nucl. Instrum. and Methods A. 2001. V. 467–468. P. 1175. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00598-8
- Scholze F., Tümmler J., Ulm G. // Metrologia. 2003.
   V. 40. P. 224. https://doi.org/10.1088/0026-1394/40/1/352

## \_\_\_\_\_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ \_\_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 537.86

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОФИЛЯ ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИРОТРОНА

© 2021 г. М. Д. Проявин<sup>а,\*</sup>, М. В. Морозкин<sup>а</sup>, А. Г. Лучинин<sup>а</sup>, М. Ю. Глявин<sup>а</sup>, Г. Г. Денисов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт прикладной физики РАН Россия, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46
\*e-mail: pmd@ipfran.ru
Поступила в редакцию 20.05.2020 г.
После доработки 10.06.2020 г.
Принята к публикации 11.06.2020 г.

Экспериментально исследовано влияние профиля магнитного поля в пространстве взаимодействия гиротрона на эффективность и частоту генерации. Профилированное магнитное поле создавалось системой из нескольких катушек малой индуктивности. Показана возможность в ~1.3 раза повысить эффективность генерации, что сопоставимо с результатами, получаемыми с использованием одноступенчатой рекуперации остаточной энергии электронного пучка. При этом предложенный метод более прост в реализации и может быть использован совместно с рекуперацией. Продемонстрирована также возможность управления частотой генерации в пределах, как минимум вдвое превышающих ширину спектра излучения, и с характерными временами порядка миллисекунд. Это позволяет надеяться на успешную реализацию схемы стабилизации частоты гиротрона с помощью малых изменений магнитного поля.

**DOI:** 10.31857/S0032816220060245

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Гиротроны давно зарекомендовали себя в качестве основных источников излучения для нагрева плазмы, они активно используются в технологических процессах микроволновой обработки материалов, расширяется число успешных спектроскопических экспериментов. Тем не менее, гиротроны продолжают оставаться предметом активных исследований. В зависимости от области приложения на первый план может выходить эффективность генерации (при с.в.ч.-нагреве) или управление спектром излучения (в задачах спектроскопии и диагностики).

Поскольку принцип работы гиротрона основан на использовании циклотронного резонанса электронов, движущихся в магнитном поле, с медленной электромагнитной волной, очевидно, что профилирование магнитного поля — изменение резонансных условий по мере изменения энергии электронов — должно оказывать значительное влияние на выходные характеристики: мощность, эффективность и частоту генерации.

Влияние продольного профиля магнитного поля на режим генерации гиротрона исследовалось в ряде работ [1-8], однако число экспери-

ментов, подтверждающих сделанные предположения, явно недостаточно.

Данная работа посвящена оптимизации и экспериментальной верификации влияния профиля магнитного поля на режим генерации гиротрона с рабочей частотой 30 ГГц, предназначенного для технологических приложений.

#### ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА К.П.Д. ГИРОТРОНА

Для моделирования изменения профиля магнитного поля при включении дополнительных катушек была использована программная среда ELCUT [9]. На первом этапе был рассчитан профиль основного соленоида с учетом имеющихся данных о параметрах намотки. Результаты совпали с экспериментальными данными, полученными измерителем магнитной индукции Ш1-8 с использованием датчика Холла.

На втором этапе рассчитаны и проанализированы параметры дополнительных катушек, которые могли бы быть намотаны на корпус гиротрона в области резонатора, с учетом технологических ограничений, налагаемых геометрией лампы и проходным отверстием основного соленоида.

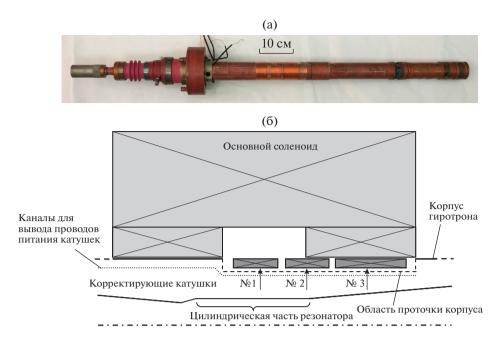


Рис. 1. Схема магнитной системы.

Исходя из полученных данных, было принято решение намотать три независимые катушки, что, с одной стороны, позволило с хорошей точностью создавать требуемое дополнительное магнитное поле, а с другой — минимизировало число дополнительных источников питания.

Диаметр отверстия магнитной системы равен 60 мм, зазор между стенкой соленоида и корпусом лампы первоначально составлял 0.1-0.2 мм. Для установки корректирующей магнитной системы была осуществлена проточка корпуса глубиной 1 мм в области расположения резонатора. Катушки намотаны проводом круглого сечения диаметром 1 мм, а для вывода контактных проводов обмоток в области проточки выполнены более глубокие канавки шириной и глубиной 1.1 мм. Минимальная толщина стенки каркаса в области канавок достаточна для соблюдения условий механической прочности, ток в катушках, требуемый для изменения поля основного соленоида на 1%, равен около 20 А. Схема размещения дополнительных катушек в основной системе показана на рис. 1.

Положение гиротрона относительно основного соленоида оптимизировалось с целью достижения максимального к.п.д. При включении дополнительных катушек положение гиротрона не изменялось, что обеспечивало корректное сравнение данных по эффективности прибора при различных профилях магнитного поля.

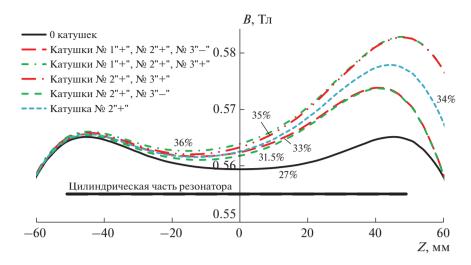
На рис. 2 представлены профили магнитного поля в области пространства взаимодействия при различных вариантах включения дополнительных катушек и для каждого профиля даны значе-

ния максимального достигнутого к.п.д. генерании

Результаты эксперимента подтверждают ранее сделанные утверждения [4, 7], что к.п.д. может быть значительно увеличен путем коррекции профиля магнитного поля дополнительными катушками с малым энергопотреблением (поле, создаваемое дополнительными катушками, составляет около 1% от поля основного соленоида).

Как известно, в ряде случаев коррекцию магнитного поля можно осуществить за счет ферромагнитных экранов [6], но их использование ограничено относительно низкими (порядка 1 Тл) магнитными полями в силу насыщения ферромагнетиков. С другой стороны, известны случаи использования дополнительного соленоида для коррекции напряженности (но не профиля) магнитного поля в области цилиндрического участка резонатора гиротрона для быстрой подстройки условий циклотронного резонанса (циклотронной частоты электронов) в системах со сверхпроводящими соленоидами, работающими в замкнутом режиме с отключенными токовводами. В этой ситуации использование системы катушек представляет интерес для повышения к.п.д. гиротронов мегаваттного уровня мощности для управляемого термоядерного синтеза, где важную роль играет изменение к.п.д., даже на 1%.

В проведенных экспериментах с технологическим гиротроном эффективность генерации возросла более чем на треть (с 27 до 36%) по сравнению с режимом без дополнительных катушек. Согласно результатам эксперимента, основной вклад в повышение к.п.д. дает включение катуш-



**Рис. 2.** Результаты моделирования распределения магнитного поля при различном режиме работы секции корректирующих катушек. Для каждого профиля магнитного поля приведены экспериментальные значения к.п.д. генерации гиротрона. Продольное положение резонатора гиротрона неизменно. Полярность подключения соответствующих катушек обозначена знаком "+" для сонаправленного и знаком "—" для противоположно направленного включений относительно магнитного поля основного соленоида.

ки № 2, формирующей плавно нарастающее к концу области взаимодействия распределение поля, что согласуется с теоретическими оценками [7]. Эффективное влияние этой катушки наблюдалось во всем диапазоне исследованных режимов (напряжение и ток электронного пучка), в то время как независимое включение катушки № 1 оказывало влияние лишь при малых рабочих токах (не выше 1 A) и вызывало изменение к.п.д. всего на 1-2%.

Следующий наблюдаемый эффект, по-видимому, относится к области послерезонаторного взаимодействия (after cavity interaction). Известными теоретическими оценками [10—12] предсказана возможность снижения к.п.д. прибора в случае, если возникает область циклотронного резонанса в спадающем магнитном поле при соответствующем расширении электродинамического канала в области между резонатором и коллектором. При определенном соотношении расстройки циклотронного резонанса возможна ситуация, когда часть энергии волны перекачивается обратно в электронный пучок.

В силу малой длины участка, на котором выполняется указанное условие, изменение к.п.д., обусловленное этим эффектом, не слишком велико. Однако путем разнонаправленного включения катушек № 2 и № 3 можно организовать более резкое падение магнитного поля и устранить условия паразитного резонанса, что приведет к увеличению к.п.д. (1% при максимально возможных в данном эксперименте токах  $I_2 = 20$  А и  $I_3 = -20$  А в катушках).

Можно утверждать, что плавное нарастание магнитного поля к концу пространства взаимо-

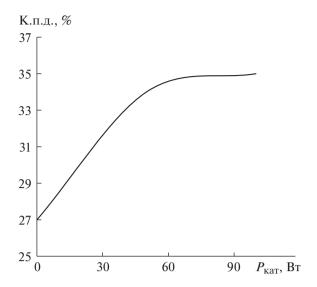
действия даст гораздо более сильный эффект, чем резкий спад магнитного поля после резонатора, специально созданный встречным включением катушек (наличием каспа).

Можно оценить энергетические затраты на профилирование магнитного поля исходя из данных, представленных на рис. 3. Видно, что присутствует момент насыщения, который зависит от многих параметров и должен быть рассчитан для каждого прибора и режима работы отдельно. Вместе с тем требуемая мощность в десятки ватт более чем на два порядка меньше, чем мощность основного соленоида, т.е. обсуждаемый метод не ведет к значительному усложнению или повышению стоимости магнитной системы.

Эффект повышения к.п.д. гиротрона за счет профилирования магнитного поля в области резонатора, продемонстрированный в данной работе, может быть использован и для более мощных и высокочастотных гироприборов. Несмотря на то что мощность дополнительных катушек будет расти с увеличением как поперечных размеров лампы при росте генерируемой мощности, так и дополнительного магнитного поля при росте частоты излучения, исследованная схема представляется перспективной для широкого класса гиротронов, особенно в случае удачной интеграции дополнительных катушек в корпус прибора.

#### УПРАВЛЕНИЕ ЧАСТОТОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Как известно, эффективным методом управления частотой генерации гиротронов является изменение магнитного поля в области взаимодействия. Управление частотой за счет дополни-



**Рис. 3.** Зависимость к.п.д. генерации от мощности, потребляемой корректирующими катушками.

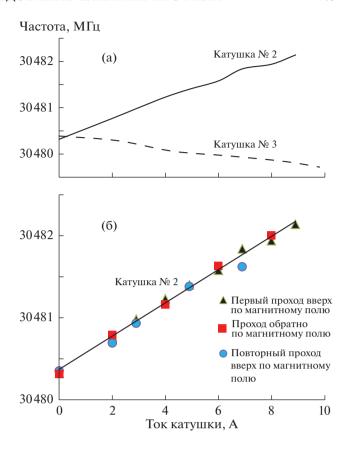
тельной катушки, изменяющей магнитное поле по всей длине однородного участка резонатора, было исследовано в работе [13] и успешно применяется в гироприборах, использующих криомагниты [14, 15] или системы на постоянных магнитах [16, 17].

В данной работе экспериментально исследовалась возможность управления частотой за счет изменения магнитного поля на достаточно узком участке в конце области взаимодействия, что позволяет уменьшить индуктивность катушки и характерное время перестройки.

Экспериментальные зависимости, полученные с использованием анализатора спектра Кеуsight N9010A (от 10 Гц до 44 ГГц), представлены на рис. 4. Как и следовало ожидать, при включении катушки № 1, расположенной в центральной части резонатора, происходило сильное смещение зоны генерации (изменение расстройки циклотронного резонанса), что сопровождалось снижением эффективности генерации. Включение катушек № 2 и/или № 3 слабо сказывалось на выходной мощности и эффективности.

Как следует из анализа рис. 4а, изменение тока катушки № 2 дает большую полосу перестройки частоты. Более детальные данные для вариации тока катушки № 2 представлены на рис. 4б.

В этой серии экспериментов поле основного соленоида было отстроено от оптимального значения, соответствующего режиму максимального к.п.д. При наблюдаемой ширине спектра излучения 0.2 МГц чувствительность частоты генерации к току дополнительной катушки составила 1 МГц/А. Индуктивность вспомогательной катушки для подстройки частоты равна 70 мкГн, что более чем на порядок меньше аналогичной величины для ка-



**Рис. 4.** Зависимость частоты генерации:  $\mathbf{a}$  — от тока дополнительных катушек № 2 и № 3;  $\mathbf{6}$  — от тока дополнительной катушки № 2.

тушки, использованной для стабилизации частоты в работе [13].

С учетом ограничений, накладываемых ослаблением переменного магнитного поля корпусом прибора (скин-эффект), характерная частота варьирования поля составила около 10 кГц [18], что удовлетворяет требованиям, предъявляемым к системам модуляции (стабилизации) частоты гиротронов для управляемого термоядерного синтеза. В перспективе возможна реализация схемы фазовой автоподстройки частоты гиротрона с использованием маломощной катушки индуктивности, установленной в выходной области пространства взаимодействия.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования подтверждают возможность значительного увеличения к.п.д. гиротронов за счет коррекции магнитного поля в области резонатора. В технологическом гиротроне на второй гармонике гирочастоты при выходной мощности 10 кВт на частоте 30 ГГц получено увеличение к.п.д. в 1.3 раза (с 27 до 36%) по сравнению с режимом работы при

однородном магнитном поле. Исследованы возможности перестройки частоты генерации и показано, что для этой цели достаточно изменять поле только на выходном конце резонатора.

Полученные результаты могут представлять интерес для повышения к.п.д. а также управления частотой гиротронов мегаваттного уровня мощности для управляемого термоядерного синтеза, в которых быстрое изменение основного магнитного поля затруднительно в силу большой индуктивности соленоида криомагнита.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-79-30071

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Keier A.P. // Radiophys Quantum Electron. 1978. V. 21. P. 631. https://doi.org/10.1007/BF01052043
- 2. Wang X., Xue Q., Zhang S., Liu G., Zhao G., Zhao D. //
  IEEE Trans. on Plasma Science. 2019. V. 47. № 11.
  P. 5159.
  https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2943684
- 3. *Dumbrajs O., Nusinovich G.S.* // Phys. of Plasmas. 2018. V. 25. P. 1. https://doi.org/10.1063/1.5019974
- 4. *Gantenbein G., Borie E.* // Int. J. Infrared Milli Waves Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 1990. V. 11. P. 837. Doi https://doi.org/10.1007/BF01010136
- 5. Bykov Yu., Eremeev A., Glyavin M., Kholoptsev V., Luchinin A., Plotnikov I., Denisov G., Bogdashev A., Kalynova G., Semenov V., Zharova N. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2004. V. 32. № 1. P. 67. https://doi.org/10.1109/TPS.2004.823904
- Bykov Yu., Denisov G., Eremeev A., Flat F., Glyavin M., Gorbachev A., Kalynova G., Kholoptsev V., Kopelovich E., Luchinin A., Plotnikov I., Morozkin M., Vikharev A. // 34st International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 17th International Conference on Ter-

- ahertz Electronics. Busan, Korea, 2009. P. 1. https://doi.org/10.1109/ICIMW.2009.5324962.
- 7. *Nusinovich G.S.* // International Journal of Electronics. 1988. V. 64. P. 127. https://doi.org/10.1080/00207218808962789
- 8. Pagonakis I.G., Avramidis K.A., Gantenbein G., Samartsev A., Jelonnek J. // Phys. of Plasmas. 2017. V. 24. P. 3. https://doi.org/10.1063/1.4977460
- 9. https://elcut.ru/
- Zapevalov V.E., Moiseev M.A. // Radiophys. Quantum Electron. 2004. V. 47. P. 520. https://doi.org/10.1023/B:RAQE.0000047243.18212.1d
- Sinitsyn O.V., Nusinovich G.S. // Phys. of Plasmas. 2009. V. 16. P. 2. https://doi.org/10.1063/1.3072978
- 12. Avramidis K.A., Ioannidis Z.C., Kern S., Samartsev A., Pagonakis I.G., Tigelis I.G., Jelonnek J. // Phys. of Plasmas. 2015. V. 22. P. 5. https://doi.org/10.1063/1.4919924
- 13. Глявин М.Ю., Голубятников Г.Ю., Иванов А.С., Лучинин А.Г., Матросов В.В., Мишагин К.Г., Морозкин М.В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 2—1. С. 75.
- 14. Rzesnicki T., Piosczyk B., Kern S., Illy S., Jin J., Samart-sev A., Schlaich A., Thumm M. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2010. V. 38. № 6. P. 1141. https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2040842
- Matsuki Y., Ueda K., Idehara T., Ikeda R. // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2012. V. 33. P. 745. https://doi.org/10.1007/s10762-012-9890-1
- 16. *Idehara T., Ogawa I., Ohashi K., Iwata Y.* // Electrical Engineering in Japan. 2004. V. 149. P. 4. https://doi.org/10.1002/eej.20084
- Bykov Yu., Denisov G., Eremeev A., Kalynova G., Kholoptsev V., Kopelovich E., Kufiin A., Lygin V., Pavelyev A., Plotnikov I., Zapevalov V., Zavolsky N. // Infrared and Millimeter Waves. Conference Digest of the 2004 Joint 29th International Conference on 2004 and 12th International Conference on Terahertz Electronics. Karlsruhe, Germany, 2004. P. 191. https://doi.org/10.1109/ICIMW.2004.1422019
- 18. *Glyavin M., Luchinin A., Morozkin M.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 074706. https://doi.org/10.1063/1.4738644

## \_\_\_\_\_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ \_\_\_\_\_ ТЕХНИКА

УДК 621.317.39+681.7.014.3

# ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО СДВИГА СПЕКТРА ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДОВ ПРИ ИХ ВКЛЮЧЕНИИ С ПОМОЩЬЮ ФОТОПРИЕМНОЙ КМОП-МАТРИЦЫ

© 2021 г. В. А. Сергеев $^{a,b,*,*,*}$ , А. В. Беринцев $^{c}$ , С. Г. Новиков $^{c}$ , И. В. Фролов $^{a,b,*,*}$ 

<sup>а</sup> Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН Россия, 432011, Ульяновск, ул. Гончарова, 48/2

<sup>b</sup> Ульяновский государственный технический университет Россия, 432027, Ульяновск, ул. Северный венец, 32

<sup>c</sup> Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы Ульяновского государственного университета Россия, 432063, Ульяновск, Университетская набережная, 1, корпус 4

\*e-mail: sva@ulstu.ru

\*\*e-mail: ufire@mv.ru

Поступила в редакцию 01.07.2020 г. После доработки 27.07.2020 г. Принята к публикации 07.08.2020 г.

Исследована динамика температурной трансформации спектра излучения светодиодов с использованием режима "бегущего" затвора фотоприемной комплементарной металлооксидной полупроводниковой (КМОП) матрицы. Разработана установка для измерения параметров сдвига спектра светодиодов при их включении. В основе установки использована оптическая система спектрофотометра СФ-46 без выходной щели и с фокусирующей системой перед фотоприемной КМОП-матрицей SCMOS-00350KPA с фоточувствительной областью 480 × 640 пикселей и временем построчной регистрации 84 мкс. По быстродействию и разрешающей способности по длине волны (0.125 нм) установка существенно превосходит отечественные и зарубежные спектрометры IS3000-LED, Cary 100/300, Осеап Optic USB2000 и др. Экспериментально получены временные зависимости сдвига спектра красного SMD-светодиода FYLS-3528BURC в первые 40 мс после его включения при различных значениях рабочего тока. Полученные зависимости можно использовать для оценки тепловых параметров светодиодов.

#### **DOI:** 10.31857/S0032816221010122

#### **ВВЕДЕНИЕ**

По сдвигу спектра излучения светодиода или полупроводникового лазера после подачи тока накачки можно определить изменение температуры активной области светоизлучающей структуры [1—3] и оценить тепловые параметры светоизлучающего прибора.

Для исследования динамики изменения спектров оптического излучения в последнее время все чаще применяются многоэлементные фотоприемники на основе приборов с зарядовой связью и комплементарных металлооксидных полупроводниковых (КМОП) матриц [4, 5]. Современные спектрометры на основе многоэлементных фотоприемников (Cary 100/300, спектрометр IS3000-LED [6] и др.) имеют быстродействие порядка нескольких сотен миллисекунд, а разрешение по длине волны до 0.2 нм и не позволяют регистри-

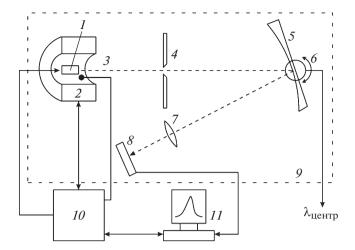
ровать быстро изменяющиеся спектры излучения светоизлучающих приборов.

Для исследования динамики сдвига спектра излучения светодиодов при их включении разработана экспериментальная установка на основе оптической системы спектрофотометра СФ-46 без выходной щели и с дополнительной фокусирующей системой, расположенной перед фотоприемной КМОП-матрицей.

#### МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В фотоприемных цифровых КМОП-камерах с "бегущим" затвором используется задержка считывания строк от начала записи кадра, при этом время задержки  $\tau_{shift}$  однозначно связано с номером строки:

$$\tau_{shift} = \frac{N}{N-1} (\tau_{RST} + \tau_{px} M_{px}),$$



**Рис. 1.** Структурная схема установки для измерения трансформации спектра излучения светодиода с помощью КМОП-матрицы. I — источник исследуемого излучения (светодиод); 2 — термостат; 3 — термопара; 4 — входная щель спектрофотометра; 5 — диспергирующая система; 6 — механическое поворотное устройство; 7 — фокусирующая система; 8 — фотоприемная КМОП-матрица; 9 — светонепроницаемый кожух; 10 — блок управления; 11 — компьютер.

где N — число строк в кадре;  $\tau_{RST}$  — время сброса;  $\tau_{px}$  — время считывания одного пикселя;  $M_{px}$  — количество пикселей в строке.

Существует круг задач, в которых необходимо, например, измерить одномерные распределения интенсивности оптического сигнала, и такое свойство КМОП-матриц, как временной сдвиг начала экспозиции строк, может оказаться полезным. Применение режима "бегущего" затвора КМОП-матриц позволяет использовать временную развертку для регистрации изменения спектра.

Этот эффект использован при исследовании переходных тепловых процессов в светодиодах по смещению спектра излучения [7]. Момент включения светодиода синхронизируют с началом считывания кадра, а изображения спектральных линий располагают перпендикулярно строкам КМОПматрицы. В результате каждый пиксель матрицы изображения будет содержать информацию об интенсивности J излучения определенного спектрального участка в заданный момент времени:

$$J(y \to t, x \to \lambda)$$
,

где y — номер строки матрицы, t — время, x — номер столбца матрицы,  $\lambda$  — длина волны спектра.

Для матрицы IBIS5-B-1300 размером 1024  $\times$  1280 пикселей типовое значение времени сдвига  $\tau_{shift}$  равно 35.574 мкс, для камеры Cubeternet GL-UPC822 UVC — 61 мкс, а для Z-Star SCMOS-00350KPA — 84 мкс. Таким образом, с использованием режима "бегущего" затвора современных фотоприемных КМОП-матриц можно получить

графики изменения интенсивности различных спектральных составляющих излучения светодиода с высоким временным и спектральным разрешением.

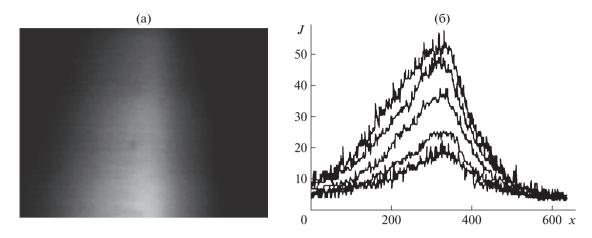
#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Структурная схема установки представлена на рис. 1. Установка состоит из источника *I* исследуемого излучения, размещенного внутри термостата *2*. Температура в непосредственной близости от корпуса исследуемого светодиода измеряется с помощью термопары *3*. Исследуемое излучение через прозрачное окно поступает на входную щель *4* и, далее, на диспергирующую систему *5*, где происходит разложение светового потока в спектр. Положение центральной длины волны (максимума интенсивности излучения) на изображении спектра устанавливается механическим поворотным устройством *6*.

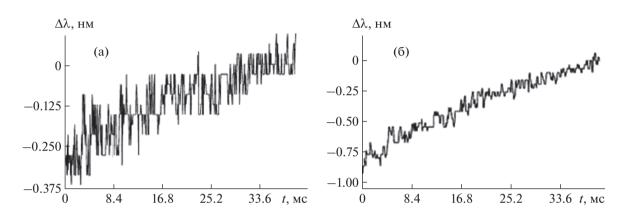
Полученное спектральное распределение входного излучения через фокусирующую систему 7 формирует изображение на фотоприемной КМОП-матрице  $\delta$ . Изображение спектра записывается и анализируется с помощью компьютера. Для исключения внешней засветки вся оптическая система помещена в светонепроницаемый кожух 9. Блок управления 10 по командам от персонального компьютера 11 задает ток или напряжение на светодиоде и поддерживает заданную температуру рабочей области. В установке использован поворотный механизм и часть оптической системы спектрофотометра СФ-46. Исследуемый светодиод фиксируется держателем в виде пинцета с изолированными игольчатыми контактами. Провода контактов выведены через теплоизоляционную пробку и подключены к блоку управления. Пробка плотно устанавливается в нагревательном элементе и дополнительно фиксируется прижимом.

Нагреватель позволяет верифицировать результаты измерений при различных значениях начальной температуры. Он изготовлен из двух алюминиевых цилиндров различного диаметра, между цилиндрами на изоляторах намотана нихромовая спираль и проложен теплоизоляционный материал. Выходное отверстие нагревателя закрыто кварцевым стеклом толщиной 1 мм.

Поворотный механизм дифракционной решетки позволяет установить положение центральной длины волны спектра и направить световой поток на фотоприемник через фокусирующую систему. Фокусирующая система состоит из коллиматора и длиннофокусного объектива и обеспечивает фокусировку изображения спектра входного излучения на фоточувствительную область КМОП-матрицы. Последняя представляет



**Рис. 2.** Изображение спектра излучения SMD-светодиода FYLS-3528BURC красного свечения при величине прямого тока  $8.58 \, \text{mA}$  (a) и распределения интенсивности J излучения светодиода по строкам через  $120 \, \text{строк}$  (б). x — номер пиксела в строке.



**Рис. 3.** Сдвиг спектра излучения при токе 5.9 мA (**a**) и 8.58 мA (**б**).

собой кристалл размером  $2.4 \times 1.8$  мм (1/6"), содержащий 480 строк по 640 пикселей в строке.

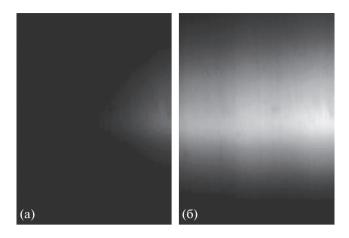
С персонального компьютера устанавливается необходимый режим работы матрицы: время накопления, автоматический/ручной баланс белого, яркость, контрастность, цветность, насыщенность, гамма-коррекция. Блок управления поддерживает заданную температуру в нагревателе. На исследуемом образце поддерживается постоянное значение тока или напряжения. Передача измеренных данных в персональный компьютер и прием команд от компьютера осуществляются через USB-интерфейс.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные на установке изображения спектра излучения SMD (Surface Mounted Device) светодиода FYLS-3528BURC красного свечения при значении прямого тока 8.58 мА приведены на рис. 2. В качестве фотоприемника использовалась КМОПматрица камеры Z-Star SCMOS-00350KPA. Время

накопления составило 0.4 мс; ширина входной щели равна 1.0 мм. Положение камеры было выбрано так, что в 640 пикселях строки помещалась полоса 80 нм, соответственно шаг составил 0.125 нм/пиксель.

На рис. 3 приведены графики смещения максимума спектра при токах 5.90 мА (рис. 3а) и 8.58 мА (рис. 3б) относительно установившегося режима. Для этого строилась зависимость максимума корреляционной функции первого  $R_1(y)$  и пятого  $R_5(y)$  кадров (установившийся режим) от координаты y, затем находилась их разность:  $\Delta x(y) = \max(R_1(y)) - \max(R_5(y))$ , где номер строки y принимает значения от 1 до 480. Такой подход позволяет получить зависимость смещения длины волны в максимуме спектра от времени. Согласно графикам, скорость этого смещения зависит от величины тока. Среднее значение скорости смещения спектра при токе 5.9 мА составило 775 нм/с, а при токе 8.58 мА — 2170 нм/с.



**Рис. 4.** Распределение интенсивности излучения светодиода после его включения при токе 18.53 мА:  $\mathbf{a}$  — первый кадр,  $\mathbf{6}$  — второй кадр.

На рис. 4 показаны два последовательных кадра, полученные без синхронизации с моментом включения светодиода, при токе 18.53 мА. Небольшие неоднородности яркости на кадре обусловлены, на наш взгляд, неоднородностями зеркала оптической системы.

На рис. 5 штриховой линией показаны временные зависимости смещения максимума спектра. Средняя скорость смещения центральной длины волны спектра излучения для первого кадра составила 64.70 нм/с, для второго -5.42 нм/с. Зависимость  $\Delta\lambda(t)$  на рис. 5а аппроксимирована функцией  $\Delta\lambda(t)$  [нм] = 0.338 - 1.685exp(-t/9.84), а на рис. 56 -функцией  $\Delta\lambda(t)$  [нм] = 0.0155 - 0.227exp(-t/12.75), где t, мс - время.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Характеристики светодиода, которые можно комплексно определить по одному кадру ( $\approx$ 30 мс) изображения спектра, полученному на описан-

ной выше установке, при подаче на образец ступеньки тока, показаны на рис. 6.

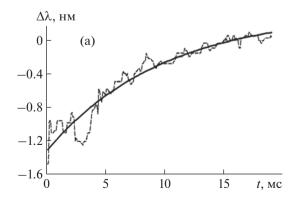
Кривая *1* на рис. 6 — график изменения интенсивности излучения. На уровень сигнала интенсивности излучения оказывают влияние следующие факторы: величина прямого тока светодиода [7]; время накопления фотоприемника (помимо уровня интенсивности излучения, этот параметр определяет еще и дискретность развертки спектра по времени); ширина входной оптической щели спектрофотометра [4]; спектральная и пространственная чувствительность фотоприемника; температура [8].

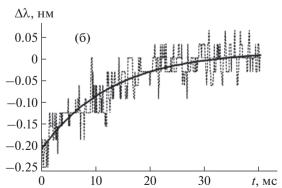
Границы спектра излучения по уровню  $0.1J_{\rm max}$  показаны на рис. 6 линией 2.

В результате саморазогрева гетероструктуры наблюдается расширение спектра со смещением его границ по уровню  $0.1J_{\rm max}$  как в коротковолновую, так и в длинноволновую область [1, 9, 10]. При этом, поскольку ширина запрещенной зоны полупроводников уменьшается с повышением температуры, в результате саморазогрева гетероперехода светодиода наблюдается сдвиг  $\Delta$  спектра в длинноволновую область. По сдвигу максимума спектра можно рассчитать изменение температуры перехода светодиода и оценить его тепловые параметры [11]. При задании импульсного рабочего тока через светодиод установка позволяет измерить тепловой импеданс светодиодов по способу, описанному в работе [12].

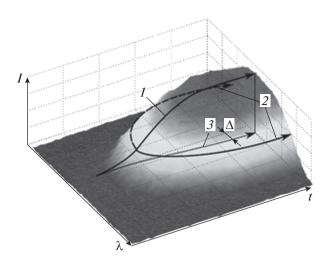
#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение режима "бегущего" затвора КМОП-матрицы позволяет регистрировать изменения интенсивности излучения, ширины и смещения центральной длины волны спектра излучения светодиода сразу же после его включения с временным разрешением порядка 40—100 мкс при разрешающей способности по длине волны 0.125 нм. При известном температурном коэффи-





**Рис. 5.** Графики сдвига максимума спектра излучения светодиода (штриховая линия) при токе 18.53 мA в начале свечения и их аппроксимирующие функции (сплошная линия): **a** — первый кадр, **б** — второй кадр.



**Рис. 6.** Изменение параметров спектра излучения светодиода (схематично) при подаче на светодиод ступеньки тока. I — график изменения интенсивности излучения  $J_{\max}(t)$  в максимуме спектра; 2 — граница спектра излучения по уровню  $0.1J_{\max}$ ; 3 — линия смещения  $\Delta(t)$  максимума спектра.

циенте центральной длины волны спектра излучения светодиода по сдвигу максимума спектра можно оперативно определить температуру перегрева гетероперехода светодиода при заданном рабочем токе и оценить тепловые параметры светодиода. Диапазон варьирования времен задержки определяется типом используемой фотоприемной КМОП-матрицы и не может задаваться произвольно, однако, учитывая простоту реализации, метод в ряде случаев является удобной альтернативой сложным инструментам для изучения динамики одномерных распределений оптической мошности.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках госзадания при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-07-00562 A).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Луценко Е.* // Полупроводниковая светотехника. 2011. № 2. С. 26.
- Gu Y., Narendran N. // Third International Conference on Solid State Lighting. Proceedings of SPIE 5187. 2004. C. 107. https://doi.org/10.1117/12.509752
- 3. *Тарасов С.А., Менькович Е.А., Пихтин А.Н.* Патент на изобретение № 2473149 РФ // Бюл. № 2. Опубл. 20.01.2013.
- 4. *Пергамент М.И.* Методы исследований в экспериментальной физике: Учебное пособие. Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2010.
- Горячев С.В., Исакаев Э.Х., Мясников М.И., Чиннов В.Ф. // Оптика и спектроскопия. 2008. Т. 105. № 6. С. 918.
- 6. Ухнов А.А. Автореф. Дисс. ... д-ра. техн. наук. СПб.: Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина), 2015.
- Новиков С.Г., Черторийский А.А., Беринцев А.В., Сергеев В.А. Патент на полезную модель № 154438 РФ // Бюл. № 24. Опубл. 27.08.2015.
- Шуберт Ф. Светодиоды / Под ред. А.Э. Юновича. М.: Физматлит, 2008.
- 9. Lee J.-C. // Optica Applicata. 2011. T. XLI.  $\mathbb{N}$  4. P. 911.
- 10. *Смирнов С.В., Саврук Е.В., Гончарова Ю.С.* // Доклады ТУСУРа. 2011. № 2(24). Ч. 2. С. 55.
- 11. *Сергеев В.А., Беринцев А.В., Черняков А.Е.* Патент на изобретение № 2609815 РФ // Бюл. № 4. Опубл. 06.02.2017.
- 12. *Сергеев В.А., Ульянов А.В.* Патент на изобретение № 2624406 РФ // Бюл. № 19. Опубл. 03.07.2017.

#### \_\_\_\_\_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ \_\_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 621.315.592

### ХОЛОДНЫЕ КАТОДЫ НА ОСНОВЕ СБОРКИ МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИН ДЛЯ МАЛОМОЩНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК

© 2021 г. 3. М. Хамдохов<sup>a</sup>, \*,  $\Gamma$ . В. Федотова $^{b}$ ,  $\Pi$ . С. Самодуров $^{b}$ , M. А. Шерметова $^{c}$ 

<sup>а</sup> Институт информатики и проблем регионального управления КБНЦ РАН Россия, 360000, Нальчик ул. И. Арманд, 37-а

<sup>b</sup> ООО Баспик
Россия, 362011, Владикавказ, ул. Николаева, 44-6

<sup>c</sup> НИУ МИЭТ
Россия, 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1

\*e-mail: hamdohov@mail.ru
Поступила в редакцию 19.02.2020 г.
После доработки 17.06.2020 г.
Принята к публикации 29.06.2020 г.

Описан простой и экономичный способ изготовления холодного катода (генератора электронов) для миниатюрного и маломощного рентгеновского излучателя. Автоэлектронный генератор содержит сборку из двух микроканальных пластин (м.к.п.) типа шеврон с эмиссионным углеродным слоем из токопроводящего клея Graphite 33, содержащего углеродные наноструктуры (у.н.с.). Рабочее напряжение не превышает 2000 В. Установлена зависимость выходного тока генератора электронов от расстояния между м.к.п. в сборке. Так, при увеличении зазора от 0.2 до 0.63 мм максимальная величина постоянного тока возрастает от 0.65 до 4 мкА, при дальнейшем увеличении зазора до 1.4 мм ток возрастает до 4.5 мкА. Установлено, что достижение максимального тока генератора электронов в импульсном режиме 53 мкА обеспечивается, если на первую в сборке м.к.п. со слоем у.н.с. на входном торце подавать импульсное напряжение амплитудой 800 В, частотой 2.3 кГц и скважностью 28, а на вторую м.к.п. — постоянное напряжение 1200 В, при этом зазор между м.к.п. в сборке равен 1.4 мм.

**DOI:** 10.31857/S0032816220060221

Изучению автоэмиссионных (холодных) катодов уделяется большое внимание в связи с перспективностью их использования в рентгеновских трубках. Авторы работы [1] предложили конструкцию маломощной рентгеновской трубки, в которой в качестве генератора электронного пучка используется одна или несколько включенных последовательно микроканальных пластин (м.к.п.). Известно, что стеклянная м.к.п. является электронным усилителем, содержащим большое число цилиндрических каналов с идентичными геометрическими размерами и вторично-эмиссионными свойствами. Постоянное рабочее напряжение стандартной м.к.п. составляет 400-1200 В, коэффициент усиления электронного потока – 100– 10000. Каналы м.к.п. обладают уникальным свойством самонасыщения, т.е. при увеличении входного тока выходной ток растет и достигает предельной величины. При приложении к торцам одиночной пластины или м.к.п.-сборки напряжения на неподвижном металлическом электроде, прижатом вплотную к торцу м.к.п., вследствие автоэлектронной эмиссии возникает сравнительно слабый электрический ток. В объеме м.к.п. эмиссионный ток умножается, и далее электронный поток с выходной поверхности м.к.п. попадает на анод.

Для работы полобного автоэмиссионного генератора электронов требуется приложить к м.к.п. напряжение до 3000 В при токе в несколько микроампер, так что рассеиваемая генератором мощность составит всего несколько милливатт. При этом, в отличие от традиционных рентгеновских трубок с подогревным катодом, в которых нити накаливания нагреваются при помощи отдельного источника тока, здесь требуется только источник напряжения и не предъявляются особые требования к охлаждению источника. Вместе с тем описанный в работе [1] прибор имеет существенный недостаток: напряжение на неподвижном электроде довольно велико, так как работа выхода электронов с гладкой внутренней поверхности электродов внутри м.к.п. довольно высока (от 2 до 5 эВ). Это накладывает ограничения на использование холодных катодов в рентгеновских трубках.

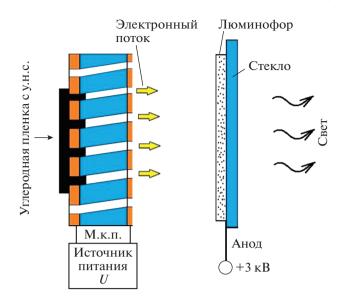


Рис. 1. Схема катода на основе м.к.п. с люминесцентным экраном.

В отличие от генератора электронов, описанного в [1], в работах [2, 3] предложена конструкция холодного катода на основе м.к.п., на торцевую поверхность которой нанесена автоэмиссионная углеродная пленка, содержащая углеродные наноструктуры (у.н.с.) - эмиссионные центры, т.е. эмиттером электронов служит углеродная пленка с у.н.с., а не металлический электрод. Благодаря низкой работе выхода электронов (<1 эВ) углеродные наноструктуры (графен, углеродные нанотрубки, нанографиты, наноалмазы) являются более перспективными материалами для создания холодных эмиссионных катодов. Их применение обеспечивает существенное снижение напряжения питания катода. Максимальный ток катода зависит в основном от количества и качества у.н.с., образовавшихся в углеродной пленке. Однако приготовление углеродной среды с высокими эмиссионными свойствами является сложной научно-технической задачей.

Цель данной работы — изучение возможности создания простого и экономичного источника холодных катодов для маломощных рентгеновских трубок на основе м.к.п. с эмиссионной средой из углеродных наноструктур, работающих при небольших токах и напряжениях. Нами предложен и описан ниже холодный катод на основе м.к.п. с эмиссионной пленкой из токопроводящего клея Graphite 33 бельгийского производства, который широко используется для создания контактов на твердых подложках [4].

Мы использовали пластины м.к.п. с контактами из хрома и с диаметром рабочей поверхности 18 мм и толщиной 0.3 мм (РСО-Алания, г. Владикавказ, ООО ВТЦ "Баспик"). Диаметр каналов в

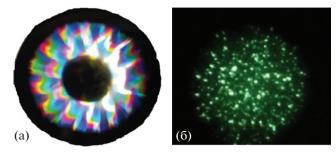


Рис. 2. Фотография углеродной пленки в центре м.к.п. (a) и ее автоэмиссионное изображение (б).

м.к.п. составлял 6 мкм, угол наклона каналов —  $5^{\circ}$ . На торцовую поверхность м.к.п. с помощью аэрозольного клея Graphite 33 наносили сплошной углеродный слой диаметром 7 мм и толщиной ~20 мкм. Для отжига лаковой составляющей пленку прогревали до 90°C на воздухе при атмосферном давлении в течение 1 ч. Схема катода на основе м.к.п. с люминесцентным экраном показана на рис. 1.

На рис. 2а приведена фотография углеродной пленки в центре м.к.п., а на рис. 26 – ее автоэмиссионное изображение.

Как показали измерения вольт-амперных характеристик катода, при приложении напряжений в диапазоне 600-1200 В на выходе катода возникает слабый электрический ток величиной до

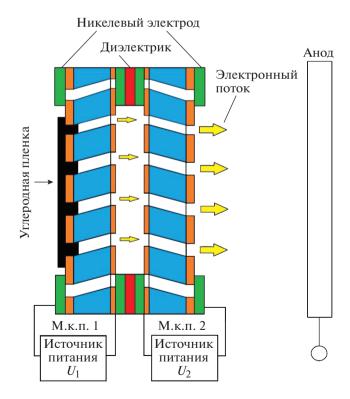
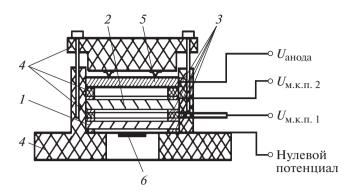


Рис. 3. Сборка из двух м.к.п. типа шеврон.



**Рис. 4.** Конструкция устройства из двух м.к.п. для выполнения исследований: 1- м.к.п. 1; 2- м.к.п. 2; 3- никелевое контактное кольцо; 4- изоляторы; 5- анод; 6- углеродная пленка.

десятых долей микроампер. Максимальный ток катода составил 0.2 мкА при напряжении 1200 В. Естественно было предположить, что источником автоэлектронов служат углеродные наноструктуры в графитовом слое клея Graphite 33.

Для увеличения выходного тока холодного катода мы предложили использовать сборку из двух м.к.п. типа шеврон. При шевронной сборке взаимное расположение каналов в м.к.п. имеет V-образную форму, как показано на рис. 3. При подаче напряжения на пластины сборки электронный поток, который возникает в первой пластине (м.к.п. 1) с эмиссионной углеродной пленкой из графитового клея, усиливается во второй пластине (м.к.п. 2) сборки, после чего подается на анод.

Конструкция катодного устройства, состоящего из двух м.к.п. с у.н.с. на входе м.к.п. 1 показана схематически на рис. 4.

На рис. 5 приведены фотографии устройства в корпусе из фторопласта (рис. 5а) и контактного кольца из никеля (рис. 5б) толщиной 0.2 мм. Схема установки для измерения эмиссионного тока катода из двух м.к.п. представлена на рис. 6.

Измерения тока проводились в вакуумной камере при давлении порядка  $10^{-6}$  Торр. Анодом служила пластинка из нержавеющей стали X20H80 диаметром 18 мм и толщиной 0.3 мм. Расстояние d между м.к.п. на первом этапе измерения тока составляло 0.2 мм, напряжение на м.к.п. 2-1200 В. Результаты измерения зависимости тока катода  $I_{\rm A}$  от напряжения  $U_{\rm I}$  на м.к.п. 1 представлены ниже:

$U_1$ , B	655	667	677	689	700	710	740	750	764	774	786	800
$I_{\rm A}$ , мк ${ m A}$	0.09	0.09	0.1	0.12	0.13	0.15	0.35	0.39	0.45	0.53	0.55	0.65

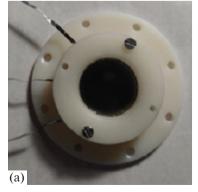
Согласно приведенным данным, при максимальном напряжении  $U_1 = 800$  В ток катода достигает  $I_A = 0.65$  мкА.

Далее было обнаружено, что при указанных выше напряжениях на м.к.п. 1 и м.к.п. 2 увеличение расстояния между пластинами до 0.63 мм приводит к росту тока до 4 мкА, а при последующем увеличении расстояния до 1.4 мм ток возрастает до 4.5 мкА.

Также был измерен максимальный ток генератора электронов при работе в импульсном режиме при следующих условиях: на м.к.п. 1 подавали импульсы напряжения амплитудой 800 В, частотой 2.3 кГц и скважностью 28, а на м.к.п. 2 — постоянное напряжение 1200 В. При этом величина зазора между пластинами была равна 1.4 мм. Максимальный ток в импульсном режиме составил 53 мкА.

Таким образом, предложен простой и экономичный способ изготовления холодного катода (генератора электронов) на основе сборки двух м.к.п. типа шеврон с эмиссионным углеродным слоем из токопроводящего клея Graphite 33. Генератор электронов может быть использован для питания миниатюрного маломощного рентгеновского излучателя и не требует источника высоких напряжений (достаточно рабочего напряжения до 2000 В).

Использование слоя графитового клея Graphite 33 в качестве автоэмиссионного источника хо-





**Рис. 5.** Фотографии:  $\mathbf{a}$  — катода из двух м.к.п.,  $\mathbf{6}$  — никелевого контактного кольца.

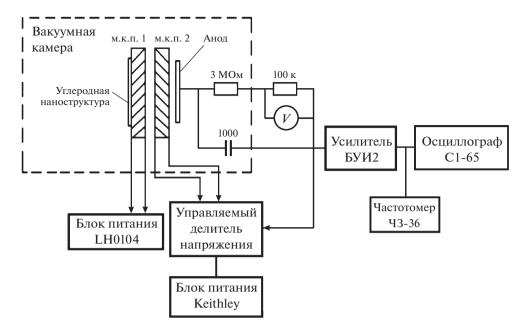


Рис. 6. Схема установки, предназначенной для измерения эмиссионного тока.

лолного катола позволяет значительно снизить стоимость холодного катода на основе м.к.п. и упростить технологию его изготовления, при этом применение сборки из двух м.к.п. дает возможность заметно увеличить выходной ток катода. Если нанести на торец м.к.п. сплошной углеродный слой, по толщине превышающий диаметр канала, то он перекроет каналы м.к.п. При этом глубина проникновения пленки в канал будет примерно равна диаметру канала. При использовании для напыления тонкой пленки каналы не закроются. Для создания электрического контакта на сплошную углеродную пленку в работе [3] осаждали слой меди, поскольку коэффициент диффузии углерода в меди крайне низкий. В нашем эксперименте углеродный слой не контактирует непосредственно с контактом, т.е. с кольцевым электродом из никеля.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Elam W.T., Kelliher W.C., Hershyn W., Delong D.P.* Patent US № 8081734B2, Dec. 20, 2011.
- Khamdokhov Z.M., Margushev Z.Ch., Khamdokhov E.Z., Teshev R.Sh., Bavizhev M.D. // Semiconductors. 2019. V. 53. № 15. P. 63. https://doi.org/10.1134/S1063782619150090
- 3. *Хамдохов З.М., Маргушев З.Ч., Хамдохов Э.З., Тешев Р.Ш., Бавижев М.Д.* // Изв. вузов. Электроника. 2018. Т. 23. № 6. С. 630. https://doi.org/10.24151/1561-5405-2018-23-6-630-63
- 4. https://supply24.online/oborudovanie\_masterskih/himicheskie-preparaty/zaschitnye-i-ekraniruyuschie-obolochki/tokoprovodyaschee-pokrytie-kontakt-chemie-33-200

#### \_\_\_\_\_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ \_\_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 534.231.1

#### ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ОБЪЕМНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН, ОБУСЛОВЛЕННЫХ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА

© 2021 г. Р. Г. Крышталь<sup>а</sup>, А. В. Медведь<sup>а,\*</sup>

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

\*e-mail: avm@ms.ire.rssi.ru Поступила в редакцию 10.03.2020 г. После доработки 29.07.2020 г. Принята к публикации 19.08.2020 г.

Динамический магнонный кристалл, созданный поверхностной акустической волной, распространяющейся в структуре ГГГ—ЖИГ (галлий-гадолиниевый гранат—железоиттриевый гранат), используется для измерения дисперсии объемных магнитостатических волн, обусловленных магнитной анизотропией в пленке ЖИГ. Такие волны, называемые анизотропно-дипольными магнитостатическими волнами (а.д.м.с.в.), могут распространяться вместе с поверхностными спиновыми волнами в пленках ЖИГ, помещенных в тангенциальное магнитное поле. Экспериментально показано, что в пленках, выращенных методом жидкофазной эпитаксии и не подвергнутых какой-либо дополнительной обработке, существуют а.д.м.с.в. с положительным законом дисперсии. В пленках, подвергнутых дополнительной обработке при нанесении пьезоэлектрической пленки окиси цинка или при бомбардировке ионами бора, закон дисперсии а.д.м.с.в. отрицателен.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010304

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Концепция "магнонные кристаллы", введенная в [1-3], плодотворно используется с начала XXI века при изучении магнитных волн и их применений для создания датчиков и устройств обработки сигналов. Обзорные статьи (см., например, [4-7]) дают представление о современном состоянии исследований в этой области.

В работе [8] описаны результаты исследования динамических магнонных кристаллов (д.м.к.), создаваемых поверхностной акустической волной (п.а.в.) в слоях железоиттриевого граната (ЖИГ). На основе концепции таких д.м.к. недавно были предложены и экспериментально исследованы некоторые устройства и методы обработки сигналов для измерения параметров поверхностных магнитостатических спиновых волн (п.м.с.в.) в структурах с пленками ЖИГ [9, 10]. Пленки ЖИГ широко использовались для изучения различных явлений в магнонике и для создания спин-волновых устройств в течение нескольких десятилетий и до настоящего времени [11–16]. Однако не все аспекты этих явлений в реальных пленках ЖИГ были изучены, особенно в экспериментальном плане.

Как правило, в экспериментах используются пленки ЖИГ, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) кристаллографического среза (111). Как было показано ранее теоретически [17—19], в таких пленках в тангенциальном магнитном поле, кроме п.м.с.в. Деймона—Эшбаха [20], могут распространяться объемные магнитостатические спиновые волны с положительным законом дисперсии. Спектр этих волн примыкает к спектру п.м.с.в. снизу, а их волновые векторы параллельны волновым векторам п.м.с.в. Существование этих волн обусловлено кристаллографической магнитной кубической анизотропией, присущей эпитаксиальным пленкам ЖИГ.

В теоретической работе [21] была показана возможность существования в тангенциально намагниченных пленках ЖИГ объемных магнитостатических спиновых волн за счет магнитной анизотропии другого типа — одноосной анизотропии. Такие волны в [21] были названы "анизотропно дипольными магнитостатическими волнами" (а.д.м.с.в.). По аналогии мы будем называть а.д.м.с.в. все волны, возникающие из-за магнитной анизотропии любого типа, в том числе кубической анизотропии.

Как показано в [21], а.д.м.с.в. из-за одноосной анизотропии имеют отрицательный закон дисперсии, в отличие от а.д.м.с.в. из-за кубической анизотропии, которые имеют положительный закон дисперсии. Таким образом, объемные а.д.м.с.в. из-за кубической анизотропии являются прямыми объемными магнитостатическими спиновыми волнами, а а.д.м.с.в. из-за одноосной анизотропии являются обратными объемными магнитостатическими спиновыми волнами.

Экспериментально, насколько нам известно, а.д.м.с.в. непосредственно не наблюдались. Это, по-видимому, связано с некоторыми экспериментальными трудностями в возбуждении и приеме таких волн, которые имеют значительно меньшую групповую скорость и занимают более узкий частотный диапазон по сравнению с п.м.с.в. Единственные экспериментальные подтверждения существования таких магнитостатических волн, индуцированных магнитной анизотропией, были получены в [22, 23].

В работе [22] в пленках ЖИГ наблюдалось неупругое рассеяние п.м.с.в. на п.а.в. с преобразованием рассеянной волны в объемную магнитостатическую волну, обусловленную анизотропией. В работе [23] при изучении влияния магнитной анизотропии на свойства д.м.к., создаваемого п.а.в. в пленках ЖИГ, было показано, что именно существование а.д.м.с.в. приводит к появлению дополнительных запрешенных магнонных зазоров для п.м.с.в. в таком магнонном кристалле.

Насколько нам известно, дисперсионные характеристики а.д.м.с.в. не измерялись экспериментально. В [24] была предложена методика использования д.м.к. для измерения дисперсии п.м.с.в. в пленках ЖИГ.

В данной статье метод, основанный на свойствах д.м.к., будет использоваться для экспериментальной оценки дисперсионных характеристик объемных а.д.м.с.в., возникающих как из-за кубической, так и из-за одноосной магнитной анизотропии в различных пленках ЖИГ. Однако в отличие от [24], где были измерены частотные зависимости отраженных п.м.с.в. в запрещенных зонах д.м.к., в данной статье измеряются частотные зависимости магнонных запрещенных зон для проходящих п.м.с.в.

Было обнаружено, что а.д.м.с.в. с положительной дисперсией могут существовать в пленках ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ с кристаллографическим срезом (111) и не подвергавшихся потом какойлибо дополнительной обработке, а.д.м.с.в. с отрицательной дисперсией могут существовать в этих пленках ЖИГ, подвергавшихся дополнительной технологической обработке при напылении пленок оксида цинка на их поверхности [8]. Полученные результаты сопоставлены с существующей теорией. Предложенный метод использовался также для исследования д.м.к. с пленкой ЖИГ, подвергнутой бомбардировке ионами бора, и в таких пленках было обнаружено существование а.д.м.с.в. с отрицательным законом дисперсии.

Отметим, что именно такие образцы структур ГГГ–ЖИГ были специально выбраны в наших экспериментах, чтобы показать работоспособность предложенной методики для измерения дисперсии как с положительным, так и с отрицательным зако-HOM.

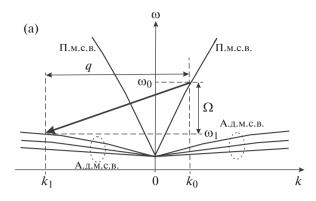
#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

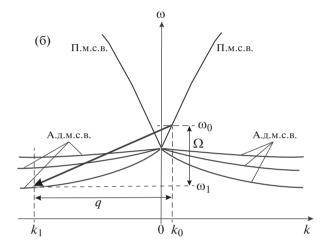
Экспериментальная методика измерения характеристик п.м.с.в., распространяющихся в пленках ЖИГ с использованием свойств д.м.к., была предложена в [24]. Этот метод основан на измерениях отраженных п.м.с.в., когда частота падающей п.м.с.в. попадает в полосу частот магнонной запрещенной зоны. Этот метод был разработан для случая, когда падающая и отраженная магнитостатические волны на частотах магнонной щели в д.м.к. являются поверхностными модами. Для п.м.с.в. в д.м.к. в этом случае существуют "нормальные" магнонные щели, как они были названы в [24].

В [24] показано, что магнитная анизотропия в пленках ЖИГ приводит к появлению "дополнительных" магнонных запрещенных зон для п.м.с.в. Когда п.м.с.в. распространяется в таком д.м.к., на частотах этих дополнительных магнонных запрещенных зон падающие п.м.с.в. преобразуются в а.д.м.с.в. Концепция д.м.к. основана на явлении неупругого рассеяния п.м.с.в. на п.а.в. [8], и основные уравнения, лежащие в основе метода измерения дисперсии в д.м.к., такие же, как те, которые используются для описания явления неупругого рассеяния [25]:

$$\omega_0 = \omega_1 + \Omega, \quad k_0 = k_1 + q, \tag{1}$$

где  $\omega_0$  и  $k_0$ ,  $\omega_1$  и  $k_1$ ,  $\Omega$  и q — круговые частоты и волновые числа падающих п.м.с.в., отраженной магнитостатической волны и п.а.в. соответственно. Здесь предполагается, что частоты п.а.в. значительно ниже, чем частоты магнитостатических спиновых волн и частота магнитоакустического резонанса [26, 27]. Для определенности мы рассмотрим только ситуацию, когда падающие п.м.с.в. и п.а.в. распространяются коллинеарно в одном направлении. Значения  $\omega_0$  и  $\Omega$  измеряются непосредственно в эксперименте, q определяется из отношения  $\Omega/v$ , где v — фазовая скорость п.а.в. в исследуемой структуре ЖИГ-ГГГ. Методика построения дисперсионной кривой для п.м.с.в., когда отраженная спиновая волна и падающая волна являются поверхностными, описана в [24].

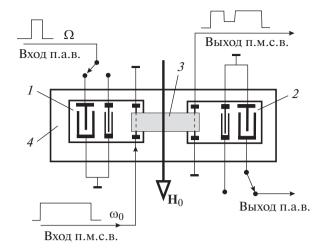




**Рис. 1.** Схема возможных преобразований п.м.с.в. в д.м.к.:  $\mathbf{a}$  — преобладает кубическая анизотропия,  $\mathbf{6}$  — преобладает магнитная одноосная анизотропия.

Теперь мы будем иметь в виду, что отраженные магнитостатические спиновые волны могут быть не только поверхностными волнами. На рис. 1 схематически показаны возможные преобразования волн в д.м.к. в соответствии с выражениями (1) с учетом влияния магнитной анизотропии кубической (рис. 1а) и одноосной (рис. 1б). Диаграммы показывают случаи, когда падающие п.м.с.в. преобразуются в одну из возможных мод а.д.м.с.в.

Используя ранее измеренную дисперсионную кривую п.м.с.в. и зная частоты дополнительных магнонных запрещенных зон (см. рис. 1), можно построить дисперсионные кривые а.д.м.с.в. Следует отметить, что экспериментальный метод, разработанный для построения дисперсионных кривых для п.м.с.в., не может быть применен к построению дисперсионных кривых а.д.м.с.в. Эта методика основана на измерении отраженных п.м.с.в., возникающих при распространении падающих п.м.с.в. на частоте "нормальной" магнонной запрещенной зоны. В случае "дополнительных" магнонных зон (как и в случаях, изоб-



**Рис. 2.** Конфигурация экспериментального образца и структурная схема измерения частоты магнонных запрещенных зон как функции частоты п.а.в.  $\omega_0(\Omega)$  в д.м.к. 1, 2 — опорные пластины YZ-LiNbO<sub>3</sub> с встречно-штыревыми преобразователями и антеннами; 3 — образец ЖИГ—ГГГ; 4 — держатель.

раженных на рис. 1) отраженную волну измерить не удавалось [23].

Конфигурация образцов и структурная схема установки для измерения частоты магнонных запрещенных зон в зависимости от частоты п.а.в.  $\omega_0(\Omega)$  в структурах ЖИГ $-\Gamma\Gamma\Gamma$  приведены на рис. 2.

В нашей работе исследовались структуры с пленками ЖИГ толщиной от 4 до 16 мкм на подложке ГГГ толщиной 500 мкм кристаллографической ориентации (111) с различной технологической предысторией: 1) пленки ЖИГ, выращенные методом жидкофазной эпитаксии и не подвергавшиеся какой-либо дополнительной технологической обработке; 2) подвергавшиеся технологической обработке в процессе катодного осаждения на них пьезоэлектрических пленок ZnO, которые затем стравливались в азотной кислоте; 3) подвергавшиеся ионной бомбардировке ионами бора. Планарные размеры структур ЖИГ—ГГГ 14 × 4 мм.

Так называемая "мостиковая" методика использовалась для возбуждения п.а.в. в исследуемых структурах, как описано в [8]. П.а.в. возбуждались встречно-штыревыми преобразователями (в.ш.п.), изготовленными методом фотолитографии на опорных пластинах YZ-LiNbO<sub>3</sub>. Затем п.а.в. проходили через специально созданный акустический контакт в исследуемую структуру. П.а.в. из исследуемой структуры через другой акустический контакт поступала на выходной в.ш.п. Для расширения диапазона рабочих частот п.а.в. на пьезоэлектрических опорных пластинах были изготовлены два в.ш.п. с разными центральными частотами (обычно 30 и 80 МГц). Рабочая ширина полосы частот в.ш.п. составляла ~20%. Суммар-

ные вносимые потери акустического канала (с исследуемой структурой), измеренные в 50-омной цепи с согласующими индуктивностями, не превышали 30 дБ.

Планарные проводники-антенны использовались для возбуждения и приема п.м.с.в., как в работах [8]. Они представляли собой алюминиевые полоски шириной 20 мкм и толшиной 0.5 мкм. изготовленные методом фотолитографии вместе с в.ш.п. на поверхности опорных пластин вблизи их краев так, чтобы эти антенны попадали под исследуемые структуры вблизи их концов при наложении на опорные пластины (см. рис. 2). Требуемый акустический контакт между опорными пластинами и структурами ЖИГ-ГГГ достигался с помощью пленки вакуумного масла. Исследуемые структуры ЖИГ-ГГГ были установлены на пьезоэлектрических опорных пластинах в держателе и помещены в касательное магнитное поле 640 Э, создаваемое постоянным магнитом (см. рис. 2). Расстояние между антеннами составляло 10 мм.

Измерялись зависимости частот дополнительных магнонных запрешенных зон от частоты п.а.в. Измерения проводились в импульсном режиме, что позволило более точно заметить изменение уровня прохождения п.м.с.в. при попадании частот падающей п.м.с.в. в полосу частот запрещенных магнонных зон. Длительность импульса п.а.в. составляла 2-5 мкс, длительность импульсов п.м.с.в. -15-20 мкс. Импульсный режим возбуждения п.а.в. также позволяет в десятки раз увеличить допустимую мощность п.а.в. по сравнению с непрерывным режимом при измерениях (при необходимости), предотвращая нагрев структур и разрушение масляной пленки в акустических контактах между опорными пластинами и структурами ЖИГ-ГГГ. Импульсы, возбуждающие п.а.в. и п.м.с.в., были синхронизированы определенным образом, так что импульс п.а.в. проходил в образце в то время, когда и импульс п.м.с.в. распространялся в нем. Частота повторения импульсов находилась в диапазоне 40-200 Ги.

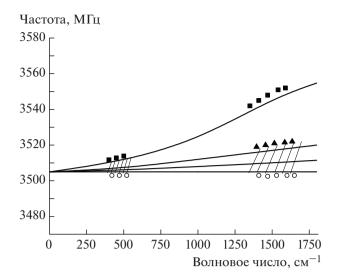
На рис. 2 также показаны подсоединения образца к внешним цепям и формы сигналов — огибающие высокочастотных импульсных сигналов, подаваемых и снимаемых с портов образца при измерениях. Измерения проводятся следующим образом. Для каждой частоты п.а.в. выбирается частота п.м.с.в., при которой "провал", возникающий на выходном импульсе п.м.с.в. и создаваемый импульсом п.а.в., имеет максимальную глубину (см. на рис. 2 импульс вверху справа). Изменяя частоту  $\Omega$ , измерялась зависимость  $\omega_0(\Omega)$  и строились дисперсионные кривые на основе (1), см. рис. 1.

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В образцах д.м.к. на основе структур ЖИГ-ГГГ, которые не подвергались дополнительной обработке, наблюдалось несколько магнонных запрешенных зон, как в [23]: "нормальные" и дополнительные запрещенные зоны, на частоте которых падающие п.м.с.в. преобразуются в а.д.м.с.в. Измерения на частотах нормальной запрещенной зоны были использованы для построения дисперсионных кривых п.м.с.в. [10]. Измерения на частотах дополнительных запрещенных зон используются здесь для построения дисперсионных кривых объемных а.д.м.с.в. с использованием экспериментальной методики, описанной выше в предыдущем разделе. В образцах с пленками ЖИГ толщиной более 5-7 мкм наблюдалось несколько дополнительных запрещенных зон.

На частоте одной из этих дополнительных запрещенных зон (обычно на самой высокой частоте) снижение уровня выходного сигнала п.м.с.в. пол лействием п.а.в. было максимальным. Так. "провал" на выходном импульсе п.м.с.в. достигал >20 дБ при мощности п.а.в. 10-20 мВт на частоте п.а.в. 80 МГц. На частотах других дополнительных магнонных запрещенных зон провалы на импульсе п.м.с.в. были значительно слабее (~3-5 дБ), и сами эти провалы были размыты и расположены близко друг к другу по частоте. Поэтому в эксперименте, когда не удавалось четко различить отдельные провалы, фиксировались частоты возникновения первого и последнего провалов, т.е. частотная зона, в которой фиксировалось снижение уровня п.м.с.в. под действием п.а.в. Дополнительная магнонная запрещенная зона в образцах с пленками ЖИГ толщиной менее 5 мкм наблюдалась только на одной частоте.

На рис. 3 приведены расчетные дисперсионные кривые первых нескольких мод объемных а.д.м.с.в. (сплошные линии) [18, 19] и нескольких фрагментов дисперсионных кривых а.д.м.с.в. (точки), полученных из экспериментальных измерений по предложенной методике для пленки ЖИГ толщиной 15.7 мкм. В расчетах были приняты значения параметров пленок ЖИГ: намагниченность насыщения  $4\pi M_0 = 1760 \, \Gamma c$ , гиромагнитное отношение  $\gamma = 2.8 \text{ M}\Gamma \text{ц}/\Theta$ , первая константа кубической анизотропии  $k_1/M_0 = -42$  Э. Из рис. 3 видно, что получено удовлетворительное согласие между рассчитанными кривыми и экспериментом. Несколько более широкий частотный диапазон дисперсионных кривых, наблюдаемый в эксперименте по сравнению с расчетом, можно объяснить, по-видимому, тем, что в экспериментальной методике построения дисперсионных кривых не учитывается затухание волн, а также возможная неоднородность пленок ЖИГ. Результаты эксперимента, представленные на рис. 3,

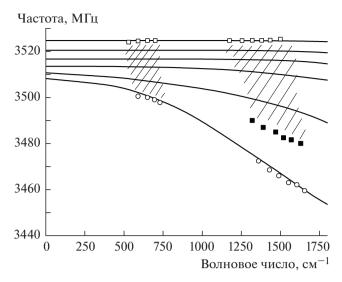


**Рис. 3.** Кривые дисперсии объемной а.д.м.с.в. в пленке ЖИГ толщиной 15.7 мкм, выращенной методом жидкофазной эпитаксии без какой-либо дополнительной технологической обработки. Сплошные линии — несколько первых мод, рассчитанных из [18] для значения первой константы кубической анизотропии  $k_1/M_0 = -42$  Э. Точки — фрагменты дисперсионных кривых, полученные из эксперимента. Заштрихованные зоны показывают области, где трудно различить отдельные ветви кривых в экспериментах.

подтверждают существование в тангенциально намагниченных пленках ЖИГ объемных а.д.м.с.в. с положительным законом дисперсии, обусловленных кубической магнитной анизотропией.

Два типа магнонных щелей — запрещенных зон (нормальная и дополнительная) также наблюдались в образцах д.м.к. с пленками ЖИГ, подвергавшихся дополнительной обработке в процессе осаждения ZnO. Преобразование п.м.с.в. в а.д.м.с.в. на частотах дополнительных магнонных зон схематически было показано на рис. 1б. На рис. 4 представлены результаты эксперимента (точки), обработанные предлагаемым способом для образца с пленкой ЖИГ толщиной 9.1 мкм. Из этих результатов следует, что закон дисперсии для этих а.д.м.с.в., возникающих при преобразовании из п.м.с.в., отрицателен, а процесс осаждения пленки ZnO приводит к появлению одноосной анизотропии в пленке ЖИГ. Удовлетворительное согласие с экспериментом (по крайней мере, общих границ всех магнонных зон) дает расчет дисперсионных зависимостей а.д.м.с.в. с учетом неоднородного обмена [21].

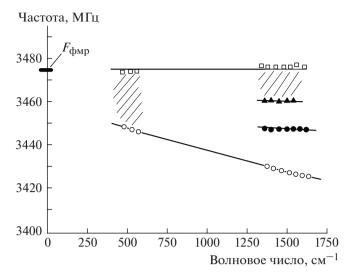
На рис. 4 представлены также результаты расчетов для первых нескольких мод а.д.м.с.в. (сплошные линии) с учетом неоднородного обменного взаимодействия, приводящего к увеличению частотных интервалов между модами [21]. В расчете использовались следующие значения параметров: постоянная неоднородного обмена  $\alpha = 3.3 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup> [21],



**Рис. 4.** Дисперсионные кривые а.д.м.с.в. в эпитаксиальной пленке ЖИГ толщиной 9.1 мкм, подвергавшейся дополнительной обработке при осаждении ZnO. Сплошные линии — расчет [21] с учетом неоднородного обмена, с параметрами  $\alpha=3.3\cdot10^{-11}$  см² (приведены ветви расщепления дисперсионной кривой  $n=0,1,2,\ldots$ , ветвь n=0 соответствует нижней кривой), с константой одноосной анизотропии  $\beta=0.8$  и углом наклона анизотропии  $\Theta=28^\circ$ . Заштрихованные зоны показывают области, где трудно различить отдельные ветви кривых в экспериментах.

константа одноосной анизотропии  $\beta=0.8$ , угол наклона оси анизотропии  $\Theta=28^\circ$ . Значения остальных параметров пленки ЖИГ, использованных при расчете, были такими же, как и при расчетах для рис. 3. Из рис. 4 видно, что учет неоднородного обмена позволяет объяснить экспериментальный факт расширения частотной зоны существования а.д.м.с.в. в таких образцах. Следует отметить, что экспериментальные результаты для образцов, ранее имевших пленку ZnO, не изменялись, если пленка ZnO и не стравливалась, а п.а.в. возбуждалась с помощью в.ш.п., нанесенного на пленку ZnO [8].

Предложенный метод построения дисперсионных кривых объемного а.д.м.с.в. был использован для исследования дисперсии волн в структурах с пленками ЖИГ, подвергавшихся бомбардировке ионами бора. Пленка ЖИГ толщиной 5.1 мкм в этой структуре была выращена методом жидкофазной эпитаксии на подложке ГГГ кристаллографического среза (111). Ионы бора имели энергию 100 кэВ, доза составляла 1.9 · 10<sup>4</sup> 1/см<sup>2</sup>. На рис. 5 приведены результаты измерения дисперсии в образце д.м.к. с такой пленкой ж.и.г. Качественно сравнив результаты, представленные на рис. 4 и 5, можно сделать вывод, что в таком д.м.к. существуют а.д.м.с.в. с отрицательным законом дисперсии и само бомбардирование при-



**Рис. 5.** Фрагменты дисперсионных кривых объемных а.д.м.с.в., измеренных в д.м.к. с пленкой ЖИГ толщиной 5.1 мкм после бомбардировки ионами бора. Заштрихованные зоны показывают области, где трудно различить отдельные ветви кривых в экспериментах.  $F_{\rm dmp}$  — частота ферромагнитного резонанса в образце.

водит к появлению одноосной магнитной анизотропии в пленке ЖИГ. Адекватный расчет распространения а.д.м.с.в. в таких структурах затруднен, так как параметры материала после ионной бомбардировки не были известны.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена методика построения дисперсионных зависимостей для объемных а.д.м.с.в. Методика основана на свойствах д.м.к., в частности, на зависимости частоты дополнительных магнонных запрещенных зон от частоты п.а.в. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о существовании объемных а.д.м.с.в. с положительным законом дисперсии в пленках ЖИГ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках ГГГ кристаллографического среза (111) с преобладанием кубической магнитной анизотропии в материале. А.д.м.с.в. с отрицательной дисперсией могут существовать в пленках ЖИГ, которые подвергались дополнительной технологической обработке при напылении на их поверхности пленок оксида цинка или подвергались бомбардировке ионами бора. Экспериментальные результаты были сопоставлены, где это было возможно, с теорией. В большинстве случаев получено удовлетворительное согласие. Предложенная методика может быть полезна при изучении спин-волновых возбуждений в магнитных материалах.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Vasseur J.O., Dobrzynski L., Djafari-Rouhani B. // Phys. Rev. 1996. V. B54. P. 1043 https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.1043
- 2. *Puszkarski H., Krawczyk M.* // Phys. Lett. 2001. V. A282. № 1. P. 106. https://doi.org/10.1016/S0375-9601(01)00163-3
- 3. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В., Климов А.А., Тайад Ф., Пресманес Л., Бонин К., Цай Ч.С., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. № 10. С. 670.
- Serga A.A., Chumak A.V., Hillebrands B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264002. https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002
- Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. P. 264001. https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264001
- Lenk B., Ulrichs H., Garbs F., Munzenberg M. // Phys. Rep. 2011. V. 507. P. 107. https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.06.003
- Krawczyk M., Grundler D. // J. Phys.: Condens. Matter. 2014. V. 26. P. 123202. https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/12/12302
- Kryshtal R.G., Medved A.V. // Appl. Phys. Lett. 2012.
   V. 100(19). P. 192410. https://doi.org/10.1063/1.4714507
- 9. *Крышталь Р.Г., Кундин А.П., Медведь А.В.* // ПТЭ. 2019. № 1. С. 46. https://doi.org/10.1134/S0032816219010154
- 10. *Крышталь Р.Г., Медведь А.В.* // ПТЭ. 2019. № 6. С. 98. https://doi.org/10.1134/S0032816219060119
- Ishak Waguih S. // Proceedings of the IEEE. 1988.
   V. 76(2). P. 171. https://doi.org/10.1109/5.4393

- Chumak A., Serga A., Hillebrands B. // Nat Commun. 2014. V. 5. P. 4700. https://doi.org/10.1038/ncomms5700
- 13. *Chumak A.V., Serga A.A., Hillebrands B.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 50 (24). P. 244001.
- 14. Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Stognij A.I., Novitski N.N., Nikitov S.A. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99(5). P. 054424. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.054424
- Lin Y., Jin L., Zhang H., Zhong Z., Yang Q., Rao Y., Li M. // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2020. V. 496. P. 165886. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.165886
- Frey P., Nikitin A.A., Bozhko D.A., Bunyaev S.A., Kakazei G.N., Ustinov A.B., Kalinikos B., Ciubotaru F., Chumak A., Wang Qi, Tiberkevich V., Hillebrands B., Serga A. // Communications Physics. 2020. V. 3(1). P. 1. https://doi.org/10.1038/s42005-020-0281-y
- Schneider B. // Phys. Status Solidi. 1972. V. B51 (1). P. 325.
- 18. *Берегов А.С.* // Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника. 1984. Т. 27. № 10. С. 9.

- 19. Зависляк И.В., Талалаевский В.М., Чевнюк Л.В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 319.
- Damon R.W., Eshbach J.R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. P. 308. https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5
- 21. *Галкин О.Л.*, *Зильберман П.Е.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 17. С. 1077.
- 22. Крышталь Р.Г., Медведь А.В., Никитин И.П., Дробязко И.Б. // ЖТФ. 1986. Т. 56. С. 1835.
- Kryshtal R.G., Medved A.V. // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2017. V. 426. P. 666. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.10.148
- Kryshtal R.G., Medved A.V. // J. Magnetism and Magnetic Materials. 2019. V. 491. P. 165599. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.165599
- 25. *Попков А.Ф.* // Физика металлов и металловедение. 1985. Т. 59. С. 632.
- 26. *Туров. Е.А., Ирхин Ю.П.* // Физика металлов и металловедение. 1956. Т. 3. С. 15.
- Kittel C. // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 836. https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.836

#### \_\_\_\_\_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, \_\_\_\_ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УЛК 616-71

## РАДИОЧАСТОТНЫЕ КАТУШКИ ДЛЯ МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОГО МИКРОСКОПА НА ОСНОВЕ БЕЗГЕЛИЕВОГО ТОМОГРАФА С ПОЛЕМ 1.5 Тл

© 2021 г. Е. И. Демихов<sup>а,\*</sup>, А. В. Протопопов<sup>а</sup>, Д. С. Дмитриев<sup>а</sup>, А. Н. Багдинова<sup>а,\*\*</sup>, В. В. Лысенко<sup>а</sup>, А. С. Рыбаков<sup>а</sup>, М. В. Константинов<sup>а</sup>, Д. А. Ивлев<sup>а</sup>, В. И. Буякас<sup>а</sup>, А. А. Гиппиус<sup>а</sup>

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

\*e-mail: edemikhov@gmail.com

\*\*e-mail: anna.bagdinova@gmail.com
Поступила в редакцию 29.06.2020 г.
После доработки 16.07.2020 г.
Принята к публикации 18.08.2020 г.

Разработаны радиочастотные катушки для изучения малых объектов с использованием магнитнорезонансного микроскопа с полем 1.5 Тл. Получено изображение мозга крысы высокой диагностической ценности. Предложенный подход может быть использован при создании микроскопа на основе ядерного магнитного резонанса.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010067

#### **ВВЕДЕНИЕ**

В последнее время магнитно-резонансная томография (м.р.т.) развивается одновременно по многим направлениям, одно из которых — улучшение пространственной разрешающей способности. Этим, в частности, объясняется разработка томографов со сверхсильными магнитными полями, вплоть до 7 Тл. Однако одного увеличения магнитного поля еще недостаточно для продвижения в субмиллиметровую область пространственного разрешения: чем меньше излучающий объем, тем слабее индукционный сигнал и тем более высокие требования должны предъявляться к регистрирующей аппаратуре.

В коммерческих томографах, предназначенных для обследования всего тела человека, добиться этого непросто, потому что приемно-передающие катушки, которыми комплектуются стандартные томографы, являются многоцелевыми и сконструированы для объектов размером не менее 30 см. Это означает, что в случае с объектами меньшего размера коэффициент заполнения катушки будет ниже значения, для которого она была сконструирована, и катушка будет работать неэффективно. Кроме того, использование катушек традиционного размера для сканирования относительно малых объемов затрудняется наличием сигнала от областей, которые находятся вне исследуемого объема, но в пределах чувствительности катушки.

Вместе с тем, существует класс объектов значительно меньших размеров, например малые животные, для обследования которых удается сконструировать эффективные катушки малого размера, обеспечивающие субмиллиметровую разрешающую способность. На этом направлении, получившем название магнитно-резонансная микроскопия, удается достигнуть разрешающей способности 100 мкм во всех направлениях и даже 10 мкм на неподвижных объектах [1]. При работе с такой высокой разрешающей способностью индукционный сигнал слабее в тысячу раз по сравнению с клиническими томографами, что требует катушек специальной конструкции.

Радиочастотные катушки для магнитно-резонансной микроскопии разделяются на два основных типа: поверхностные, состоящие из нескольких отдельных элементов, и объемные, например, сконструированные по принципу "птичьей клетки". Они применяются для трех классов объектов: малых животных [2], кистей рук [3], пальцев [4]. Хотя ведущие производители томографов выпускают свои стандартные катушки для этих применений [5], исследователи продолжают предлагать все новые решения.

В настоящей работе описывается катушка, представляющая собой серию соосных, параллельно соединенных соленоидов, которая позволяет измерять малые объемы и при этом имеет высокую степень однородности высокочастотного

Таблица 1. Базовые размеры соленоидов

Катушка	Диаметр, мм	Длина намотки, мм	Число витков	Частота собственного резонанса обычного соленоида, МГц
<b>№</b> 1	36	60	8	76
<b>№</b> 2	60	90	12	30

Таблица 2. Положение витков катушек, оптимизированных для достижения максимальной равномерности поля в рабочей области

Номер катушки	Параметры катушки	Координаты положения витков относительно центра соленоида, мм							
	парамстры катушки	$w_1$	$w_2$	$w_3$	$w_4$	$w_5$	$w_6$		
<b>№</b> 1	$36 \times 60$ мм, $8$ витков	6.5	17.9	25.4	29.2	_	_		
№ 2	$60 \times 90$ мм, 12 витков	3.6	17.1	28.0	36.1	41.5	44.2		

поля. Использование такой катушки может представлять интерес как в клинической практике для диагностики патологий фаланг пальцев, так и в научных экспериментах на лабораторных животных малого размера, таких как крысы и мыши. В перспективе разработанная нами катушка могла бы найти применение в настольных безгелиевых томографах [6]. В этой работе использован безгелиевый томограф со сверхпроводящим магнитом на 1.5 Тл, представленный в работах [7—11].

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для клинической м.р.т. характерна высокая частота колебаний резонансного сигнала. Так, для томографа с силой поля 1.5 Тл частота колебаний сигнала от атомов водорода будет составлять ~64 МГц. Однако применение соленоидальной катушки на таких высоких частотах ограничено. Так, 12-витковый соленоид диаметром 60 мм и с длиной намотки 90 мм имеет частоту собственного резонанса около 31 МГц, что не позволяет его использовать в качестве объемной катушки для томографа с полем 1.5 Тл. В связи с этим использование соленоидальных приемно-передающих катушек в магнитно-резонансных томографах с полем ≥1.5 Тл предполагает решение следующих задач:

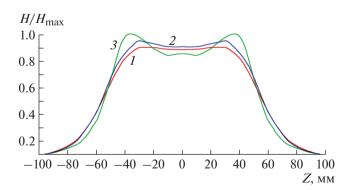
- оптимизация положения витков для получения максимальной зоны однородности в заданном объеме;
- оптимизация конструкции соленоида, позволяющей использовать его на высоких частотах;
  - согласование с малошумящим усилителем.

В данной работе описаны две катушки соленоидального типа, в которых решены все вышеперечисленные задачи. Базовые параметры этих катушек представлены в табл. 1.

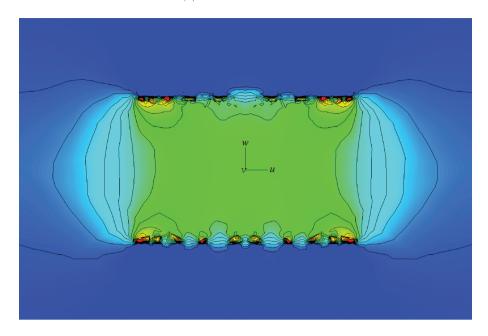
#### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В процессе оптимизации катушек была достигнута наилучшая равномерность магнитного поля в рабочей области путем варьирования межвитковых зазоров. Для этого использовался пакет трехмерного моделирования CST (http://cst.com), в котором в качестве изменяемых параметров использовались координаты витков относительно середины катушки. Положение крайних витков, а также диаметр соленоида были фиксированы, так как эти параметры определяются общими габаритами катушки. Минимальное расстояние между витками ограничивалось диаметром провода. При этих условиях была проведена параметрическая оптимизация, результаты которой, а именно координаты витков, указаны в табл. 2. В качестве начала координат выбран геометрический центр катушки. В табл. 2 приведены координаты только половины витков, так как катушки симметричны относительно центра.

Результаты расчета силы поля приведены на рис. 1.



**Рис. 1.** Графики нормированной напряженности магнитного поля соленоида вдоль прямых, параллельных оси соленоида Z. Координаты оси: I-X=0, Y=0; 2-X=0, Y=10; 3-X=0, Y=20.



**Рис. 2.** Результаты моделирования магнитного поля внутри 12-виткового соленоида  $60 \times 90$  мм.

Двумерная карта магнитного поля внутри 12-виткового соленоида  $60 \times 90$  мм изображена на рис. 2.

#### КОНСТРУКЦИЯ КАТУШКИ

Для реализации заданного расположения витков и возможности согласования на высоких частотах каждая катушка была разделена на секции с равным числом витков, которые затем включались параллельно. Так, 12-витковая катушка была разделена на шесть секций, а 8-витковая — на че-

трудностей. На рис. 4 на диаграмме Смита показан коэффициент отражения 12-витковой катушки № 2 (см. табл. 1), измеренный анализатором цепей. Комплексное входное сопротивление катушки на рабочей частоте составляет 1.1 + j78.2 Ом.

соленоида до уровня, когда согласование на рабочей частоте 64 МГц не вызывает технических

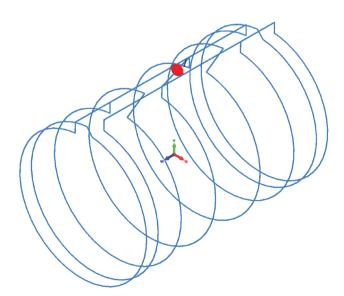
тыре. Геометрия 8-витковой катушки и соедине-

Такое включение витков катушки дало возможность понизить собственную индуктивность

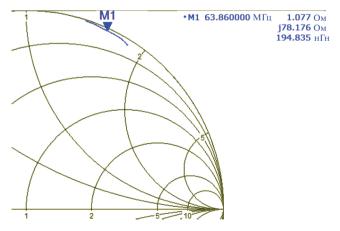
ние ее секций показаны на рис. 3.

Согласно полученным результатам, входное сопротивление катушки носит индуктивный характер и далеко от собственного резонанса. Вели-

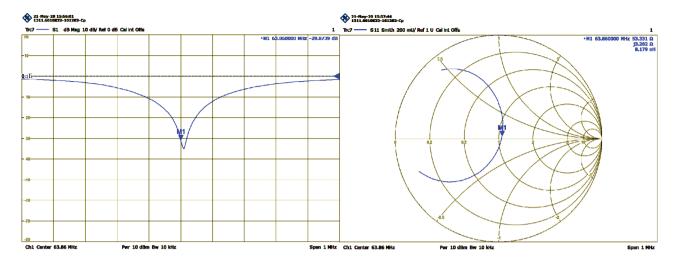
Эквивалентная индуктивность 195 нГн.



**Рис. 3.** Схематическое изображение 8-витковой катушки.



**Рис. 4.** Коэффициент отражения S11 12-витковой катушки, измеренный на анализаторе цепей.



**Рис. 5.** Коэффициент отражения S11 согласованной катушки № 2: слева — магнитуда в децибелах, справа — S11 на диаграмме Смита.



**Рис. 6.** Внешний вид катушек: слева — катушка № 2, D = 60 мм; справа — катушка № 1, D = 36 мм.

чина индуктивности позволяет применить простую схему емкостного делителя для согласования входного сопротивления катушки на 50 Ом, как описано в следующем разделе.

#### СОГЛАСОВАНИЕ КАТУШКИ

Схема согласования катушки с входным сопротивлением 50 Ом осуществляется с помощью емкостного делителя. Плечи катушки подключены симметрично через конденсаторы, параллельно подключен конденсатор связи. Для катушки № 2 диаметром 60 мм контурная емкость составляет около 36 пФ, а емкость связи — 300 пФ. Измеренная добротность катушки № 2 составила 280. Коэффициент отражения S11 согласованной катушки показан на рис. 5.

Слева на рис. 5 показан модуль коэффициента отражения в децибелах. На рабочей частоте S11 составляет почти —30 дБ. Справа показано поведение коэффициента отражения на диаграмме

Смита. Как видно из рис. 5, никаких паразитных резонансных явлений не наблюдается.

Согласующая цепь включает в себя цепь защиты малошумящего усилителя. При включении томографа в режим передачи параллельно одному из контурных конденсаторов через p-i-n-диод подключается катушка, образующая параллельный резонансный контур на рабочей частоте, тем самым размыкая контур основной катушки. Необходимое постоянное напряжение для включения p-i-n-диода подается через дроссели, слабо влияющие на резонансную частоту контура.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ КАТУШЕК НА ТОМОГРАФЕ С ПОЛЕМ 1.5 Тл

Следует отметить одну особенность использования соленоидальных катушек в сверхпроводящих томографах, где поле  ${\bf B}_0$  ориентировано вдоль оси Z. Поле  ${\bf B}_1$  соленоидальной катушки всегда направлено вдоль ее продольной оси, а в

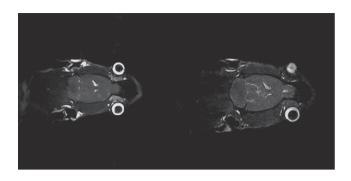


Рис. 7. Изображение головы крысы, полученное с помощью катушки № 2, последовательность GE 3D FISP/FLASH: слева — поле зрения 80 мм, толщина слоя 3.2 мм; справа — поле зрения 64 мм, толщина слоя 2.5 мм.

томографе поле  ${\bf B}_1$  должно быть направлено перпендикулярно полю  ${\bf B}_0$ . Поэтому в томографах, где поле  ${\bf B}_0$  ориентировано вдоль оси Z, соленоидальная катушка также должна быть ориентирована перпендикулярно оси Z. Однако вследствие небольших габаритов сконструированных катушек и исследуемых с их помощью объектов это не доставляет неудобств. Внешний вид катушек показан на рис. 6.

На рис. 7 и 8 приведены изображения голов крыс, полученные с помощью сконструированных катушек.

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Разработанные макеты приемно-передающих катушек позволяют получать м.р.т.-изображения малых объектов с хорошей диагностической ценностью. Подход к проектированию таких катушек может быть использован при создании магнитно-резонансного микроскопа, что является одной из целей этого исследования в будущем. При использовании последовательности GE 3D на обычном томографе с полем 1.5 Тл удалось получить поле зрения до 50 мм без потери диагностической ценности изображения.

Разработанные катушки имеют следующие достоинства по сравнению с другими катушками, используемыми в магнитно-резонансной томографии:

- 1) высокую степень однородности радиочастотного поля и хорошо подходят для сканирования малоразмерных объектов, таких как пальцы рук, лабораторные животные и т.п.;
- 2) катушки просты в изготовлении и настройке, что делает их пригодными для коммерческого использования;
- 3) катушки имеют сравнительно малые габариты, что позволяет использовать их в различных клинических томографах;

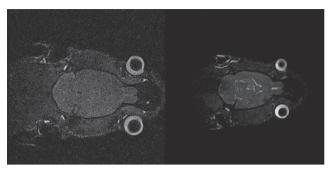


Рис. 8. Изображение головы крысы, полученное с помощью катушки № 1, последовательность GE 3D FISP/FLASH: слева — поле зрения 50 мм, толщина слоя 2.5 мм; справа — поле зрения 64 мм, толщина слоя 2.5 мм.

4) катушки легко масштабируются по длине, что позволяет адаптировать их конструкцию для измерения длинномерных объектов в случае необходимости.

При этом катушки не лишены недостатка: в случае использования соленоидальных катушек в сверхпроводящих томографах, где поле  ${\bf B}_0$  ориентировано вдоль оси Z, в силу особенностей принципов м.р.т. продольная ось катушки должна быть расположена перпендикулярно продольной оси просвета томографа, что ограничивает максимальную длину исследуемого объекта диаметром просвета томографа. Однако этот недостаток непринципиален, поскольку катушка предназначена для измерения малогабаритных объектов, для которых такое ограничение не играет большой роли.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-10007.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Driehus B., Nouls J., Badea A., Bucholz E., Ghagheda K., Petiet A., Hedlund L.W. // International Journal of Cancer Research and Treatment. 2008. V. 49. № 1. P. 35. https://doi.org/10.1093/ilar.49.1.35
- 2. Abraham C.B., Loree-Spacek J., Drainville R.A., Pichardo S., Curiel L. // International Journal of Hyperthermia. 2018. V. 35. № 1. P. 348. https://doi.org/10.1080/02656736.2018.1503344
- 3. *Gornitzky A.L., Lin I.C., Carrigan R.B.* // Hand. 2018. V. 13. № 2. P. 143. https://doi.org/10.1177/1558944717695752
- 4. Laistler E., Dymerska B., Sieg J., Gobuch S., Frass-Kriegel R., Kuehne A., Moser E. // Magnetic Resonance in Medicine. 2018. V. 79. № 1. P. 588. https://doi.org/10.1002/mrm.26645
- Mazurkevitz P.C., Leussler C., Keupp J., Schaeffter T. // Proceedings of International Society of Magnetic Resonance in Medicine. 2006. V. 14. P. 2596.

- 6. Park D.K., Choi Y., Li Y., Lee W.S., Tanaka H., Bascunan J., Ackerman J.L., Tanaka H., Iwasu Y. // IEEE Transactions on Applied Superconductivity. 2020. V. 30. № 4. 4401505. https://doi.org/10.1109/TASC.2020.2981295
- 7. Багдинова А.Н., Чехонин В.П., Абакумов М.А., Мажуга А.Г., Рыбаков А.С., Демихов Е.И., Демихов Т.Е., Лысенко В.В. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 149. https://doi.org/10.1134/S0032816219020198
- 8. Demikhov T., Kostrov E., Lysenko V., Demikhov E., Piskunov N. // IEEE transactions on applied superconductivity. 2012. V. 22. № 3. Article Number 9501004. https://doi.org/10.1109/TASC.2011.2178994
- 9. Bagdinov A., Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Rybakov A., Tysyachnykh Y. // IEEE transactions on applied superconductivity. 2018. V. 28. № 3. Article Number 4400704. https://doi.org/10.1109/TASC.2017.2784402
- 10. Rybakov A., Bagdinov A., Demikhov E., Kostrov E., Lysenko V., Piskunov N., Tysyachnykh Y. // IEEE transactions on applied superconductivity. 2016. V. 26. № 4. Article Number 4400403. https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2517328
- 11. Naumov P.G., Lyubutin I.S., Frolov K.V., Demikhov E.I. // Instruments and Experimental Techniques. 2010. V. 53. № 5. P. 770. https://doi.org/10.1134/S0020441210050301

#### \_\_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, \_\_\_\_\_ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УЛК 53.082

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВАЛИДАЦИЯ РАСЧЕТОВ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ АППАРАТА LEKSELL GAMMA KNIFE PERFEXION С ПОМОЩЬЮ РАДИОХРОМНОЙ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ ЕВТЗ И АЛМАЗНОГО ЛЕТЕКТОРА T60019 PTW

© 2021 г. Т. Меdjadj $^{a,*}$ , А. И. Ксенофонтов $^a$ , В. А. Климанов $^{a,b}$ , А. В. Лалечина $^c$ , Ю. С. Кирпичев $^{d,e}$ 

<sup>а</sup> Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

<sup>b</sup> "Государственный научный центр Российской Федерации — Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна" ФМБА России, Москва, Россия

> <sup>c</sup> Центр "Гамма-нож", АО "Деловой центр нейрохирургии", Москва, Россия <sup>d</sup> Научно-практический клинический центр диагностики и телемедицинских технологий Департамента здравоохранения Москвы, Москва, Россия

<sup>e</sup> Национальный медицинский исследовательский центр онкологии им. Н.Н. Блохина, Москва, Россия \*e-mail: toufik.medjadj@yahoo.fr

Поступила в редакцию 26.05.2020 г. После доработки 25.07.2020 г. Принята к публикации 28.07.2020 г.

Представлены экспериментальные измерения, выполненные при помощи дозиметрической пленки GAFChromic EBT3 и алмазного детектора PTW T60019 с целью валидации дозиметрических расчетов для кобальтового аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion. Исследовались относительные профили глубинных доз вдоль осей X и Zдля коллиматоров размером 4, 8 и 16 мм и относительные факторы выхода. Проверка модели Leksell Gamma Knife Perfexion, разработанной с помощью программного обеспечения penEasy, проводилась путем сравнения рассчитанных факторов выхода и боковых профилей доз с соответствующими экспериментальными результатами. Разница между рассчитанными факторами выхода и результатами измерений составила 1.8% и 2.1% соответственно для коллиматоров размером 8 и 4 мм. Результаты сравнения расчетов в penEasy и измерений с помощью дозиметрической пленки EBT3 демонстрируют хорошее совпадение. Разница в факторах выхода составила 0.4% и -0.7% соответственно для коллиматоров 8 и 4 мм. Экспериментальные результаты для относительных дозовых профилей, измеренных обоими детекторами, также согласуются с расчетами методом Монте-Карло. При сравнении измеренных и рассчитанных дозовых профилей гамма-индекс составил (3%, 1 мм) < 1.

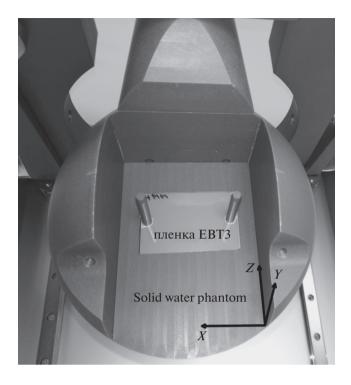
**DOI:** 10.31857/S003281622101033X

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Leksell Gamma Knife — это радиохирургический аппарат для лечения внутричерепных патологий. В качестве источника радиации в данном аппарате используется <sup>60</sup>Со, излучение от которого фокусируется в одной точке (изоцентре), где суммарная интенсивность радиации становится крайне высокой. Для обеспечения жесткой фиксации головы пациента используется стереотаксическая рама.

Одной из наиболее современных моделей гамма-ножа является Leksell Gamma Knife Perfexion. Система коллимации этого аппарата отличается от предыдущих моделей U, B, C и 4C [1]. 192 источника <sup>60</sup>Со расположены в пяти кольцах, каждое из которых находится на определенном расстоянии (от 374 до 433 мм) от источника до точки фокуса [2, 3]. Кольца азимутально сгруппированы в восемь идентичных секторов, содержащих по 24 источника. Система коллимации включает в себя каналы для пучков различных диаметров: 4, 8 и 16 мм.

Моделирование Leksell Gamma Knife Perfexion представляет собой нетривиальную задачу вследствие сложной системы коллимации и некоаксиального расположения источников. Модель источника излучения Gamma Knife Perfexion была разработана ранее. Используемый подход пред-



**Puc. 1.** EBT3-пленка, помещенная в центр фантома Leksell Gamma Knife Dosimetry Phantom из твердой воды.

ставлен в работе [4]. Файл фазового пространства генерировался для одного источника во всех пяти кольцах (пять файлов фазового пространства для каждого размера коллиматора). С помощью азимутального перераспределения частиц вокруг оси Zбыли созданы файлы фазового пространства для других источников. Файлы фазового пространства для каждого кольца группировались в общий файл. Дозовые профили и факторы выхода, полученные в результате моделирования, сравнивались с рассчитанными с помощью алгоритма TMR10 в системе планирования Leksell Gamma Plan (LGP).

Целью данной работы является валидация дозиметрических расчетов методом Монте-Карло для радиохирургической установки Leksell Gamma Knife Perfexion путем сравнения с экспериментальными данными, полученными с использованием дозиметрической пленки EBT3 и алмазного детектора PTW в гомогенной среде.

#### МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Экспериментальные измерения проводились в московском Центре "Гамма-нож" при ФГАУ НМИЦ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко. Дозовые профили и факторы выхода для коллиматоров трех размеров (4, 8 и 16 мм) для аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion были измерены с ис-

пользованием дозиметрической пленки GAFChromic EBT3 и алмазного детектора PTW T60019 в дозиметрическом фантоме Leksell Gamma Knife.

#### Дозиметрическая пленка GAFChromic EBT3

GAFChromic EBT3 — это самопроявляющаяся пленка, используемая в лучевой терапии для измерений поглощенной дозы от ионизирующего излучения. Дозиметрические свойства пленок этого типа позволяют проводить измерения в диапазоне доз от 0.2 до 10 Гр [5]. Пленка почти тканеэквивалентна и состоит из активного слоя толщиной 26—30 мкм, расположенного между слоями матового полиэстера толщиной 125 мкм [6]. При воздействии ионизирующего излучения на активный слой происходит его поляризация, что приводит к образованию полимера синего цвета.

Интенсивность цвета, вызванного воздействием ионизирующего излучения, пропорциональна поглощенной дозе. Для конвертации интенсивности цвета в дозу необходима калибровочная кривая. В качестве денситометров в дозиметрии используются планшетные сканеры. Производитель рекомендует использовать дозиметрическую пленку GAFChromic EBT3 вместе с 48-битным (16 бит на канал) планшетным сканером.

В данной работе все эксперименты проводились на стандартном сферическом фантоме диаметром 16 см (Leksell Gamma Knife Dosimetry Phantom) из водно-эквивалентного и тканеимитирующего материала "твердая вода". Он применяется для проведения рутинных тестов по гарантии качества на гамма-ноже, включающих в себя измерения мощности поглощенной дозы и дозовых профилей, а также для пленочной дозиметрии. Фантом снабжен необходимыми для проведения этих экспериментов вставными держателями. Пленки облучались γ-излучением от источников 60Со на аппарате Leksell Gamma Knife Perfexion.

Пленки были порезаны на прямоугольники размером  $4 \times 6$  см с помощью гильотинного резака, перфорированы двумя отверстиями, помечены и помещены между двумя стержнями в аппарате Leksell Gamma Knife Dosimetry Phantom (рис. 1). Держатели и стержни обеспечивали стабильное положение пленки во время облучения. Пленка была позиционирована в центре фантома в коронарной плоскости XZ. Эта плоскость дает распределение дозы вдоль осей X и X Практически одинаковы из-за геометрической симметрии секторов вдоль продольной оси Z.

Когда фантом расположен в позиции облучения, центр фантома совпадает с изоцентром аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion со стереотаксиче-

скими координатами: X = 100 мм, Y = 100 мм и Z = 100 мм.

**Калибровка и обработка пленок.** Для проведения дозиметрии с пленками GAFChromic необходима калибровка по дозе, так как измеряемый отклик пленки зависит от дозы нелинейно. В литературе представлены различные протоколы для преобразования отклика пленки в поглощенную дозу.

В работе [7] предложена калибровочная кривая на основе нормализованного отклика пленки X(D) в канале каждого цвета в зависимости от поглощенной дозы D. Чтобы получить нормализованный отклик пленки, авторы использовали два разных образца одной и той же пленки. Первый образец был облучен известной дозой, второй — не подвергался облучению. Нормализованный отклик пленки был вычислен как отношение исходных значений пикселей (PV) облученного образца к исходному значению пикселей ( $PV_0$ ) необлученного образца пленки. Калибровочная кривая была подобрана таким образом, чтобы соответствовать рациональной функции вида X(D) = a + b/(D-c), где a,b и c — параметры подбора.

В работе [8] разработан метод калибровки радиохромной пленки для дозиметрии на гамманоже с учетом оптической плотности пленки. Калибровочная кривая была получена путем соотнесения поглощенной дозы D с оптической плотностью OD:  $OD = -\log_{10}(PV/65535)$ , где величина 65535 представляет собой максимальное значение пикселей для 16-битного изображения ( $2^{16}-1$ ). Данные были аппроксимированы полиномом третьего порядка:  $D = a \cdot OD^3 + b \cdot OD^2 + c \cdot OD + d$ , где a, b, c и d — параметры аппроксимации.

В работе [9] отклик облученной пленки был определен по изменению ее оптической плотности (netOD) с использованием изображений пленки до и после облучения. Оптическая плотность netOD была вычислена по формуле:  $netOD = OD_{after} - OD_{before} = \log_{10}(PV_{before}/PV_{after})$ . Калибровочная кривая представляла собой зависимость поглощенной дозы от оптической плотности, которую можно аппроксимировать функцией:  $D = a \cdot netOD + b \cdot netOD^n$ , где a, b, n — параметры аппроксимации.

В нашей работе для построения калибровочной кривой мы использовали следующий метод: образцы пленок из одной партии последовательно облучались дозами в диапазоне от 0 до 8 Гр с шагом 1 Гр. Размер поля облучения составлял 16 мм.

Пленки ЕВТЗ были оцифрованы через 4 дня после облучения на планшетном сканере EPSON PERFECTION V750 PRO с пространственным разрешением 300 dpi (0.08 мм на пиксель) и глубиной цвета в 48-битном RGB-режиме (Red-Green-Blue, 16 бит на канал). Для сканирования

использовалось программное обеспечение Epson Scan. Полученные изображения сохранялись в формате TIFF.

Для достижения стабильности отклика сканер прогревался в течение 15 мин, затем было выполнено 5 пустых сканирований [10, 11]. После этого были отсканированы необлученные пленки (0  $\Gamma$ p), а затем — облученные. Каждое сканирование выполнялось при сохранении ориентации пленок.

При обработке пленок использовалось открытое программное обеспечение для анализа изображений ImageJ [12] версии 1.52a. Из изображений извлекался красный канал. Известно, что максимум поглощения радиохромной пленки нахолится в вилимой зоне красного цвета и извлечение красного канала из RGB-изображений позволяет улучшить чувствительность сканера при сканировании радиохромной пленки [13, 14]. Область интереса ROI находилась в центре образца пленки. Среднее значение в пикселях этой области было определено для каждого образца пленки в красном канале с использованием инструмента "овал" в программе ImageJ. Отклик пленки определялся как нормализированное значение пикселей (nPV). Это значение было вычислено как отношение средних значений пикселей облученной (PV) и необлученной  $(PV_0)$  пленок:  $nPV = PV/PV_0$ . Нормированные значения пикселей были подобраны в соответствии с референсными дозами для получения кривой калибровки доз (рис. 2), используя функцию полинома четвертого поряд-

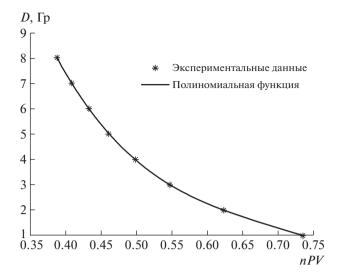
$$D=p_1nPV^4+p_2nPV^3+p_3nPV^2+p_4nPV+p_5,$$
 где  $p_1=158.4,\,p_2=-519.5,\,p_3=628.5,\,p_4=-341.9,\,p_5=72.82;$  коэффициент детерминации  $R^2=1.$ 

Нормированные значения пикселей в красном канале изображений отсканированных пленок были преобразованы в дозу с использованием калибровочной кривой, представленной на рис. 2.

Дозовые профили и относительные факторы выхода. Для измерения профилей и относительных факторов выхода на аппарате Leksell Gamma Кпібе шесть образцов пленки были помещены в фантом из "твердой воды" и облучены (рис. 3).

Два образца пленки были облучены дозой 4 Гр для коллиматора каждого размера. Для вычислений факторов выхода определены времена облучения  $T_{16}$ ,  $T_8$  и  $T_4$  для коллиматоров размером 16, 8 и 4 мм соответственно.

Обработка и сканирование пленок, облученных в этом эксперименте, проводились так же, как описано ранее. Значения пикселей вдоль осей X и Z для каждого коллиматора были получены с использованием инструмента "линия" в программе ImageJ.



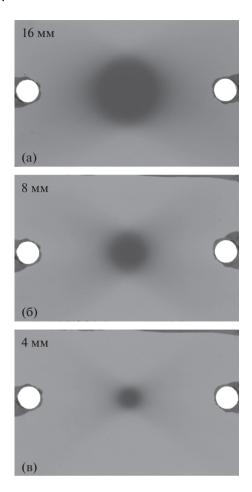
**Рис. 2.** Калибровочная кривая для радиохромной пленки ЕВТ3 в диапазоне доз до 8 Гр. Для вычисления нормированного значения пикселя (nPV) был использован красный канал изображения.

Эти значения были нормированы и конвертированы в поглощенные дозы с помощью калибровочной кривой.

Относительные факторы выхода *ROF* для коллиматоров размером 8 и 4 мм были получены путем выбора среднего значения вокруг зоны интереса (ROI) для каждого образца пленки. ROF определялся как отношение поглощенной дозы для исследуемого поля к дозе для референсного поля, которое специфично для аппаратов данного типа  $(f_{msr})$  [15]. Это поле определяется как наибольшее возможное радиационное поле для аппаратов, на которых нельзя установить поле  $10 \times 10$  см<sup>2</sup>. Для аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion  $f_{msr}$  соответствует коллиматору 16 мм. Каждый образец пленки был облучен одинаковой заданной дозой. Поэтому факторы выхода для коллиматоров размером 4 и 8 мм определялись как  $ROF_c =$  $=(M_c/T_c)/(M_{16}/T_{16})$ , где  $M_c$ ,  $T_c$  — соответственно интенсивность цвета пленки, преобразованная в дозу, и время проведения измерения для коллиматора 4 или 8 мм;  $M_{16}$ ,  $T_{16}$  — аналогичные параметры для коллиматора 16 мм.

#### Алмазный детектор Т60019

Т60019 — коммерческий синтетический монокристаллический алмазный детектор, работающий при напряжении 0 В. Чувствительный объем этого детектора крайне мал — 0.004 мм<sup>3</sup>, что обусловливает высокое пространственное разрешение и почти тканеэквивалентность алмазного детектора. Вследствие этого PTW T60019 является идеальным инструментом для работы с малыми



**Рис. 3.** Примеры пленок, облученных дозой 4 Гр в сферическом фантоме на аппарате Leksell Gamma Knife Perfexion с использованием коллиматоров 16 (a), 8 (б) и 4 мм (в).

полями и в условиях высокого градиента дозы, как в случае аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion, эффективная точка измерения которого находится на расстоянии 1 мм от кончика детектора.

Для сбора заряда от алмазного детектора использовался электрометр PTW Unidos. Измерения проводились внутри сферического фантома, описанного выше, с дополнительной вставкой собственного производства. Оригинальная вставка для фантома от производителя дозиметрического оборудования не может быть использована для измерений алмазным детектором вследствие наличия воздушной полости между вставкой и передней плоскостью детектора, что приводит к значительным погрешностям измерений [16].

Для точного позиционирования в изоцентре установки алмазный детектор перемещали вдоль осей X, Y и Z до обнаружения максимального значения показаний. Эффективная точка измерений была найдена при смещении на  $0.1\,\mathrm{mm}$  от Z координаты изоцентра гамма-ножа.

Дозовые профили вдоль осей X и Z для трех коллиматоров (16, 8 и 4 мм) были измерены при перемещении фантома в направлениях X и Z с шагом 1 мм для коллиматоров 16 и 8 мм и с шагом 0.5 мм для коллиматора 4 мм. Для каждой точки было выполнено пять измерений, затем вычислено среднее значение.

Относительные факторы выхода были определены, согласно новому формализму для абсолютной дозиметрии малых нестандартных полей, представленному в работе [17]. В этой работе введен поправочный коэффициент  $k_{Q_c,Q_{msr}}^{f_c,f_{msr}}$ , который учитывает различие между показаниями детектора для конкретного поля  $f_c$  и референсного поля  $f_{msr}$ . Относительные факторы выхода  $ROF_c$  для коллиматоров размером 8 и 4 мм аппарата гамма-нож определялись как:

$$ROF_c = \frac{M^{f_c}}{M^{f_{msr}}} k_{Q_c, Q_{msr}}^{f_c, f_{msr}}.$$

Поправочный фактор  $k_{Q_c,Q_{msr}}^{f_c,f_{msr}}$  для детектора Т60019 при измерениях в Leksell Gamma Knife Perfexion может быть вычислен методом Монте-Карло либо определен с помощью экспериментальных оценок. В работе [15] проведены расчеты методом Монте-Карло и разработана процедура экспериментальной оценки поправочного фактора с использованием референсного детектора "без коррекции". В работе [16] была использована модель Монте-Карло для вычисления абсолютных и относительных поправочных факторов для детектора. Факторы выхода для коллиматоров 8 и 4 мм определялись как средневзвешенные значения, полученные по результатам аланиновой дозиметрии и измерений с помощью термолюминесцентного детектора и радиохромной пленки ЕВТ 2. В [18] поправочные коэффициенты и факторы выхода измеряли, учитывая показания детектора как в параллельном так и в поперечном направлении его перемещения, затем проводилось сравнение измеренных факторов выхода со значениями в TMR 10.

В данной работе факторы выхода были определены экспериментально с использованием алмазного детектора Т60019. Показания детектора были скорректированы с учетом поправочных факторов для коллиматоров 8 и 4 мм, опубликованных в работе [8]. Нами сравнивались полученные значения с результатами пленочной дозиметрии, проводимой с помощью радиохромной пленки ЕВТ3, так как эта пленка имеет поправочный фактор, близкий к единице, и рекомендована к измерению факторов выхода [19].

#### Метод гамма-индекса

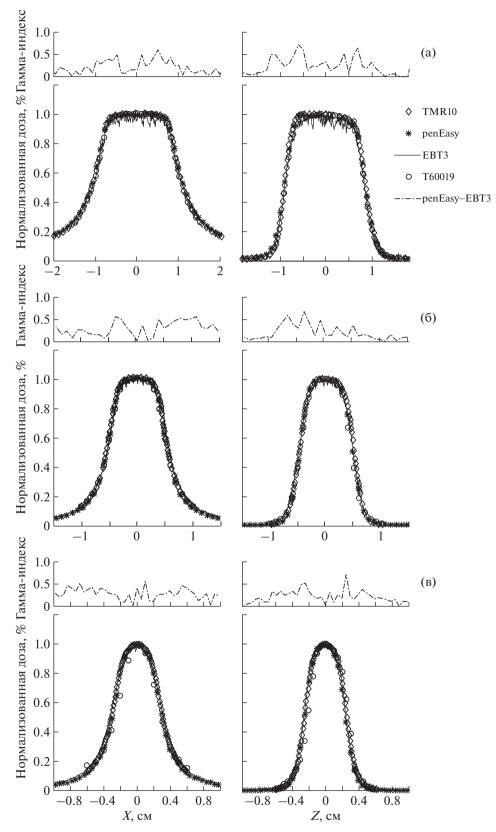
Метод гамма-индекса (гамма-критерий) [20] применялся для количественной оценки дозовых распределений, полученных по результатам моделирования Leksell Gamma Knife Perfexion методом Монте-Карло в программной среде Penelope/penEasy. Этот критерий позволяет оценить как разницу между дозами в процентах, так и расстояние до совпадения дозы (минимальное расстояние от точки измерения дозы до точки, где точно такое же значение дозы получено расчетным путем) при сравнении измеренных и рассчитанных дозовых распределений. При таком сравнении выбираются пороговые значения этих двух параметров. Согласно гамма-критерию, дозовые распределения находятся в хорошем согласии при гамма-индексе <1.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Относительные факторы выхода и дозовые профили были получены экспериментально для коллиматоров размером 16, 8 и 4 мм с использованием радиохромной пленки ЕВТЗ и алмазного детектора Т60019. Результаты соответствующих расчетов методом Монте-Карло с помощью программного кода репЕаsy/Penelope сравнивались с экспериментальными данными. Также проведено сравнение с результатами расчетов с помощью алгоритма расчета дозы ТМR 10 из планирующей системы Leksell Gamma Plan.

**Таблица 1.** Относительные факторы выхода, измеренные с помощью алмазного детектора T60019 и радиохромной пленки EBT3, а также результаты расчетов в penEasy и TMR 10

	ROF							
Коллиматор	Эксперимента	льные данные	Результаты расчетов					
	T60019	EBT3	penEasy	TMR10				
4 мм	$0.802 \pm 0.001$	$0.820 \pm 0.008$	$0.819 \pm 0.009$	0.814				
8 мм	$0.885 \pm 0.001$	$0.897 \pm 0.007$	$0.901 \pm 0.010$	0.900				



**Рис. 4.** Относительные дозовые профили вдоль осей X и Z для коллиматоров 16 (a), 8 (б) и 4 мм (в). Представлены результаты экспериментов с использованием пленки EBT3 и алмазного детектора T60019, а также данные вычислений по алгоритмам penEasy и TMR10. Данные для гамма-индекса, полученные путем сравнения результатов вычисления по penEasy и измерения с использованием EBT3, представлены вверху. Пороговые значения для дозового различия и расстояния до совпадения дозы -3% и 1 мм соответственно.

#### Относительные факторы выхода

Результаты расчетов в penEasy и TMR 10, а также относительные факторы выхода, измеренные с помощью алмазного детектора T60019 и радиохромной пленки EBT3 для коллиматоров 8 и 4 мм аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion, приведены в табл. 1. Измерения с помощью алмазного детектора проводились 5 раз после предварительного облучения дозой 5 Гр с использованием коллиматора 16 мм. Алмазный детектор был помещен в специальную, предварительно спроектированную вставку внутри сферического фантома. Для каждого размера коллиматора использовалось по три пленки. Среднее значение и стандартное отклонение были рассчитаны для детектора каждого типа.

Результаты расчетов факторов выхода в программе репЕаѕу хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными путем облучения пленки ЕВТ3. Различие данных составило 0.4% и -0.7% для коллиматоров 8 и 4 мм соответственно. Относительный фактор выхода, измеренный с использованием пленки ЕВТ3, по сравнению с результатами по алгоритму TMR10 оказался выше на 1.3% для наименьшего коллиматора (4 мм) и на 0.3% для коллиматора 8 мм.

Измеренные с помощью алмазного детектора относительные факторы выхода для коллиматоров 8 и 4 мм были меньше соответственно на 1.8% и 2.1%, чем рассчитанные с помощью penEasy, и на 1.7% и 1.5% по сравнению с алгоритмом TMR10. Наиболее различались результаты измерений, полученные с помощью алмазного детектора и путем облучения пленки: для коллиматора 4 мм различие составило 2.9%, а для коллиматора 8 мм - 1.4%. Важно отметить, что измерения были проведены в сферическом фантоме из твердой воды (плотность твердой воды 1.043 г/см<sup>3</sup>) с использованием вставки, которая была напечатана из ПЛА (полиактид) + пластик (плотностью  $1.24 \, \text{г/см}^3$ [16]) на 3D-принтере. Этим можно объяснить наблюдаемые различия.

#### Относительные дозовые профили

На рис. 4 изображены относительные дозовые профили вдоль координатных осей X и Z для коллиматоров 16 (рис. 4а), 8 (рис. 4б) и 4 мм (рис. 4в) соответственно. Для сравнения на каждом графике представлены четыре набора данных: результаты экспериментов с использованием ЕВТЗ и алмазного детектора, а также результаты расчетов по алгоритмам ТМR 10 и репЕаѕу. Анализ этих графиков показывает хорошее совпадение всех участков кривых. Для того чтобы количественно оценить различие в относительных дозовых профилях для репЕаѕу, мы провели сравнение с помощью гамма-индекса данных, рассчитанных в

репЕаѕу и измеренных с использованием ЕВТ3. Данные, полученные при измерении с пленкой ЕВТ3, были выбраны референсными, пороговые значения для дозового различия и расстояния до совпадения дозы составили 3% и 1 мм соответственно. Графики для гамма-индексов расположены вверху каждого рисунка. Во всех случаях значение гамма-индекса было меньше единицы.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения дозовых профилей и факторов выхода аппарата Leksell Gamma Knife Perfexion с помощью радиохромной пленки ЕВТ3 и алмазного детектора Т60019 с целью валидации разработанной ранее модели и расчетов методом Монте-Карло с использованием программного обеспечения pen Easy.

Относительные дозовые профили и факторы выхода, измеренные алмазным детектором, согласуются с расчетами в penEasy. Максимальное отличие факторов выхода составило 2.1% и было получено для коллиматора 4 мм из-за свойств материала, из которого выполнен лержатель для алмазного детектора в сферическом фантоме. Лучшее совпадение продемонстрировали результаты расчетов в penEasy и данные измерений с помошью пленки ЕВТ3. Различие факторов выхода составило 0.4% для коллиматора 8 мм и -0.7% для коллиматора 4 мм. Метод гамма-индекса был использован для количественной оценки различий между дозовыми профилями. Гамма-индекс составил <1 для каждого сравнения при установленных пороговых значениях 3%/1 мм.

Рассчитанная методом Монте-Карло модель Leksell Gamma Perfexion проверена посредством сравнения с экспериментальными данными, полученными при дозиметрии пленки EBT3 и измерениях алмазным детектором T60019.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы статьи выражают благодарность заведующему отделением медицинской физики ООО "Мед-Скан" к.ф.-м.н. А.Н. Моисееву за предоставление 3D-принтера и помощь в изготовлении вставки для сферического фантома; заведующему отделением радиохирургии ФГАУ НМИЦ им. акад. Н.Н. Бурденко проф. А.В. Голанову, заведующему группой медицинской физики ФГБУ "НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина" Минздрава России к.ф.-м.н. Г.Е. Горлачеву и медицинскому физику Центра лучевой терапии РОНЦ С.С. Хромову за предоставление дозиметрического оборудования; медицинскому физику Центра "Гамманож" (АО "Деловой центр нейрохирургии") А.А. Артеменковой за помощь в проведении дозиметрических экспериментов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и СИТМА в рамках научного проекта № 18-52-34008.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Kostjuchenko V.V. History of Stereotaxy and Radiosurgery // In: Neuroradiosurgery with Gamma Knife / Ed. by A.V. Golanov, V.V. Kostjuchenko. M.: IP "T.A. Alekseeva", 2018. P. 121.
- 2. *Lindquist C., Paddick I.* // Operative Neurosurgery. 2007. V. 61. № 3. P. 130. https://doi.org/10.1227/01.neu.0000289726.35330.8a
- 3. *Ma L., Kjäll P., Novotny J.Jr., Nordström H., Johansson J., Verhey L.* // Physics in Medicine and Biology. 2009. V. 54. № 12. P. 3897. https://doi.org/10.1088/0031-9155/54/12/019
- 4. *Medjadj T., Ksenofontov A.I., Dalechina A.V.* // Medical Radiology and Radiation Safety. 2020. V. 65. № 1. P. 54. https://doi.org/10.12737/1024-6177-2020-65-1-54-58
- Gafchromic dosimetry films // Ashland. 2020. URL: http://www.gafchromic.com/documents/EBT3\_Specifications.pdf (дата обращения: 27 February 2020)
- 6. Huet C., Moignier C., Fontaine J., Clairand I. // Radiation Measurements. 2014. V. 71. P. 364. https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2014.05.020
- 7. *Lewis D., Micke A., Yu X., Chan M.F.* // Medical Physics. 2012. V. 39. № 10. P. 6339. https://doi.org/10.1118/1.4754797
- Chung J.P., Oh S.W., Seong Y.M., Chun K.J., Chung H.T. // Physica Medica. 2016. V. 32. Issue 2. P. 368. https://doi.org/10.1016/j.ejmp.2016.02.001
- Devic S., Tomic N., Lewis D. // Physica Medica. 2016.
   V. 32. Issue 4. P. 541. https://doi.org/10.1016/j.eimp.2016.02.008
- León Marroquin E.Y., Herrera González J.A., Camacho López M.A., Villarreal Barajas J.E., García-Garduño O.A. // Journal of Applied Clinical Medical Physics. 2016.

- V. 17. № 5. P. 466. https://doi.org/10.1120/jacmp.v17i5.6262
- 11. *Ferreira B.C., Lopes M.C., Capela M.* // Physics in Medicine and Biology. 2009. V. 54. № 4. P. 1073. https://doi.org/10.1088/0031-9155/54/4/017
- Schneider C.A., Rasband W.S., Eliceiri K.W. // Nature Methods. 2012. V. 9. P. 671. https://doi.org/10.1038/nmeth.2089
- 13. Williams M., Metcalfe P. // Concepts and Trends in Medical Radiation Dosimetry. 2011. V. 1345. P. 75. https://doi.org/10.1063/1.3576160
- 14. Devic S., Seuntjens J., Sham E., Podgorsak E., Schmidtlein C.R., Kilrov A.S., Soares C.G. // Medical physics. 2005. V. 32. № 7. P. 2245. https://doi.org/10.1118/1.1929253
- 15. Benmakhlouf H., Johansson J., Paddick I., Andreo P. //
  Physics in Medicine and Biology. 2015. V. 60. № 10.
  P. 3959.
  https://doi.org/10.1088/0031-9155/60/10/3959
- 16. Zoros E., Moutsatsos A., Pappas E.P., Georgiou E., Kollias G., Karaiskos P., Pantelis E. // Physics in Medicine and Biology. 2017. V. 62. № 8. P. 7532. https://doi.org/10.1088/13616560/aa8590
- 17. Alfonso R., Andreo P., Capote R., Saiful Huq M., Kilby W., Kjäll P., Mackie T.R., Palmans H., Rosser K., Seuntjens J., Ullrich W., Vatnitsky S. // Medical Physics. 2008. V. 35. № 11. P. 5179. https://doi.org/10.1118/1.3005481
- 18. *Mancosu P., Reggiori G., Stravato A., Gaudino A., Lobefalo F., Palumbo V., Navarria P., Ascolese A., Picozzi P., Marinelli M., Verona-Rinati G., Tomatis S., Scorsetti M. //* Medical Physics. 2015. V. 42. № 9. P. 5035. https://doi.org/10.1118/1.4927569
- 19. IAEA. Dosimetry of Small Static Fields Used in External Beam Radiotherapy. Technical Reports Series № 483 ISBN 978-92-0-105916-1. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2017.
- 20. *Low D.A.*, *Harms W.B.*, *Mutic S.*, *Purdy J.A.* // Medical Physics. 1998. V. 25. № 5. P. 656. https://doi.org/10.1118/1.598248

#### \_\_ ЛАБОРАТОРНАЯ \_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 621.372.8

## ПРИМЕНЕНИЕ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ С МАЛЫМИ ПОТЕРЯМИ В СОСТАВЕ К.В.Ч.-РАДИОМЕТРА ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

© 2021 г. Е. Ю. Гайнулина<sup>*a*</sup>, Н. С. Корнев<sup>*a*</sup>, К. В. Минеев<sup>*a*,\*</sup>, А. В. Назаров<sup>*a*</sup>, Ю. И. Орехов<sup>*a*</sup>

<sup>а</sup> Филиал ФГУП "Российский федеральный ядерный центр — ВНИИ экспериментальной физики" "НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова" Россия, 603137, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47

\*e-mail: mineevkv@gmail.com Поступила в редакцию 28.05.2020 г. После доработки 02.06.2020 г. Принята к публикации 04.06.2020 г.

Исследуется возможность применения сверхразмерных прямоугольных металлических волноводов в составе линии передачи к.в.ч.-радиометра, предназначенного для исследования быстропротекающих газодинамических процессов. Приводятся результаты численного моделирования и экспериментальных исследований гибкого волновода для связи металлических волноводов стандартного и сверхразмерного сечений, построенного на основе диэлектрического волновода. Проводится количественная оценка затухания сигнала в линии передачи, являющейся комбинацией гибкого волновода и сверхразмерного металлического волновода.

#### **DOI:** 10.31857/S0032816220060063

#### введение

Специфика измерений тепловых характеристик детонационного фронта, распространяющегося внутри конденсированного взрывчатого вещества, требует размещения приемника к.в.ч.-радиометра [1] на безопасном расстоянии от объекта измерений, а антенны — в непосредственной близости к нему. Широко применяемые в таких экспериментах фторопластовые диэлектрические волноводы (д.в.) сечением  $2.2 \times 1 \text{ мм}^2$  имеют в трехмиллиметровом диапазоне длин волн погонные потери около 2.5 дБ/м, что ограничивает длину волновода в составе к.в.ч.-радиометра величиной не более 2 м (при такой длине обеспечивается флуктуационная чувствительность радиометра не более 300 K при времени накопления 1 мкс).

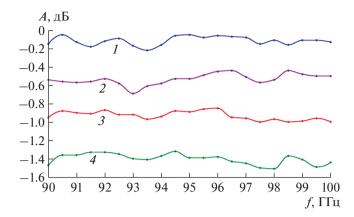
Дальнейшее увеличение длины д.в. приводит к пропорциональному ухудшению флуктуационной чувствительности. Для повышения точности измерения при максимальном удалении приемного блока радиометра от исследуемого образца взрывчатого вещества необходимо применять линии передачи (л.п.) с меньшими погонными потерями. При этом условия взрывного газодинамического эксперимента накладывают дополнительные ограничения на выбор л.п. для использования в составе к.в.ч.-радиометра:

- л.п. должна позволять размещать измерительную аппаратуру за взрывозащитной плитой вне прямой видимости от эпицентра взрыва;
- уничтожаемый участок л.п. должен иметь низкую стоимость.

На сегодняшний день известны планарные ленточные диэлектрические волноводы [2], квазиоптические лучевые зеркальные и линзовые волноводы (лучеводы Губо) и подобные им направляющие структуры [3, 4], имеющие в миллиметровом диапазоне длин волн погонные потери <0.1 дБ/м. Однако данные л.п. обладают существенными недостатками: ленточные диэлектрические волноводы не допускают изгибов, касаний и неоднородностей диэлектрического полотна, квазиоптические лучевые зеркальные и линзовые волноводы требуют прецизионной юстировки. Поэтому применение перечисленных л.п. в экспериментах вне лабораторных условий крайне затруднено.

Другим известным классом л.п. с малыми потерями в к.в.ч.-диапазоне являются сверхразмерные металлические волноводы (с.р.м.в.), которые обеспечивают погонные потери на порядок меньше, чем в аналогичных одномодовых металлических волноводах [5].

При проектировании л.п. на с.р.м.в. необходимо учитывать возможный многомодовый режим



**Рис. 1.** Ослабление волноводных сборок. I — волноводные переходы (2 шт.), 2 — волноводные переходы и волновод длиной 0.5 м, 3 — волноводные переходы и два волновода длиной 0.5 м каждый, 4 — волноводные переходы и три волновода длиной 0.5 м каждый.

распространения волн. Число возможных типов волн пропорционально  $S/\lambda^2$ , где S — площадь поперечного сечения волновода,  $\lambda$  — длина волны. По этой причине в л.п. на с.р.м.в. недопустимы резкие нерегулярности.

# ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ПОГОННЫХ ПОТЕРЬ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СВЕРХРАЗМЕРНОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ВОЛНОВОЛЕ

Проведем расчет и численное моделирование в пакете CST MWS погонных потерь  $\beta$  для основной волны  $H_{10}$  в прямоугольном волноводе стандартного сечения  $3.4 \times 7.2$  мм², являющегося сверхразмерным на длине волны  $\lambda = 3.2$  мм. Расчет будем выполнять по формуле [5]:

$$\beta, \, \pi B/M = \frac{0.56}{\sigma^{1/2} b^{3/2}} \frac{(b/a) + 2\xi^2}{\sqrt{\xi - \xi^3}}, \tag{1}$$

где a и b — размеры узкой и широкой стенок волновода,  $\sigma$  — удельная проводимость материала стенок волновода,

$$\xi = \lambda/\lambda_{KD},$$
 (2)

где  $\lambda_{\rm kp}$  — критическая длина волны для прямоугольного волновода размером  $a \times b$ , определяемая формулой

$$\lambda_{\text{kp}} = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}},$$
(3)

где m и n — индексы, определяемые числом полуволн, укладывающихся вдоль узкой и широкой стенок волновода.

Внутренние стенки волновода будем считать покрытыми серебром с удельной проводимостью

 $\sigma_{Ag} = 4.75 \cdot 10^7 \, \text{См/м}$ , толщина покрытия — значительно больше толщины скин-слоя. Согласно формуле (1), погонные потери в таком волноводе составят  $0.64 \, \text{дБ/м}$ .

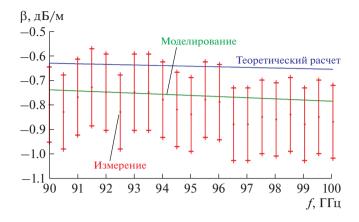
Для подтверждения полученных результатов расчета в пакете CST MWS было проведено численное моделирование такого волновода. Модель представляла собой регулярный участок прямоугольного волновода сечением  $3.4 \times 7.2 \text{ мм}^2$ , выполненного из серебра. Возбуждение проводилось в одномодовом режиме. Согласно результатам моделирования значение погонных потерь на рабочей длине волны  $\lambda = 3.2 \text{ мм}$  составило 0.76 дБ/м, что близко к значению, полученному по формуле (1).

Для экспериментального измерения погонных потерь были изготовлены отрезки длиной 0.5 м из латунной трубы  $7.2 \times 3.4 \times 0.5$  мм. Для их возбуждения были изготовлены плавные пирамидальные рупорные переходы с сечения  $1.2 \times 2.4$  на  $3.4 \times 7.2$  мм² длиной 30 мм ( $\sim 10~\lambda$ ). Для увеличения проводимости стенок волновод и пирамидальные переходы были покрыты слоем серебра.

Потери измерялись на панорамном измерителе к.с.в.н. и ослаблений в диапазоне частот от 90 до 100 ГГц. Результаты измерения ослабления в 4-х вариантах волноводных сборок представлены на рис. 1. К.с.в.н. во всех случаях не превышал 1.14.

Как видно из рис. 1, среднее значение потерь в переходах составляет 0.1 дБ. При увеличении длины сборки на 0.5 м потери в ней увеличиваются на 0.35—0.45 дБ. Вычитая ослабление на переходах (кривая *I*) из ослабления в волноводной сборке, содержащей 1 м волновода (кривая *3*), получим значения погонного затухания в волноводе, показанные на рис. 2 точками, где для каждой точки отмечен коридор погрешностей панорамного измерителя. В этих же осях изображены теоретическая зависимость погонного затухания, рассчитанная по формуле (1), и результаты моделирования в пакете CST MWS.

Как видно из рис. 2, среднее значение погонных потерь в изготовленных прямоугольных волноводах сечением  $3.4 \times 7.2 \text{ мм}^2$  в рабочей полосе частот к.в.ч.-радиометра составляет 0.8 дБ/м, что близко к результатам моделирования (0.76 дБ/м) и к теоретическому значению (0.64 дБ/м). На основании проведенного анализа можно утверждать, что экспериментальное значение погонных потерь хорошо согласуется с результатами моделирования и теоретическим расчетом. Различие объясняется ограниченной точностью численной модели при моделировании, инструментальной погрешностью панорамного измерителя и неучтенными потерями на различных неоднородностях, имеющих место в реальном волноводе. В частности, в [6] отмечено, что на высоких частотах определяющим фактором, влияющим на характеристики волновода, становится не



**Рис. 2.** Погонные потери в с.р.м.в. сечением  $3.4 \times 7.2 \,\text{мм}^2$ .

столько удельная проводимость материала экрана, сколько качество обработки (шероховатость) экранирующих поверхностей.

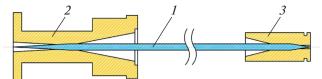
Использование рассмотренных волноводов дает возможность отнести приемный блок к.в.ч.радиометра на расстояние до 9 м от места взрыва при сохранении флуктуационной чувствительности на уровне, сопоставимом с тем, который обеспечивается при применении д.в. длиной не более 2 м.

Однако данное решение имеет ряд недостатков. Сверхразмерные волноводы не допускают изгибов, поэтому к.в.ч.-радиометр придется размещать в прямой видимости от эпицентра взрыва на прямолинейном участке, что потребует дополнительных мероприятий по его защите от воздействия прямой ударной волны. Другим недостатком является сравнительно высокая стоимость металлического волновода (особенно с серебряным покрытием). Поэтому использование с.р.м.в. целесообразно в лабораторных условиях, а в условиях газодинамического эксперимента оправдано лишь в исключительных случаях.

Очевидным решением, позволяющим обеспечить безопасность и сохранность измерительной аппаратуры или провести измерения при расположении объекта исследований в труднодоступных местах, является использование гибких одномодовых диэлектрических волноводов совместно с сверхразмерными металлическими. Участок, где необходимо выполнить волноводный изгиб, выполняется из д.в., а регулярный участок — из прямоугольного с.р.м.в.

#### ГИБКИЙ ВОЛНОВОД ДЛЯ СВЯЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ СТАНДАРТНОГО И СВЕРХРАЗМЕРНОГО СЕЧЕНИЙ

На рис. 3 представлен вариант реализации гибкого волновода для связи металлических вол-



**Рис. 3.** Устройство гибкого волновода. 1 — диэлектрический волновод; 2, 3 — волноводные переходы к металлическим волноводам сверхразмерного (2) и стандартного (3) сечений.

новодов стандартного и сверхразмерного сечений, состоящего из д.в. 1, обеспечивающего возможность реализации радиальных изгибов, и волноводных переходов 2 и 3 к металлическим волноводам сверхразмерного и стандартного сечений соответственно.

Площадь сверхразмерного сечения на выходе волноводного перехода 2 должна определяться из соотношения:

$$S/\lambda^2 = 2 - 8, (4)$$

где  $\lambda$  — рабочая длина волны. При этом длина расширяющегося участка волноводного канала должна быть не менее 6\lambda.

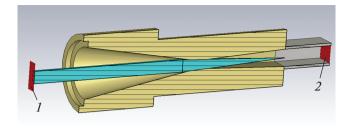
При такой конструкции волноводного перехода 2 обеспечивается минимальное преобразование основной волны Н<sub>10</sub> прямоугольного металлического волновода в высшие типы волн благодаря концентрации электромагнитного поля основной волны внутри клинообразного участка д.в. и ее эффективное преобразование в основную волну НЕ11 д.в. Аналогичным образом, при распространении волны  $HE_{11}$  по д.в. происходит ее обратное преобразование в волну Н<sub>10</sub> прямоугольного металлического волновода в волноводном переходе 3.

Для количественной оценки величины ослабления и качества согласования д.в. сечением 2.2 ×  $\times$  1.0 мм<sup>2</sup> с с.р.м.в. сечением 3.4  $\times$  7.2 мм<sup>2</sup> на переходе 2 было проведено численное моделирование в CST MWS. Объемная модель представлена на рис. 4, где для ввода-вывода с.в.ч.-мощности имеются порты (1 и 2).

В качестве материала д.в. был задан фторопласт-4 с  $\varepsilon = 2.2$ ,  $tg\delta = 2 \cdot 10^{-4}$ , в качестве материала перехода и с.р.м.в. — серебро с удельной проводимостью  $\sigma_{\rm Ag} = 4.75 \cdot 10^7 \, {\rm Cm/m}$ .

Результаты моделирования представлены на рис. 5 и 6.

Из этих рисунков следует, что данный волноводный переход в частотном диапазоне от 90 до 100 ГГц имеет среднее значение к.с.в.н., не превышающее 1.2, и среднее ослабление 0.5 дБ, что определяет возможность использования его в составе гибкого волновода для связи металлических



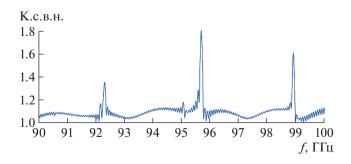
**Рис. 4.** Модель волноводного перехода с д.в. на с.р.м.в. в CST MWS. 1, 2- порты ввода-вывода с.в.ч.-мощности.

волноводов стандартного и сверхразмерного сечений.

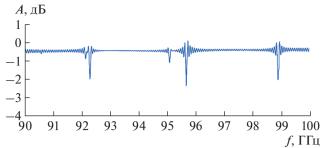
В соответствии с моделью, представленной на рис. 4, был изготовлен волноводный переход с д.в. на с.р.м.в. (рис. 7). С использованием данного волноводного перехода был изготовлен макет гибкого волновода для связи металлических волноводов стандартного сечения  $1.2 \times 2.4$  мм $^2$  и сверхразмерного сечения  $3.4 \times 7.2$  мм $^2$  с фторопластовым л.в. сечением  $2.2 \times 1.0$  мм $^2$ .

Потери в макете гибкого волновода с двумя переходами на металлический измерялись в диапазоне от 90 до 100 ГГц на панорамном измерителе к.с.в.н. и ослабления. Экспериментальные исследования показали, что суммарные потери в гибком волноводе при длине 0.5 м не превышают 1.1 дБ, при этом потери в каждом из волноводных переходов не превышают 0.3 дБ. Следовательно, при применении линии передачи длиной до 7 м, состоящей из двух гибких волноводов длиной 0.5 м каждый и прямоугольного с.р.м.в. сечением  $3.4 \times 7.2 \text{ мм}^2$  длиной 6 м, значение флуктуационной чувствительности к.в.ч.-радиометра сохранится на прежнем уровне (при этом радиусы изгибов д.в. должны быть более  $20\lambda$ ).

Гибкий волновод для связи металлических волноводов стандартного и сверхразмерного сечений защищен патентом РФ на изобретение [7].



**Рис. 5.** Коэффициент стоячей волны по напряжению волноводного перехода с д.в. на с.р.м.в.



**Рис. 6.** Ослабление волноводного перехода с д.в. на c.p.м.в.

#### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В условиях газодинамического эксперимента благодаря совместному использованию гибких волноводов для связи металлических волноводов стандартного и сверхразмерного сечений и прямоугольных с.р.м.в. возможно построение л.п. длиной до 7 м при сохранении значения флуктуационной чувствительности к.в.ч.-радиометра на том же уровне, что и при использовании фторопластовых л.в. сечением  $2.2 \times 1.0 \text{ мм}^2$  ллиной 2 м. В случае сокращения длины регулярного участка сверхразмерного волновода флуктуационная чувствительность пропорционально увеличится, следовательно, увеличится точность проводимых радиометрических измерений. Так, например, при построении л.п. общей длиной до 2 м на гибком волноводе совместно с с.р.м.в. флуктуационная чувствительность к.в.ч.-радиометра увеличится в 2 раза по сравнению с л.п. на фторопластовом д.в. аналогичной длины.

Несмотря на возможность выполнения изгибов, недостатком такой л.п. (с точки зрения воздействия прямой ударной волны) по-прежнему остается наличие жесткого регулярного участка, содержащего прямоугольный с.р.м.в. Однако при использовании гибких волноводов возможно организовать защиту с.р.м.в. от воздействия ударной волны, разместив его в защитной трубе, закопанной в грунт, и ограничив тем самым уничто-

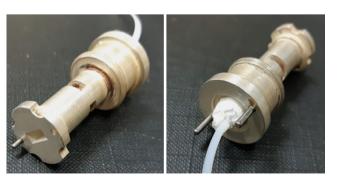


Рис. 7. Волноводный переход с д.в. на с.р.м.в.

жаемый участок только частью заменяемого д.в. из состава гибкого волновода.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ботов Е.В., Иконников В.Н., Канаков В.А., Корнев Н.С., Макарычев Н.А., Минеев К.В., Назаров А.В., Османов Р.Р., Седов А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 5. С. 432. https://doi.org/10.1007/s11141-018-9899-y
- 2. *Yeh C.*, *Shimabukuro F.* The Essence of Dielectric Waveguides. Springer, 2008. P. 350.
- Костенко А.А. // Радиофизика и радиоастрономия. 2000. № 3. С. 221.

- Князьков Л.Б., Руженцев Н.В. // Письма в ЖТФ. 2008. № 20. С. 59.
- 5. Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Камышан В.В., Кузьмичев В.М., Макаренко Б.И., Соколов А.В., Шейко В.П. Техника субмиллиметровых волн. М.: Сов. радио, 1969. С. 250.
- 6. Бирюков В.В., Минеев К.В., Назаров А.В. // XIV Международная научно-техническая конференция "Физика и технические приложения волновых процессов": Материалы конференции. Самара, 2016. С. 143.
- 7. Гайнулина Е.Ю., Корнев Н.С., Минеев К.В., Назаров А.В., Орехов Ю.И., Светлаков Ю.А. Патент на изобретение № 2657318 РФ. МПК Н01Р 5/08 // Опубл. 13.06.2018. Бюл. № 17.

#### \_\_\_\_\_ ЛАБОРАТОРНАЯ \_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 53.082.5

#### ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ЗАПУСКА ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАМЕРЫ

© 2021 г. К. А. Алабин<sup>а</sup>, Н. С. Воробьев<sup>а,\*</sup>, А. И. Заровский<sup>а</sup>

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

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

Поступила в редакцию 23.06.2020 г.

После доработки 06.07.2020 г.

Принята к публикации 17.07.2020 г.

Представлена методика измерения времени срабатывания (мертвого времени) электронно-оптических камер (э.о.к.) для нескольких длительностей развертки. Как правило, время срабатывания э.о.к. измеряется только для самой короткой развертки, что усложняет синхронизацию запускающего импульса э.о.к. с исследуемым процессом при работе на других развертках. Использование в качестве метки светового импульса лазерного диода с фронтом ≤1 нс позволило существенно уменьшить неопределенность отсчета момента появления импульса на камере. Кроме того, предложенная методика позволяет учитывать все возможные задержки срабатывания, что повышает точность измерений, а также измерять длительность разверток э.о.к.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010018

#### **ВВЕДЕНИЕ**

Хронографические электронно-оптические камеры (э.о.к.) с линейной разверткой (стрик-камеры) находят широкое применение в исследованиях световых быстропротекающих процессов, поскольку позволяют проводить их прямые временные измерения [1]. Существенное значение приобретает время срабатывания камеры, особенно при регистрации однократных процессов [2]. В данной работе на примере э.о.к. PS-1/S1, разработанной в ИОФ РАН и широко используемой в физическом эксперименте [1, 3], описана методика измерения ее времени срабатывания для нескольких длительностей развертки.

#### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Время срабатывания э.о.к. — это интервал между моментом прихода запускающего электрического импульса и моментом появления развертки на экране камеры. Момент появления развертки можно установить, например, с помощью зарегистрированного в начале развертки светового короткого импульса, что и даст возможность оценить время срабатывания камеры.

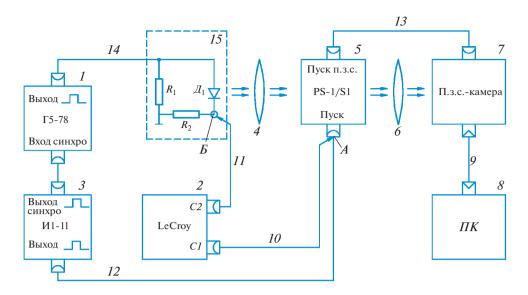
Авторами работы [2] для определения времени срабатывания э.о.к. применена ртутная лампавспышка ДРШ350-2. Эта лампа-вспышка формирует световой импульс с длительностью фронта ~300 нс [2], что вносит большую неопределен-

ность в отсчет момента появления импульса на экране камеры, особенно на коротких развертках (≤10 нс), и, как следствие, большую погрешность в измерения времени срабатывания э.о.к.

Источником импульсов света с более коротким фронтом могут быть, например, полупроводниковые лазерные диоды. Современные серийно выпускаемые лазерные диоды имеют длительность фронта 0.1-1 нс.

В нашей работе для измерения времени срабатывания э.о.к. используется лазерный диод и генераторы импульсов И1-11 и Г5-78. На рис. 1 представлена схема измерения времени срабатывания камеры PS-1/S1 для длительностей разверток 0.2, 2, 10, 20 нс. В данной схеме генератор И1-11 работает в режиме внутреннего однократного запуска и формирует электрические импульсы длительностью  $0.1-10\,$  мкс с длительностью фронта  $\leq 1\,$  нс, амплитудой  $\geq 20\,$  В на нагрузке  $50\,$  Ом. Генератор  $\Gamma 5$ -78 формирует электрические импульсы длительностью  $1-300\,$  нс с длительностью фронта  $0.5-50\,$  нс, амплитудой  $0-5\,$  В на нагрузке  $50\,$  Ом и запускает лазерный диод с длиной волны излучения  $635\,$  нм и выходной мощностью  $5\,$  мВт.

Генератор И1-11 формирует выходной импульс и синхроимпульс, запускающие соответственно развертку э.о.к. (точка A) и генератор Г5-78. Сигнал в точке A регистрируется каналом C1 осциллографа. Выходной импульс генератора Г5-78 поступает на лазерный модуль. Резистор  $R_1$  обеспе-



**Рис. 1.** Схема измерения времени срабатывания э.о.к. I – генератор  $\Gamma$ 5-78; 2 – осциллограф LeCroy; 3 – генератор импульсов И1-11; 4 – линза; 5 – э.о.к. PS-1/S1; 6 – объектив Helios-44-2; 7 – п.з.с.-камера; 8 – персональный компьютер; 9 – USB-кабель; 10, 11 – кабель LeCroy PP008; 12–14 – коаксиальные кабели PK-50-2-12 с разъемами CP-50-74ПВ; 15 – лазерный модуль ( $R_1$ ,  $R_2$  – резистор SMD 1206-100 Ом  $\pm 5\%$ ,  $\mathcal{A}_1$  – лазерный диод  $P_{\text{ВЫХ}} = 5$  мВт).

чивает согласование выходного тракта генератора  $\Gamma$ 5-78, а резистор  $R_2$  формирует рабочий ток лазерного диода. Сигнал, полученный на резисторе  $R_2$  (точка E), регистрируется каналом E0 осциллографа.

Сфокусированное линзой 4 излучение лазерного диода попадает на фотокатод э.о.к. Величина задержки выходного синхроимпульса генератора Г5-78 подбирается таким образом, чтобы изображение лазерного импульса появлялось на экране камеры в начале развертки. Это изображение считывается и обрабатывается п.з.с.-камерой и записывается на компьютере.

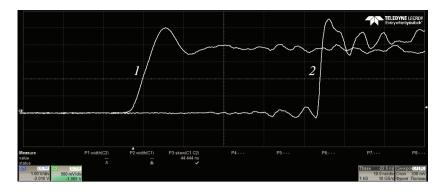
Для определения времени срабатывания э.о.к. были проведены: измерения задержки электрического импульса пуска лазерного диода, расчет и измерение времени срабатывания лазерного диода (методика описана в [4, 5]), расчеты и измерения оптической задержки лазерного импульса и задержки изображения оптического импульса на экране э.о.к. относительно начала установленной развертки. Кроме того, (это важно для коротких разверток длительностью  $\leq 1$  нс) необходимо учитывать разность задержек измерительных трактов каналов C1 и C2 осциллографа и длин соединительных кабелей (10 и 11 на рис. 1).

Таким образом, исходя из вышесказанного можно записать формулу для расчета времени срабатывания  $t_{\rm cp}$  э.о.к.:

$$t_{\rm cp} = t_{\rm _{3.Л.Д.}} + t_{\rm _{cp.Л.Д.}} + t_{\rm _{O.3.}} \pm t_{\rm _{K.oc.}} - t_{\rm _{p}}.$$

Здесь  $t_{3.л.д.}$  — задержка электрического импульса пуска лазерного диода относительно пускового импульса камеры;  $t_{\rm ср.л.д.}$  — время срабатывания лазерного диода;  $t_{\rm 0.3.}$  — оптическая задержка лазерного импульса в воздухе и линзе;  $t_{\rm к.oc.}$  — разность времен срабатывания каналов CI и C2 осциллографа;  $t_{\rm p}$  — задержка изображения лазерного импульса на экране э.о.к. относительно начала установленной развертки.

Задержка между электрическими импульсами  $t_{\scriptscriptstyle 3,\pi,\pi}$ , измерялась осциллографом в точках A и B(см. рис. 1) в момент появления изображения лазерного импульса в начале развертки э.о.к. Порог срабатывания пуска э.о.к. PS-1/S1 равен 2 В. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов пуска развертки э.о.к. и лазерного диода, полученных при работе камеры на развертке длительностью 2 нс. Задержка  $t_{_{3,\mathrm{Л},\mathrm{I}}}$  между импульсами составила 44.444 нс. Время срабатывания лазерного диода  $t_{\text{ср.л.д.}}$  измерялось и рассчитывалось по методике, описанной в [4, 5], и составило 1.150 нс. Оптическая задержка лазерного импульса в воздухе и линзе  $t_{\text{о.з.}}$  рассчитывалась по измеренной длине оптического пути лазерного импульса от диода до фотокатода э.о.к. с учетом показателя преломления материала фокусирующей линзы и ее толщины и составила 0.25 нс. Поскольку канал C1 срабатывает на 0.335 нс раньше канала C2, в вышеприведенной формуле  $t_{\kappa,oc}$  вычитается. Время  $t_{\rm p}$ определяется из полученного на экране э.о.п. раз-



**Рис. 2.** Осциллограммы: 1 — импульса пуска развертки э.о.к.; 2 — импульса пуска лазерного диода. Задержка между импульсами 44.444 нс.

вернутого изображения зарегистрированного лазерного импульса по формуле:

$$t_{\rm p} = (L_{\rm \scriptscriptstyle H}/L_{\rm \scriptscriptstyle p})T_{\rm \scriptscriptstyle p},$$

где  $L_{\rm u}$ , мм — расстояние между точками, соответствующими началу развертки и значению амплитуды лазерного импульса, измеренной по уровню 0.1;  $L_{\rm p}$ , мм — длина развертки на экране э.о.к.;  $T_{\rm p}$ , нс — длительность установленной развертки.

Погрешность измерения длительностей разверток э.о.к. и их нелинейность, как правило, составляют  $\sim 10\%$  каждая. Погрешность измерения расстояний  $L_{\rm u}$  и  $L_{\rm p}$  зависит от системы считывания и обработки изображений и в нашем случае меньше 1%. Таким образом, результирующая погрешность измерения задержки лазерного импульса на экране камеры равна  $\sim 11\%$ .

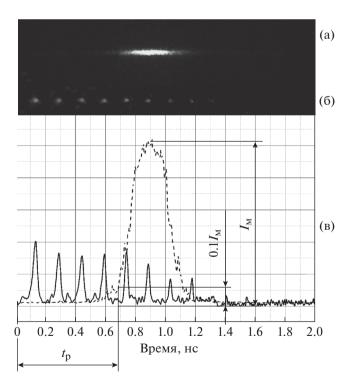
Для повышения точности определения  $t_{\rm p}$  была проведена калибровка длительностей разверток э.о.к. Излучение фемтосекундного лазера Тѕипа- ті (длина волны 800 нм, длительность импульса 30 фс, частота повторения 75.3 МГц) пропускалось через установленную перед камерой пару зеркал с коэффициентом отражения ~99% каждое при известном расстоянии между ними (аналог интерферометра Фабри—Перо). По полученным таким образом калибровочным меткам можно измерить длительность и нелинейность конкретной развертки. Зарегистрированное изображение меток считывалось и обрабатывалось п.з.с.-камерой и запоминалось на компьютере (рис. 3а).

Далее, для выбранной развертки эопограмму с изображением меток необходимо совместить с ранее зарегистрированным и обработанным изображением импульса лазерного диода (рис. 36) так, чтобы начало разверток совпадало (рис. 3в). В этом случае задержку светового импульса относительно начала развертки можно вычислить по формуле (рис. 4):

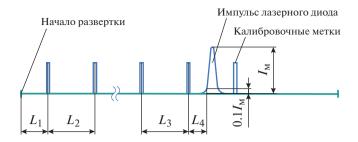
$$t_{\rm p} = t_{\rm K} n + t_{\rm u} (L_1/L_2 + L_4/L_3),$$

где  $t_{\rm K}$  — период калибровочных меток; n — число полных периодов калибровочных меток от начала развертки.

При таком измерении задержки лазерного импульса относительно начала развертки погрешность установления длительностей разверток э.о.к. и их нелинейность практически сводятся к минимуму и точность определения  $t_{\rm p}$  зависит от погрешности системы считывания. Для развертки 2 нс, представленной на рис. За и 3б, величина  $t_{\rm p} = 0.685$  нс. Необходимо отметить, что основной вклад в



**Рис. 3.** Эопограммы импульса лазерного диода (а) и калибровочных меток с периодом 150 пс (б); фотометрия эопограмм (в). Длительность развертки э.о.к. PS-1/S1 - 2 нс,  $t_{\rm p} = 0.685$  нс,  $I_{\rm M} -$  амплитуда импульса лазерного диода.



**Рис. 4.** Схема расчета задержки изображения импульса лазерного диода.  $I_{\rm M}$  — амплитуда импульса лазерного диода.

погрешность измерения  $t_{\rm p}$  и соответственно  $t_{\rm cp}$  вносит нестабильность времени срабатывания (джиттер) э.о.к., которая для камеры PS-1/S1 лежит в пределах  $\pm 15$  пс [1].

Таким образом, рассчитанное и измеренное время срабатывания э.о.к. PS-1/S1 с учетом всех выше перечисленных компонентов для разверток 0.2, 2, 10, 20 нс составило соответственно 25.1, 46.2, 136.8, 223.0 нс.

Кроме того, устанавливая генератором  $\Gamma$ 5-78 соответствующую задержку выходного импульса, при которой фронт оптического импульса лазерного диода появляется в начале и в конце развертки э.о.к., можно измерять длительность развертки как разность задержек импульсов, измеренных в точке E.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная методика измерения времени срабатывания хронографических э.о.к. с использованием серийного лазерного диода и генераторов И1-11,  $\Gamma$ 5-78 позволяет измерять время срабатывания как на коротких ( $\leq$ 0.5 нс), так и на длинных развертках ( $\geq$ 1 мкс).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Смирнов А.В., Щелев М.Я., Шашков Е.В. // ПТЭ. 2016. № 4. С. 72. https://doi.org/10.7868/S0032816216030289
- Аббасов Т.С., Калиненков А.И., Пузырёв В.Н., Саакян А.Т., Стародуб А.Н., Фахриев Б.Р., Якушев О.Ф. // ПТЭ. 2018. № 3. С. 70. https://doi.org/10.7868/S0032816218030011
- Schelev M. Ya., Monastyrskiy M.A., Vorobiev N.S., Garnov S.V., Greenfield D.E. Aspects of Streak Image Tube Photography / Advances in Imaging and Electron Physics, Adv. Imag. Electron Phys., 180, Elsevier Academic Press Inc, 2013, VII+. https://doi.org/10.1016/B978-0-12-407755-3.00001-7
- 4. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Книга 2. М.: Мир, 1984. С. 331.
- Fukushima T., Kasukawa A., Iwase M., Namegaya T., Shibata M. // IEEE Photonics Technology Lett. 1993.
   V. 5. № 2. C. 117. https://doi.org/10.1109/68.195976

# \_\_\_\_ ЛАБОРАТОРНАЯ \_\_\_\_ ТЕХНИКА

УЛК 539.262+539.233

# ТЕРМОСТАТНАЯ КАМЕРА ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ЖИДКИХ ПОДЛОЖКАХ

© 2021 г. А. М. Тихонов<sup>а,b,\*</sup>, В. Е. Асадчиков<sup>c</sup>, Ю. О. Волков<sup>b,c</sup>, А. Д. Нуждин<sup>c,\*\*</sup>, Б. С. Рощин<sup>c,\*\*</sup>

<sup>а</sup> Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН Россия, 119334, Москва, ул. Косыгина, 2

<sup>b</sup> Институт физики твердого тела РАН

Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, 2

<sup>c</sup> Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59, стр. 1

\*e-mail: tikhonov@kapitza.ras.ru

\*\*e-mail: nuzhdin.a@crys.ras.ru

\*\*\*e-mail: ross@crys.ras.ru

Поступила в редакцию 26.06.2020 г. После доработки 06.07.2020 г. Принята к публикации 16.07.2020 г.

Универсальная термостатная камера предназначена для проведения рентгеноструктурных исследований разного рода адсорбционных слоев на границах воздух — вода и масло — вода. Камера может быть использована как на лабораторном дифрактометре с горизонтальным расположением образца и подвижной системой излучатель — детектор, так и на специализированном спектрометре на синхротронном источнике излучения.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010158

Пленка адсорбированных дифильных молекул на поверхности жидкости является примером двумерной термодинамической системы [1]. Например, нерастворимый монослой Ленгмюра на поверхности воды, состоящий из дифильных молекул, описывается параметрами  $(\Pi, T)$ , где  $\Pi$  – поверхностное давление, T – температура. При изменении, к примеру, П в этой системе возможен фазовый переход из двумерной "расширенной жидкости" (LE-фаза) в "конденсированное" состояние (LC-фаза), который важно учитывать при интерпретации экспериментальных данных [2, 3]. Напротив, растворимая гиббсовская пленка описывается параметрами (c, p, T), где c — объемная концентрация дифильного вещества, р давление. Достаточно часто в монослоях Гиббса наблюдаются баратропные [4], лиатропные [5] и термотропные фазовые переходы между различными поверхностными мезофазами, причем как в однокомпонентных [6], так и в двухкомпонентных по составу слоях [7].

Прямым методом зондирования и регистрации изменений в структуре адсорбционной пленки при фазовом переходе являются эксперимен-

ты по отражению и рассеянию жесткого рентгеновского излучения планарной поверхностью жидкости [8]. Так, данные рентгеновской рефлектометрии в скользящей геометрии позволяют определить распределение электронной плотности изучаемых образцов в направлении, перпендикулярном их поверхности [9], и служат хорошей базой для проверки как теоретических моделей [10], так и результатов вычислений молекулярной динамики с атомным разрешением [11].

Специфика изучения тонких пленок на жидких подложках методом рентгеновского рассеяния требует обеспечения достаточно длительной (более суток) стабильности и однородности поля температуры, а также поддержания оптимального уровня влажности среды, в которую помещен довольно протяженный образец поверхности. В данной работе описана конструкция универсальной термостатной камеры, которая необходима при проведении рентгеноструктурных исследований разного рода адсорбционных слоев на границах воздух — вода [12] и масло — вода [13]. Камера предназначена для использования как на лабораторном дифрактометре с горизонтальным расположением образца и подвижной системой излучатель — де-

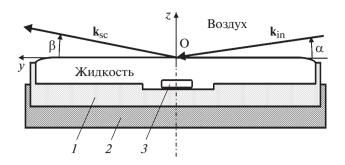


Рис. 1. Ячейка-тарелка для исследования границ воздух — жидкость.  $\mathbf{k}_{\text{in}}$ ,  $\mathbf{k}_{\text{sc}}$  — волновые векторы с амплитудой  $k_0 = 2\pi/\lambda$  соответственно падающего и рассеянного лучей;  $1 - \phi$ торопластовая ячейка-тарелка; 2 – алюминиевая оправа; 3 – магнит во фторопластовой оболочке.

тектор [14], так и на специализированном спектрометре на базе синхротронного источника излучения [15, 16].

Физические размеры образца поверхности, пригодные для проведения структурных исследований границ воздух - жидкость, определяются следующими факторами. Во-первых, величиной угла полного внешнего отражения  $\alpha_c$ , минимальным размером зондирующего луча (>10 мкм) и его расходимостью ( $\Delta \alpha \le 10^{-4}$  рад) в вертикальной плоскости. Значение угла полного внешнего отражения для поверхности воды  $\alpha_c = \lambda \sqrt{r_e \rho_w/\pi} \approx 0.15^\circ$  при  $\lambda \approx 1.54$  Å (где  $r_e = 2.814 \cdot 10^{-5} \text{ Å} -$ классический радиус электрона) фиксируется объемной электронной концентрацией в ней  $\rho_{\scriptscriptstyle W} \approx 0.333~e^-/{\rm \AA}^3~(T=25^{\circ}{\rm C}).$ При углах скольжения  $\alpha \sim \alpha_c$  линейный размер освещаемой области вдоль направления распространения луча составляет > 1 см. Во-вторых, чтобы исключить влияние краевых эффектов на форму поверхности в облучаемой области, линейный размер образца L вдоль (и поперек) направления распространения света должен значительно превышать капиллярную длину  $L_c = \sqrt{\gamma/g\Delta\rho_g}$  (где  $\gamma$  — межфазное натяжение, g — ускорение свободного падения,  $\Delta \rho_{\sigma}$  — изменение плотности на границе фаз). По этой причине только небольшая часть поверхности образца задействуется в эксперименте рассеяния. К примеру, для межфазной границы воздух — вода капиллярная длина  $\sqrt{\gamma/g\Delta\rho_g}\approx$   $\approx 0.3\,$  см (где  $\gamma\approx73\,$  мН/м,  $g\approx9.8\,$  м/с²,  $\Delta\rho_g\approx$  $\approx 10^3 \, \text{кг/м}^3$ ), а оптимальным считается использование ячейки с  $L \ge 10$  см.

На рис. 1 представлен эскиз фторопластовой (политетрафторэтилен) ячейки-тарелки 1 диаметром ~100 и глубиной 5 мм в алюминиевой оправе 2 для изучения границы воздух — жидкость

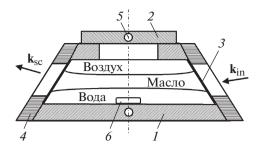


Рис. 2. Ячейка для исследования границ углеводородная жидкость — вода. 1 — ячейка из нержавеющей стали; 2 — крышка люка; 3 — окно из лавсановой пленки; 4 — рамка; 5 — отверстие для термистора; 6 — капсула с магнитом.

[17]. Ячейка вмещает ~40 мл жидкой субфазы, которую при необходимости можно перемешивать с помощью постоянного магнита во фторопластовой оболочке 3, располагающегося в углублении на дне тарелки.

На рис. 2 показана схематично герметичная ячейка 1 из нержавеющей стали с внутренним объемом ~200 мл, которая пригодна для изучения границ масло — вода [18]. Жидкости ( $\sim 50$  мл верхней масляной фазы и ~80 мл водной субфазы) в ячейку заливаются через люк с крышкой 2. Интерфейс имеет прямоугольную форму: ~75 мм вдоль и ~150 мм поперек луча (капиллярная длина ≈0.4 см). Герметичность ячейки обеспечивается фторопластовыми прокладками. Окна 3 ячейки изготавливаются из лавсановой пленки (полиэтилентерефталат) толщиной ~0.2 мм, которые прижимаются алюминиевыми рамками 4 к корпусу ячейки. Их наклон к горизонтальной плоскости ~60° обычно обеспечивает необходимую кривизну поверхности масло - вода (мениск выгнут вверх). Для уменьшения влияния краевых эффектов и фиксации контактной линии интерфейса на окнах ячейки их поверхность покрывается неглубокими горизонтальными царапинами.

Температура ячейки, при необходимости, определяется по показаниям термисторов, помещенных в отверстия в крышке люка и в основании 5. На дно ячейки помещается фторопластовая капсула 6 с магнитом. Однако из-за большой толщины масляной фазы (~75 мм) в эксперименте возникают дополнительные требования к энергии фотонов зондирующего луча (>15 кэВ) и его расходимости  $(\Delta \alpha \sim 10^{-5} \text{ рад})$ . Этот вопрос достаточно подробно рассмотрен в [13].

Эскиз термостатной камеры, которая совместима с описанными выше ячейками, показан на рис. 3. Камера представляет собой цилиндр 1 Ø170 и высотой 80 мм с плоским дном и двумя крышками 2 в виде блинов  $\emptyset$ 170 мм. Последние крепятся к торцам цилиндрической части корпуса при помощи восьми винтов из нержавеющей стали. Герметичность камеры обеспечивается уплотнением из резиновых прокладок вдоль линий примыкания крышек к торцам цилиндра. Эти несущие элементы камеры изготавливаются из дюралюминия толщиной 8 мм, что обеспечивает достаточно равномерное распределение поля температуры внутри нее. Внешняя поверхность камеры покрыта самоклеющейся теплоизоляцией 3 из фольгированной полиуретановой пены толщиной 8 мм.

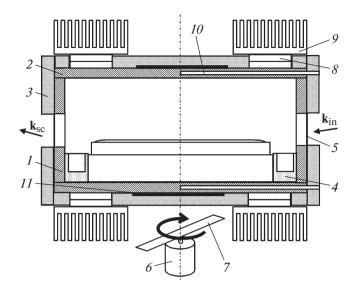
Для обеспечения постоянного уровня влажности в камере, в пространстве между краями тарелки (рис. 2) и стенками камеры размещается съемное кольцо с желобом (4) из фторопласта, в который наливается деионизированная вода. Кольцо также позволяет фиксировать положение тарелки в центре камеры, а его размеры подобраны так, чтобы уровень жидкости в нем всегда был ниже уровня изучаемой поверхности.

Доступ зондирующего луча к исследуемой в камере поверхности осуществляется через рентгенопрозрачные входное и выходное окна 5. Эти окна состоят из двух слоев каптоновой пленки (полиимид) толщиной ~50 мкм, приклеенных по внешней и внутренней сторонам цилиндра и закрывающих две прорези в теле последнего. Таким образом, внутренний объем камеры оказывается отделенным от внешней среды. Пленка при такой толщине достаточно прозрачна для жесткого рентгена и обладает высокой механической прочностью, термической стойкостью и химической инертностью.

Геометрические размеры окон (высота 20 и ширина 60 мм) выбраны таким образом, чтобы обеспечивать возможность измерений угловых зависимостей в горизонтальной и вертикальной плоскостях в диапазонах от  $-10^{\circ}$  до  $10^{\circ}$  и  $-1^{\circ}$  до  $7^{\circ}$  соответственно ( $0^{\circ}$  соответствует направлению падающего луча). При этом допускается горизонтальное смещение центра образца (поперек зондирующего луча) в пределах 20 мм относительно центра облучаемой области.

В конструкции термостата также предусмотрена возможность перемешивания жидкости в ячейке, что требуется в процессе установления термодинамического равновесия или для обеспечения равномерного распределения примесей при модификации жидкой субфазы без извлечения тарелки. В этом случае используется низкооборотный электродвигатель 6 постоянного тока, расположенный снаружи под термостатом, который вращает с частотой  $\sim 1$   $\Gamma$ ц стальную планку 7 с постоянными магнитами и, таким образом, приводит магнитную капсулу на дне ячейки во вращательное движение.

Крепежная система камеры к юстировочному столику состоит из трех капролоновых стержней



**Рис. 3.** Схема термостатной камеры с ячейкой-тарелкой и магнитного перемешивающего устройства. I — цилиндр; 2 — крышка; 3 — теплоизоляция; 4 — кольцо с желобом; 5 — рентгенопрозрачное окно; 6 — электродвигатель; 7 — стальная планка; 8 — модуль Пельтье; 9 — радиатор; 10 — калиброванный термистор; 11 — пленочный резистор-нагреватель.

длиной 50 мм, которые служат также тепловой развязкой, и дюралюминиевого основания в виде диска с внешним диаметром 170 мм. При этом в отверстие в центре диска помещается электромотор перемешивающего устройства. Предусмотрено несколько вариантов крепления диска к столику, учитывающих индивидуальные особенности конструкций лабораторной или синхротронной установок.

На верхнюю и нижнюю крышки камеры, с внешней стороны, смонтированы по два двухкас-кадных термоэлектрических модуля Пельтье ТВ-2-(127-127)-1,3 производства "Экоген Технолоджи" (8), к которым крепятся алюминиевые радиаторы 9, вынесенные за теплоизоляцию. При этом для уменьшения теплового сопротивления в месте контакта элемента Пельтье и радиатора используется термопаста.

Блок-схема работы термостата представлена на рис. 4. Грубо управление охлаждением (нагревом) камеры осуществляется изменением величины постоянного тока I в цепи последовательно соединенных модулей Пельтье ( $M_1$ – $M_4$ ), используя биполярный блок питания  $P_1$  в режиме стабилизации постоянного тока (Agilent E3634A). Переход из режима охлаждения камеры в режим ее нагрева осуществляется переключением направления тока I. Элементы Пельтье позволяют понижать температуру термостата приблизительно на 5–15°C ниже комнатной при максимальном I ~ 2 А. В режиме нагрева и при I ~ 4 А можно разогреть камеру выше 100°C. Используя показания калиб-

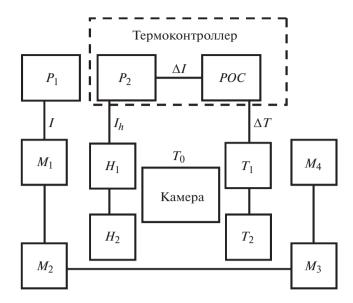
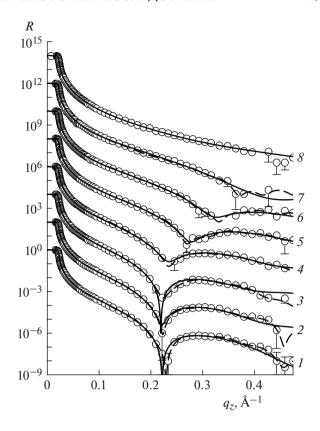


Рис. 4. Блок-схема стабилизации температуры камеры. P — источник питания, M — двухкаскадный модуль Пельтье, H — пленочный резистор-нагреватель, T — термистор-термометр, POC — регулятор обратной связи (п.и.д.-регулятор).

рованных термисторов  $T_1$  и  $T_2$  (OMEGA 44000), заглубленных в отверстиях в дне и крышке камеры (10 на рис. 3), можно при помощи регулировки величины I грубо контролировать (с погрешностью порядка  $\pm 0.2$ °C) температуру камеры  $T_0$  в диапазоне от 10 до 80°C.

Для ее точной стабилизации используется термоконтроллер с регулятором обратной связи (Lake-Shore 336). К встроенному источнику тока  $P_2$  в цепи обратной связи контроллера последовательно подключаются пленочные резисторы-нагреватели  $H_1$  и  $H_2$  с сопротивлением по ~25 Ом (Minco), приклеенные к верхней и нижней крышкам камеры (см. рис. 3). Используя отклонение температуры камеры  $\Delta T$  от  $T_0$  (по показаниям одного из термисторов  $T_1$ или  $T_2$ ), регулятор обратной связи POC (пропорционально-интегрально-дифференциальный (п.и.д.)регулятор) выдает поправку  $\Delta I$  к току  $I_h$  в цепи нагрева камеры. В случае необходимости стабилизации температуры вблизи и ниже комнатной задействуется источник тока  $P_1$  и цепь модулей Пельтье в режиме охлаждения. Достигаемое при этом режиме отклонение температуры  $\Delta T$  от заданной в окрестности комнатной  $T_0$  по показаниям термисторов составляет  $\sim 10^{-3}$ °C.

Термостатная камера с ячейкой-тарелкой использовалась нами при изучении структур фосфолипидных и фосфолипидно-пептидных пленок на поверхности растворов электролита как на лабораторной установке при энергии фотонов в зондирующем луче  $\sim 8$  кэB, так и на станции ID31 синхротрона ESRF при энергии фотонов ~71 кэВ



**Рис. 5.** Зависимость  $R(q_z)$  для монослоя DMPS на поверхности 100 мМ раствора КСІ в воде для различных значений номинальной площади на молекулу:  $1 - \approx 30 \text{ Å}^2$ ;  $2 - \approx 36 \text{ Å}^2$ ;  $3 - \approx 40 \text{ Å}^2$ ;  $4 - \approx 50 \text{ Å}^2$ ;  $5 - \approx 40 \text{ Å}^2$  $\approx 60 \text{ Å}^2$ ;  $6 - \approx 90 \text{ Å}^2$ ;  $7 - \approx 130 \text{ Å}^2$ ;  $8 - \approx 180 \text{ Å}^2$ . Для удобства кривые смещены друг относительно друга вдоль оси ординат. Сплошные линии — двухслойная модель монослоя ("модельный" подход), штриховые линии результат "безмодельного" подхода при восстановлении профилей электронной концентрации [11]. Их различие становится заметным при больших углах скольжения.

[11, 19]. В этих экспериментах образцы приготавливались внутри камеры непосредственно перед измерениями. Например, в работе [11] покрытие поверхности водной субфазы ленгмюровским монослоем фосфолипида 1,2-димиристоил-snглицеро-3-фосфо-L-серина (димиристоил — производная фосфатидилсерина или DMPS) осуществлялось путем нанесения его раствора в хлороформметанольной смеси с помощью калиброванного микролитрового гамильтоновского шприца. Количество высаженного таким образом липидного вещества задает номинальное значение площади на молекулу  $A_0$ . На рис. 5 показана серия зависимостей коэффициента отражения  $R(q_z)$ , где  $q_z = (4\pi/\lambda)\sin\alpha$ , измеренных при  $T = 25^{\circ}$ С для монослоев DMPS на поверхности 100 мМ раствора КСІ в воде при различных номинальных значениях  $A_0$ . На измерение одной кривой уходит примерно один день,

а с учетом установления термодинамического равновесия на поверхности — два дня. Эти кривые иллюстрируют переход LE—LC в монослое и в сочетании с данными молекулярно-динамических вычислений позволили прояснить роль поляризованной воды в этом фазовом переходе.

На практике исследование границ воздух — вода в открытой ячейке-тарелке данной конструкции ограничено диапазоном температур от 15 до 50°С из-за конденсации воды в камере на оптических окнах. Согласно нашим измерениям с помощью термопарного щупа в этом температурном интервале неоднородности в поле распределения температуры во внутреннем объеме камеры составляют не менее 0.1°C. Значительно уменьшить температурные гралиенты в ней (на олин-лва порядка) можно путем добавления второй ступени термостата, с независимой стабилизацией температуры с помощью термоконтроллера (LakeShore 336). Термостат такого типа использовался нами ранее при исследовании в герметичной ячейке (рис. 2) узкой окрестности фазовых переходов в растворимых пленках дифильных веществ на границе н-гексан — вода [6, 7].

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Эксперименты на станции ID31 проводились в рамках исследовательского проекта SC-4845 Европейского источника синхротронного излучения (ESRF), Гренобль, Франция и частично поддержаны грантом РФФИ № 19-04-00242-а. Измерения в лабораторных условиях выполнены при поддержке гранта РФФИ № 19-29-12045-мк. Методика обработки экспериментальных данных и соответствующее программное обеспечение создавалось при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках государственных заданий для институтов РАН. Разработка и изготовление термостатной камеры частично произведено при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-12-00108).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Adamson A.W. // Physical Chemistry of Surfaces. New York: John Wiley & Sons, 1976.
- 2. *Rayleigh L.* // Nature. 1891. V. 43. P. 437. https://doi.org/10.1038/043437c0
- 3. *Kaganer V.M., Möhwald H., Dutta P.* // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 779. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.71.779

- Lin M., Ferpo J.L., Mansaura P., Baret J.F. // J. Chem. Phys. 1979. V. 71. P. 2202. https://doi.org/10.1063/1.438551
- Aratono M., Takiue T., Ikeda N., Nakamura A., Motomura K. // J. Phys. Chem. 1993. V. 97. 5141. https://doi.org/10.1021/j100121a048
- Тихонов А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2015. V. 102. P. 620. doi Tikhonov A.M. // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 552. doi https://doi.org/10.1134/S0021364015200163 https://doi.org/10.7868/S0370274X1520014X
- 7. Pingali S.V., Takiue T., Guangming G., Tikhonov A.M., Ikeda N., Aratono M., Schlossman M.L. // J. Dispersion Science and Technology. 2006. V. 27. P. 715. https://doi.org/10.1080/01932690600660582
- 8. Braslau A., Deutsch M., Pershan P.S., Weiss A.H., Als-Nielsen J., Bohr J. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 114. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.114
- 9. Koo J., Park S., Satija S., Tikhonov A., Sokolov J.C., Rafailovich M.H., Koga T. // J. Colloid and Interface Science. 2008. V. 318. P. 103. https://doi.org/10.1016/j.jcis.2007.09.079
- Schwartz D.K., Schlossman M.L., Kawamoto E.H., Kellogg G.J., Pershan P.S., Ocko B.M. // Phys. Rev. A. 1990. V. 41. P. 5687. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.41.5687
- 11. Ermakov Yu.A., Asadchikov V.E., Roschin B.S., Volkov Yu.O., Khomich D.A., Nesterenko A.M., Tikhonov A.M. // Langmuir. 2019. V. 35. P. 12326. https://doi.org/10.1021/acs.langmuir.9b01450
- 12. Тихонов А. М. // Письма в ЖЭТФ. 2010. V. 92. P. 394.
- Тихонов А.М., Волков Ю.О. // ЖЭТФ. 2019. V. 156. P. 440. https://doi.org/10.1134/S0044451019090062
- 14. Асадчиков В.Е., Бабак В.Г., Бузмаков А.В., Дорохин Ю.П., Глаголев И.П., Заневский Ю.В., Зрюев В.Н., Кривоносов Ю.С., Мамич В.Ф., Мосейко Л.А., Мосейко Н.И., Мчедлишвили Б.В., Савельев С.В., Сенин Р.А., Смыков Л.П. и др. // ПТЭ. 2005. № 3. Р. 99.
- Schlossman M.L., Synal D., Guan Y., Meron M., Shea-McCarthy G., Huang Z., Acero A., Williams S.M., Rice S.A., Viccaro P.J. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. P. 4372. https://doi.org/10.1063/1.1148399
- Honkimaki V., Reichert H., Okasinski J., Dosch H. // J. Synchrotron Rad. 2006. V. 13. P. 426. https://doi.org/10.1107/S0909049506031438
- 17. *Tikhonov A.M.* // J. Chem. Phys. 2009. V. 130. P. 024512. https://doi.org/10.1063/1.3056663
- 18. *Mitrinovic D.M., Zhang Z., Williams S.M., Huang Z., Schlossman M.L.*//J. Phys. Chem. B. 1999. V. 103. P. 1779. https://doi.org/10.1021/jp984640
- 19. Ермаков Ю.А., Асадчиков В.Е., Волков Ю.О., Нуждин А.Д., Рощин Б.С., Хонкимаки В., Тихонов А.М. // Письма в ЖЭТФ. 2019. V. 109. P. 340. https://doi.org/10.1134/S0370274X19050126

# \_ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ <sub>\_</sub> В ЛАБОРАТОРИЯХ

УЛК 531.78

# СТЕНД ДЛЯ ТЕРМОВАКУУМНЫХ МЕХАНИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

© 2021 г. А. Н. Баженов, А. Н. Коваль, С. Ю. Толстяков, Е. Е. Мухин, А. М. Дмитриев, Д. С. Самсонов

> Поступила в редакцию 17.06.2020 г. После доработки 20.06.2020 г. Принята к публикации 21.06.2020 г.

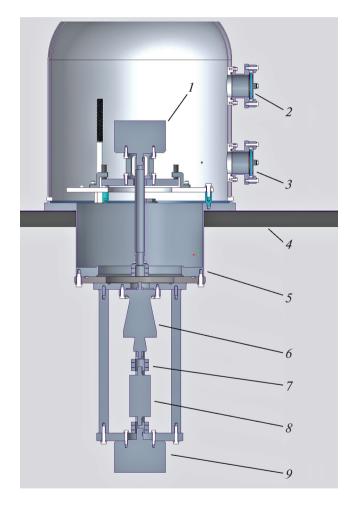
**DOI:** 10.31857/S0032816220060191

Стенд предназначен для проведения механических испытаний узлов и компонентов в вакууме при повышенных температурах. Вакуумная камера для размещения образца имеет диаметр 0.4 и высоту 0.55 м. Рабочая температура — от комнатной до  $800^{\circ}$ С. Давление в камере — от  $10^{5}$  до  $10^{-1}$  Па. Диапазон измерения механического момента от 0.01 до  $20~{\rm H}\cdot{\rm M}$ .

Вакуумная камера состоит из стационарного основания с фланцами для откачки и электрических соединений и съемной куполообразной камеры. Фланец камеры имеет канавку и уплотняющее резиновое кольцо. Прижатие камеры к основанию обеспечивается воздействием внешнего атмосферного давления. Соединительный фланец и камера имеют принудительное водяное охлаждение. В нижней части основания располагается фланец ISO-250 с проходным сечением 250 мм для присоединения дополнительного оборудования. Съемная камера оснащена тремя оптическими окнами, прозрачными в инфракрасной области до 14 мкм, для проведения дистанционных измерений механических перемешений и бесконтактного измерения распределения температуры поверхностей.

Рабочее давление обеспечивается спиральным насосом ANESTIWATA ISP-1000 с минимальным остаточным давлением 0.3 Па (3 мБар) для режима отжига [1]. При подключении высоковакуумного насоса достигается вакуум  $10^{-4}$  Па. Измерение давления осуществляется вакуумметрами Пирани Thyracont VSP 63DL с предельным измеряемым давлением 0.1 Па.

Нагрев испытываемого изделия обеспечивается излучением от ламп накаливания Osram HALOLINE PRO 2900 К суммарной мощностью до 2 кВт. Мощность регулируется с помощью коммерчески доступных регуляторов PLZ025 или лабораторных трансформаторов. Для равномерности нагрева и уменьшения потерь лучистой энергии излучатели и объект окружены экрана-



**Рис. 1.** Схема измерения механического момента и номинальной приемистости шагового двигателя. I – испытываемый двигатель; 2 – и.к.-окно (фторид бария) для наблюдения температуры двигателя; 3 – окно для видеосъемки; 4 — несущая рама; 5 — вакуумная камера с фланцами для откачки и электрических вводов; 6 — узел передачи вращения в вакуум; 7 — сильфонная муфта; 8 — измеритель крутящего момента; 9 — нагрузочное устройство.

ми. В случае исследования крупногабаритных объектов нагреватели помещались внутри них. Измерение температуры в восьми контрольных точках осуществляется с помощью платиновых датчиков Pt100 Heraeus LN222 и контроллера Овен TPM138 с разрешением 0.1°С. Бесконтактное измерение температуры поверхностей проводится пирометром Optris CTlaser 3M и тепловизором Testo 885-2.

Измерение крутящего момента производится через ввод вращения с помощью измерителя Datum M425 с рабочим диапазоном от 0.01 до 20 Н · м, расположеннного снизу от камеры вне вакуума. Для снижения требований к соосности валов двигателя и измерителя передача вращения выполнялась через беззазорные муфты R+W Antriebselemente BK1/30 с металлическим сильфоном. Типичная рабочая схема приведена на рис. 1. Стенд оснащен электрическим краном с кареткой для манипуляций с образцами и камерой.

Стенд был разработан для проведения испытаний внутривакуумных компонент термоядерного реактора ИТЭР [2]. Требования к условиям эксплуатации и, соответственно, испытаний опреде-

ляются документами ITER Vacuum Handbook [1]: рабочая температура — от 20 до  $200^{\circ}$ C, в диапазоне давление в камере — от 1 до  $10^{-3}$  Па. Точностные и нагрузочные требования сформулированы в документе [3].

Помимо механических измерений, на стенде проводятся измерения, например, диэлектрических потерь в минеральной изоляции, испытания устройств для ввода лазерной мощности в плазму ITER (оптические окна, зеркала).

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ITER Vacuum Handbook. http://www.iterru.ru/FusionCentre/htmfiles/HAD/ITERDocs/ITER\_Vacuum Handbook 2EZ9UM v2 3.pdf
- 2. ITER. https://www.iter.org/
- 3. DA Design Description Document (DDD) 55.C2-Edge Thomson Scattering, 2016. P44.

Адрес для справок: Россия, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН. E-mail: alexandre.bazhenov@gmail.com

# \_ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ <sub>\_</sub> В ЛАБОРАТОРИЯХ

УЛК 539.1.074.3

# ОДНОВРЕМЕННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ ОТ НЕСКОЛЬКИХ ДЕТЕКТОРОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОДНИМ АМПЛИТУДНЫМ АНАЛИЗАТОРОМ

© 2021 г. А. Г. Волкович, С. М. Игнатов

Поступила в редакцию 15.07.2020 г. После доработки 05.08.2020 г. Принята к публикации 06.08.2020 г.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010183

Для контроля процессов, использующих источники у-излучения, иногда необходимо проводить спектрометрию несколькими детектирующими устройствами. Это, как правило, требует использования нескольких анализаторов амплитуд импульсов.

Ниже описаны метод измерений и принципиальная схема устройства, предназначенного для одновременной регистрации сигналов от нескольких детекторов одним анализатором. Приведены результаты измерений спектров предложенным способом от источников γ-излучения тремя детекторами типа твердотельный фотоэлектронный умножитель + CsI(Tl) [1].

Разработанное нами устройство позволяет одновременно регистрировать сигналы от нескольких детекторов одним анализатором амплитуд импульсов при следующих условиях:

- детекторы генерируют импульсы с экспоненциальным спадом;
- общее число каналов анализатора делится на m участков, где m число детекторов.

На рис. 1 представлены результаты практической реализации разработанного метода для трех детекторов и одного анализатора ESBS-7X (http://www.greenstar.ru/), имеющего 4000 каналов.

Общее решение вышеупомянутой задачи состоит в следующем.

К каждому импульсу с экспоненциальным спадом (с постоянной времени  $\tau_m$ ), генерируемому детектором m, добавляется импульс с экспоненциальным спадом определенной амплитуды  $A_m$  и с постоянной времени  $\tau_n$ , при этом  $\tau_n \sim \tau_m$ . Величина амплитуды  $A_m$  добавочного импульса определяет точку m начала спектра на шкале амплитуд анализатора импульсов.

Аналогичным образом на шкале анализатора размещаются остальные спектры, полученные от других детекторов путем соответствующего выбора значения амплитуды A (т.е. выбором сопротивлений  $r_1$  и  $r_2$ , см. схему на рис. 2в).

На рис. 2 показаны принцип и логика размещения спектра от отдельного детектора на выбранном участке шкалы анализатора.

Этот процесс состоит из следующих шагов:

- 1) выбор масштаба спектра (отношение  $r_3$  и  $r_4$ , см. схему на рис. 2a);
- 2) конструирование формы и амплитуды импульса, суммируемого с каждым импульсом спектра (см. п. 1) и определяющего начало области данного спектра (рис. 2б);

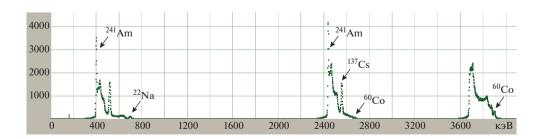
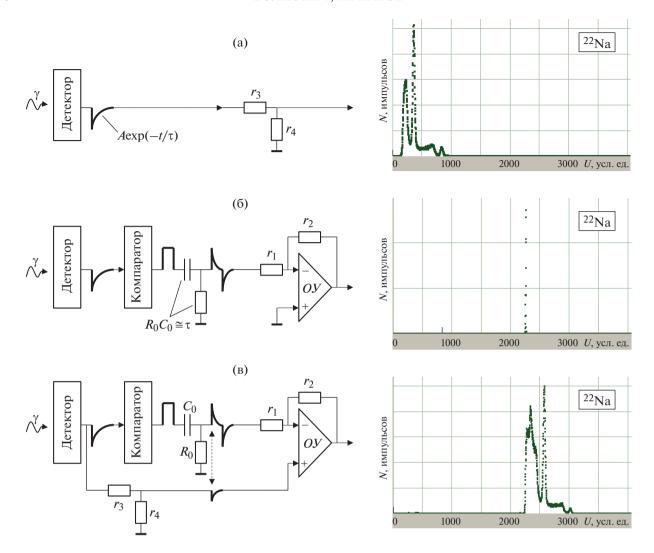


Рис. 1. Спектры от трех детекторов, полученные описанным методом.



**Рис. 2.** Принцип и логика размещения спектра от отдельного детектора на выбранном участке шкалы анализатора (источник  $\gamma$ -излучения  $^{22}$ Na). OY — операционный усилитель.

# 3) определение окончательного положения и геометрии спектра (рис. 2в).

Таким образом, предложенный метод позволяет реализовать возможность одновременной регистрации спектров, генерируемых несколькими детекторами, одним анализатором амплитуд импульсов.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Игнатов С.М., Потапов В.Н. // ПТЭ. 2011. № 2. С. 25.

Адрес для справок: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1, НИЦ "Курчатовский институт". E-mail: signatov41@mail.ru (Игнатов Сергей Михайлович)

# \_ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ \_ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УЛК 533.9.07

# МИКРОВОЛНОВЫЙ ИСТОЧНИК НЕТЕРМАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

© 2021 г. С. А. Горбатов, И. А. Иванов, А. В. Тихонов, В. Н. Тихонов, А. Ю. Шестериков

Поступила в редакцию 21.01.2020 г. После доработки 21.07.2020 г. Принята к публикации 10.08.2020 г.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010110

Нетермальная плазма атмосферного давления (по-другому, нетермальная атмосферная плазма — н.т.а.п.) обладает температурой, близкой к комнатной, что открывает широкие перспективы для ее многочисленных медицинских, научных и промышленных применений [1]. И в первую очередь, для модификации свойств различных поверхностей — химической активности, бактериальной осемененности, адгезии, пористости, смачиваемости, пластичности и т.п., в том числе для обработки таких теплочувствительных материалов, как полимеры и биологические ткани.

Н.т.а.п. может быть получена с помощью коронного, поверхностного, тлеющего и диэлек-

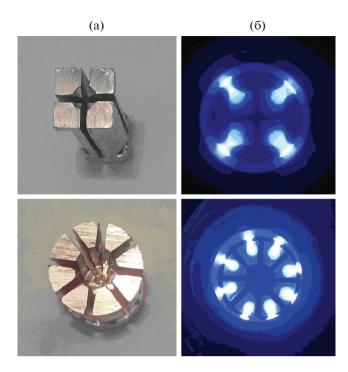
**Рис. 1.** Схема конструкции с.в.ч.-разрядника. 1 — центральный проводник коаксиала; 2 — питающий волновод; 3 — цанговый подвижный замыкатель; 4 — радиальные пропилы; 5 — внешний электрод разрядника.

трического барьерного разрядов. В последние годы также возрастает интерес к использованию сверхвысокочастотных (с.в.ч.) генераторов в качестве источников энергии для получения нетермальной плазмы [2—4].

Мы использовали в качестве источника н.т.а.п. электродный с.в.ч.-разрядник коаксиальной конфигурации. Основу его составляет отрезок жесткой коаксиальной линии резонансной длины с питанием от прямоугольного волновода, нагруженного на согласованную нагрузку (рис. 1). Центральный проводник коаксиала *I* проходит сквозь волновод *2* посередине его широких стенок перпендикулярно к ним. Один из выступающих концов коаксиала замкнут накоротко цанговым подвижным сочленением *3*, зона контакта вынесена в область минимума поверхностных токов. На втором кон-



**Рис. 2.** Внешний вид с.в.ч.-источника нетермальной плазмы.



**Рис. 3.** Варианты исполнения наконечника центрального проводника разрядника (a) и характерный вид с.в.ч.-разряда в нем ( $\delta$ ).

це коаксиала обеспечены условия холостого хода. По оси центрального проводника с разомкнутого конца выполнены радиальные пропилы 4 резонансной длины. Подача рабочего газа (аргона ≅5 л/мин) в зону разряда осуществляется по центральному проводнику, выполненному в виде полой трубки, либо непосредственно в зазор между внутренним и внешним проводниками коаксиала. В качестве источника с.в.ч.-энергии использовался недоро-

гой магнетронный генератор диапазона 2.45 ГГц мошностью 200 Вт [5].

На рис. 2 показан внешний вид с.в.ч.-источника н.т.а.п. Для снижения температуры исходящей из сопла разрядника струи внешний электрод разрядника охлаждается проточной водой. На выходе из разрядника температура на оси струи составляет  $\cong 300^{\circ}$ C, на расстоянии 30 мм от сопла около  $180^{\circ}$ C, на расстоянии 45 мм —  $60^{\circ}$ C, на расстоянии 55 мм —  $30^{\circ}$ C и далее постепенно приближается к температуре окружающей среды.

На рис. За представлена конструкция четырехи восьмигранного наконечника разрядника, на рис. Зб — соответствующий вид разряда в аргоне. При оптимальной настройке параметров системы разряд зажигается самостоятельно и устойчиво поддерживается в течение длительного времени.

Работа выполняется при поддержке гранта РФФИ № 20-08-00894.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Vijay Nehra, Ashok Kumar, Dwivedi H.K. // Intern. J. of Engineering. 2008. V. 2. Issue 1. P. 53.
- 2. *Тихонов В.Н., Иванов И.А., Тихонов А.В.* // ПТЭ. 2019. № 6. С. 128. https://doi.org/10.1134/S0032816219060314
- 3. Wound Management System Adtec SteriPlas. http://www.adtecplasma.com/
- Tikhonov V.N., Ivanov I.A., Tikhonov A.V. // J. Phys.: Conf. Series. 2019. V. 1393. P. 012062. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1393/1/012062
- 5. *Тихонов В.Н., Иванов И.А., Крюков А.Е., Тихонов А.В.* // Прикладная физика. 2015. № 5. С. 102.

Адрес для справок: Россия, 249032, Обнинск Калужской обл., Киевское ш., 109-й км, ВНИИ радиологии и агроэкологии. E-mail: gorbatovsa004@gmail.com

# \_\_\_\_\_ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ \_\_ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УЛК 608.217

# БЛОК ПИТАНИЯ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СИСТЕМЫ НАКАЧКИ ЭРБИЙ-ИТТЕРБИЕВОГО ЛАЗЕРА

© 2021 г. М. И. Дзюбенко<sup>а</sup>, И. В. Коленов<sup>а,b</sup>, В. П. Пелипенко<sup>а</sup>, Н. Ф. Дахов<sup>а</sup>, А. А. Галуза<sup>c</sup>

Поступила в редакцию 09.06.2020 г. После доработки 26.06.2020 г. Принята к публикации 01.07.2020 г.

**DOI:** 10.31857/S0032816221010080

Разработан недорогой, относительно простой, малогабаритный источник импульсов тока для питания светодиодной системы накачки эрбий-иттербиевого лазера. Источник питания (и.п.) обеспечивает следующие параметры импульсов тока: ток в импульсе 10—100 А, длительность импульса 200—5000 мкс, частота следования импульсов 0.1—10 Гц, время нарастания импульса 100 мкс, нестабильность тока на вершине импульса не более 1%. В и.п. предусмотрена защита нагрузки на случай выхода параметров импульса тока за рамки допустимых. Разработанный и.п. обеспечивает низкий уровень электромагнитных помех, что позволяет располагать его вблизи высокочувствительных измерительных блоков [1, 2].

Блок-схема источника питания и фото готового макета представлена на рис. 1. В и.п. ток регулируется полевым транзистором T, работающим в линейном режиме. В данной схеме лазерные светодиодные линейки (л.с.л.) включаются в цепь истока полевого транзистора T, что позволяет питать как лазеры с изолированным, так и соединенным с корпусом катодом л.с.п. Питание л.с.л. осуществляется от накопительного конденсатора C. Управление режимом работы и контроль параметров осуществляются микроконтроллером (находится в главном блоке управления).

И.п. содержит главный блок управления, аналоговый регулятор тока, блок заряда накопительной емкости, блок защиты л.с.л., интерфейс связи с внешними устройствами. Главный блок основан на микроконтроллере STM32F100C8, который

формирует опорный импульс, задающий параметры импульса тока. Длительность импульса и частота задаются при помощи таймеров, амплитуда — при помощи 12-битного цифроаналогового преобразователя (ц.а.п.) микроконтроллера. Также главный блок отвечает за контроль тока в нагрузке, управление системой защиты л.с.л. и связь с внешними устройствами. Микроконтроллер работает под управлением операционной системы реального времени FreeRTOS. Задачи, критичные к скорости реакции системы (срабатывание схемы защиты и временные параметры опорного импульса), выполняются при помощи аппаратных прерываний микроконтроллера. Аналоговый регулятор тока отвечает за формирование и стабильность импульса тока по опорному импульсу, подаваемому с главного блока управления. Резистор  $R_{\text{III}}$  (шунт 10 A/75 мB) является датчиком тока в цепях обратной связи и защиты. Блок защиты отключает и шунтирует нагрузку, если параметры импульса тока превышают допустимые значения. Блок зарядки заряжает батарею конденсаторов C (емкость — 50 м $\Phi$ ) заданным током (3 А). Уровень заряда батареи в пределах 10-24 В задается главным блоком управления при помощи второго канала ц.а.п., что позволяет уменьшить падение напряжения на регулирующем ток транзисторе Т. Это уменьшает рассеиваемую транзистором мощность. Интерфейсный блок обеспечивает возможность управления и.п. (задание уровня, длительности и частоты импульсов тока, контроль ошибок) с внешних устройств (персональный коипьютер, панель управления и другие устройства, имеющие интерфейс RS485 с протоколом ModBUS).

Для тестирования и.п. использовался эквивалент л.с.л. — набор последовательно соединенных диодов 60EPU04. На рис. 2 приведены осциллограммы напряжений, измеренных на шунте 10 А/75 мВ, включенном последовательно с эквивалентом. Из осциллограмм видно, что колебания тока не превышают шум осциллографа; скачки на фронтах

<sup>&</sup>lt;sup>а</sup>Институт радиофизики и электроники имени А.Я. Усикова НАН Украины, Харьков, Украина

Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков, Украина

<sup>&</sup>lt;sup>с</sup> Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт", Харьков, Украина

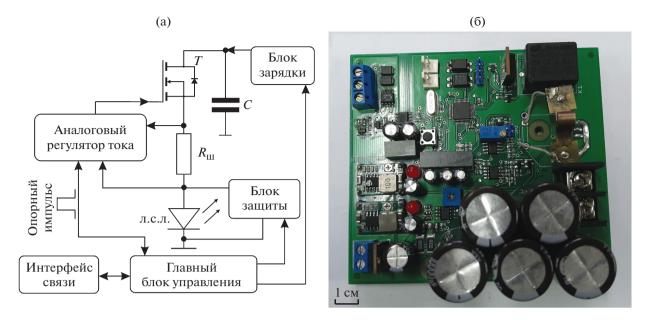
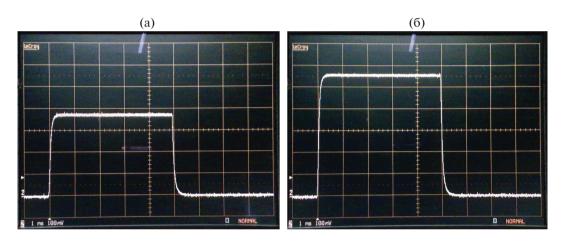


Рис. 1. Блок-схема (а) и внешний вид макета (б) блока питания.



**Рис. 2.** Осциллограммы тока, измеренные при помощи шунта 10 A/75 мB при различных токах: 50 A (a), 75 A (б). Масштаб по вертикали 100 мB/деление, по горизонтали -1 мc/деление.

импульсов отсутствуют. Вершины импульсов тока — плоские, что соответствует требованиям к питанию для л.с.л.

Описанный и.п. использовался в лабораторных установках [3] и опытном образце лазерного дальномера. Для накачки активных сред с более коротким временем жизни верхнего уровня по сравнению с эрбий-иттербием необходимо уменьшить время нарастания импульса тока. Это потребует минимальной доработки блока питания (замены операционных усилителей на более быстродействующие, а элементов цепей обратной связи — на аналогичные с соответствующими номиналами).

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Koehner W.* Solid-State Laser Engineering. New York: Springer-Verlag, 2006. P. 750. https://doi.org/10.1007/0-387-29338-8
- Maini Anil K. Lasers and Optoelectronics: Fundamentals, Devices and Applications. Dehli: Wiley, 2013. P. 636. https://doi.org/10.1002/
- 3. Дзюбенко М.И., Коленов И.В., Пелипенко В.П., Дахов Н.Ф. // Радиотехника. 2020. № 199. С. 104.

Адрес для справок: Украина, 61085, Харьков, ул. Академика Проскуры, 12, Институт радиофизики и электроники НАН Украины. E-mail: mid41@ukr.net

# СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

# АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

**DOI:** 10.31857/S0032816221010377

#### ОБЗОРЫ

Линник С.А., Зенкин С.П., Гайдайчук А.В. Гетероэпитаксиальный рост алмаза из газовой фазы: проблемы и перспективы (обзор). — 22 с., 10 рис.

Рассматриваются современное состояние исследований и новые подходы к решению проблемы гетероэпитаксии пленок алмаза из газовой фазы. Описаны особенности роста алмаза из газовой фазы, процессы нуклеации, текстурирования и основные фундаментальные проблемы и барьеры гетероэпитаксии монокристаллического алмаза. Рассмотрены последние достижения и потенциально перспективные подходы в ланной области.

#### ТЕХНИКА ЯЛЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Акимов Д.Ю., Александров И.С., Белов В.А., Болоздыня А.И., Ефременко Ю.В., Этенко А.В., Галаванов А.В., Гусс Д.В., Гусаков Ю.В., Коновалов А.М., Корноухов В.Н., Коваленко А.Г., Козлов А.А., Козлова Е.С., Кумпан А.В., Лукьяшин А.В., Пинчук А.В., Разуваева О.Е., Рудик Д.Г., Шакиров А.В., Симаков Г.Е., Сосновцев В.В., Васин А.А. Пассивная защита нейтринного детектора РЭД-100. — 14 с., 6 рис.

Разработана и построена комбинированная пассивная защита эмиссионного двухфазного нейтринного детектора РЭД-100, обеспечивающая подавление внешнего  $\gamma$ -фона и нейтронного фона. Защита представляет собой слой меди толщиной 5 см (внутренний слой — вблизи детектора) и слой воды суммарной толщиной (включая пространство внутри слоя меди) ~70 см. Выполнено моделирование методом Монте-Карло эффективности защиты и проведена экспериментальная проверка в лабораторных условиях с помощью сцинтилляционного детектора NaI(Tl) рассчитанного коэффициента ослабления  $\gamma$ -фона медной защитой, а также рассчитан коэффициент подавления  $\gamma$ -фона для полной защиты.

Алексеев И.Е., Бахланов С.В., Дербин А.В., Драчнев И.С., Котина И.М., Муратова В.Н., Ниязова Н.В., Семенов Д.А., Трушин М.В., Унжаков Е.В., Чмель Е.А. Кремниевый 4π-спектрометр электронов β-распада с энергией до 3 МэВ. — 9 с., 6 рис.

Бета-спектрометр состоит из двух Si(Li)-детекторов с толщиной чувствительной области более 8 мм и обладает  $4\pi$ -геометрией. Спектрометр полного погло-

щения позволяет провести прямое измерение  $\beta$ -спектров, не требующее поправок функции отклика на обратное рассеяние электронов от поверхности кристалла. Для измерения  $\beta$ -спектров при переходах на возбужденные состояния дочерних ядер используется дополнительный BGO-детектор, регистрирующий  $\gamma$ -кванты и включенный в совпадения с парой Si(Li)-детекторов.

Антипов Ю.М., Бритвич Г.И., Иванов С.В., Калинин В.А., Лебедев О.П., Людмирский Э.А., Максимов А.В., Минченко А.В., Солдатов А.П., Хитев Г.В. Медленный вывод пучка ядер углерода из синхротрона У-70. — 16 с., 10 рис.

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

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. Амплитудные параметры прототипов передних годоскопов для эксперимента BM@N.-7 с., 7 рис.

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

Кузьмин Е.С., Бокучава Г.Д., Зимин И.Ю., Круглов А.А., Кучинский Н.А., Малы-шев В.Л. Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора нейтронов на основе литиевого стекла. — 12 с., 8 рис.

Создана и верифицирована Монте-Карло-модель сцинтилляционного детектора тепловых нейтронов на основе литиевого стекла NE 912. Верификация модели проводилась сравнением результатов модели и данных эксперимента при экспозиции прототипа на пучках тепловых нейтронов и у-квантов. Определены характеристики сцинтиллятора: световыход при захвате нейтрона, квенчинг-фактор, временные параметры высвечивания. Точность воспроизведения формы импульсов, зарегистрированных в эксперименте, позволяет исследовать экспериментальные данные и оценивать возможности различных способов  $n/\gamma$ -разделения. На основе выполненного моделирования возможно создание моделей детектора, обладающих низкой ү-чувствительностью, с гетерогенным композитным сцинтиллятором различных геометрий.

Шин В.И., Москвин П.В., Воробьев М.С., Девятков В.Н., Дорошкевич С.Ю., Коваль Н.Н. Повышение электрической прочности ускоряющего зазора в источнике электронов с плазменным катодом. — 15 с., 4 рис.

Исследована стабильность работы источника электронов с плазменным катодом с сеточной (слоевой) стабилизацией границы эмиссионной плазмы и плазменным анодом, граница которого открыта. Повышение стабильности работы источника достигнуто за счет уменьшения обратных газового и ионного потоков при изменении траектории электронного пучка благодаря размещению эмиссионного электрода источника электронов и мишени в разных плоскостях. Проведены калориметрические измерения радиального распределения плотности энергии генерируемого электронного пучка как в условиях его отклонения, так и в режиме "прямой" транспортировки, когда коллекторная мишень находится в прямой видимости от эмиссионного электрода. Экспериментально показано, что при отклонении пучка стабильность работы источника электронов кратно возрастает, что позволяет расширить диапазон параметров пучка и открывает новые возможности использования такого электронного источника в научных и технологических целях.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Смолянинов Н.Н., Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И. Модуль обработки оптических сигналов с устройств на основе волоконного лазера с самосканированием частоты. — 12 с., 6 рис.

Модуль предназначен для автоматизированного сбора и первоначальной обработки оптических сигналов с устройств на основе волоконного лазера с самосканированием частоты. Первичная обработка — поимпульсная нормировка данных — осуществляется на микроконтроллере. Далее сигнал передается на персональный компьютер для дальнейшей обработки в виде зависимости амплитуды сигнала от частотного отсчета. Оптимальные характеристики используемого аналого-цифрового преобразователя: частота дискретизации 5 МГц, разрядность не менее 8 бит. Работа модуля

была апробирована в оптическом частотном рефлектометре для опроса волоконных датчиков.

#### ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Бак П.А., Батраков А.М., Бехтенёв Е.А., Васильев М.Ю., Живанков К.И., Котов Е.С., Мачерет Я.М., Павленко А.В., Павлов О.А., Сенченко А.И., Середняков С.С., Фатькин Г.А., Штро К.С. Комплекс цифровой осциллографии ускорителя ЛИУ-20. — 26 с., 16 рис.

Описывается осциллографический комплекс линейного индукционного ускорителя, предназначенного для рентгенографических экспериментов. Оборудование комплекса позволяет регистрировать осциллограммы сотен импульсных сигналов, лежащих в диапазоне времен от десятков наносекунд до десятков миллисекунд, что предоставляет исчерпывающую информацию о работе ускорителя. Рассматривается широкий круг вопросов, посвященных архитектуре осциллографического комплекса, типам первичных датчиков, способам передачи аналоговых сигналов с малым уровнем искажений, аппаратным и программным средствам, методикам работы с зарегистрированными данными.

Безуглов В.В., Брязгин А.А., Власов А.Ю., Воронин Л.А., Коробейников М.В., Макси-мов С.А., Пак А.В., Радченко В.М., Сидоров А.В., Ткаченко В.О., Штарклев Е.А. Импульсный источник питания для ускорителей серии ИЛУ на основе емкостных накопителей. — 8 с., 6 рис.

Описан импульсный источник питания на основе емкостных накопителей с частичным разрядом для высокочастотных импульсных линейных ускорителей электронов типа ИЛУ. Максимальное выходное импульсное напряжение источника составляет 36 кВ при токе нагрузки до 250 А и длительности импульса до 1 мс, частота повторения импульсов — до 100 Гц. Источник построен по относительно простой модульной схеме и состоит из десяти последовательно включенных модулей. Собран и испытан с подключением нагрузки один модуль. Схема обеспечивает равномерное потребление тока по всем фазам питающей трехфазной сети 380 В.

Клоков А.Ю., Шарков А.И. Формирователь импульсов управления электрооптическими модуляторами. -6 с., 4 рис.

Малогабаритный формирователь импульсов управления широкополосными электрооптическими модуляторами способен работать на частотах от 0 до 1.5 МГц и позволяет формировать управляющие импульсы с напряжением до 300 В и более и фронтами нарастания и спада ~35 нс. Малые размеры формирователя позволяют объединить его с электрооптическим модулятором в единый блок, что существенно уменьшает паразитное электромагнитное излучение.

#### ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Almabouada F. Microsecond Long Pulse Generation of Nd:YAG Laser Using Rayleigh PFN Circuit. — 8 р., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A free-running mode operation of a Nd:YAG laser allowed to obtain long laser pulses varying from tens to hundreds of microseconds. The laser rod was pumped by a xenon flash-lamp that has been electrically supplied by a pulsed current obtained using a PFN (Pulse Forming Network) circuit. The output laser pulse width was increased by increasing the number of the PFN meshes. For a PFN circuit with five meshes, the obtained laser pulse widths were 436 and 700 us depending on the single-mesh current width. The generation of long laser pulses allowed obtaining multipulse with different laser pulse lengths thanks to the use of an Insulated Gate Bipolar Transistor (IGBT) instead of a Silicon Controlled Rectifier (SCR) to control the capacitor discharge time into the flash-lamp. In this mode of operation, the number of pulses and the pulse width could be adjusted. The obtained laser pulse widths were of 100 and 25 us.

Андреев С.В., Воробьев Н.С., Михальков Ю.М., Смирнов А.В., Шашков Е.В., Турьянский А.Г., Сенков В.М., Пиршин И.В., Фишман Р.И., Гижа С.С. Источник рентгеновского излучения среднего диапазона энергий на основе электронно-оптического преобразователя. — 11 с., 7 рис.

Описан точечный источник рентгеновского излучения диапазона энергий до 40 кэВ, созданный на основе специально разработанного электронно-оптического преобразователя, работающий в импульсном и непрерывном режимах. Основная цель разработки — применение источника для тестирования времяанализирующих рентгеновских электронно-оптических камер. Прибор также может быть использован в рентгеновской микроскопии и спектроскопии в качестве эталонного источника излучения, в медико-биологических исследованиях и ряде других областей.

Беляев Б.А., Боев Н.М., Горчаковский А.А., Галеев Р.Г. Измерительные головки сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса. — 13 с., 8 рис.

Описаны конструкции измерительных головок для сканирующего спектрометра ферромагнитного резонанса, которые предназначены для регистрации спектров поглощения электромагнитного излучения локальными участками тонких магнитных пленок. Степень локальности определяется диаметром измерительного отверстия головки в диапазоне 0.1—1.0 мм. Чувствительность устройства существенно повышена благодаря миниатюрности нерегулярного измерительного резонатора и сравнительно высокой его собственной добротности. Набор сменных головок позволяет перекрыть диапазон частот 0.1—6.0 ГГц, при этом отношение сигнал/шум для головки с диаметром отверстия 0.8 мм, измеренное на пермаллоевой пленке толщиной 5 нм, не менее 10 дБ.

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

Параметрический генератор света в среднем инфракрасном диапазоне на основе веерной периодически-поляризованной структуры ниобата лития с задающим узкополосным лазером. — 7 с., 8 рис.

Приведены результаты экспериментальных исследований влияния узкополосного задающего излучения газового лазера на спектральную ширину линии генерации параметрического генератора света (п.г.с.) на основе веерной структуры периодически поляризованного кристалла ниобата лития PPLN. Использование задающего He—Ne-лазера позволило снизить порог генерации п.г.с. в 1.53 раза — от 120 мкДж (29.5 мДж/см²) до 78 мкДж (19 мДж/см²). При оптимальном согласовании мод He—Ne-лазера в резонаторе п.г.с. ширина спектральной линии сигнальной волны уменьшилась в 4.65 раза и составила 0.481 нм.

Будаговская О.Н., Будаговский А.В., Будаговский И.А. Метод коррекции показаний при оценке контраста интерференционных полос с помощью 8-битовых веб-камер. — 12 с., 4 рис.

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

Гасанов А.Р., Гасанов Р.А., Ахмедов Р.А., Садыхов М.В. Оптимизация эксплуатационных параметров акустооптической линии задержки. -10 с., 7 рис.

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

Журенко С.В., Ткачёв А.В., Гунбин А.В., Гиппиус А.А. Модернизация спектрометров ядерного магнитного резонанса Bruker на современной цифровой базе. — 12 с., 6 рис.

На основе спектрометра ядерного магнитного резонанса (я.м.р.) Bruker MSL-300 разработан способ модернизации спектрометров серий CXP, MSL и Avance-I путем их перевода на современную цифровую базу с заменой аналоговой обработки сигнала на цифровую при максимальном сохранении штатных радиочастотных компонентов. Модернизация подразумевает сохранение широкополосного 250-ваттного усилителя, радиочастотного синтезатора с диапазоном частот 0-250 МГц и узкополосного предусилителя при полном отказе от использования компьютера Aspect и штатной управляющей программы DisMSL. Изменению подвергаются устаревшие блоки формирования радиочастотных импульсов и регистрации сигнала. Это позволяет существенно повысить ремонтопригодность и надежность спектрометра и обеспечить его связь с современным компьютером. Сравнительные измерения отношения сигнал/шум для образцов Cu<sub>2</sub>O на ядрах <sup>63</sup>Cu выявили повышение чувствительности новой схемы в 1.5 раза по сравнению с оригинальным я.м.р.-спектрометром Bruker MSL-300.

Мунтян А.Н., Петров С.И., Романова Н.М., Санкин Е.В. Методика регистрации абсолютных потоков рентгеновского излучения лазерной плазмы в спектральном диапазоне 0.15-1.0 кэВ со спектральным  $\lambda/\Delta\lambda\approx 20$  и временным 30 пс разрешениями. — 6 с., 5 рис.

Разработана методика регистрации рентгеновского излучения со спектральным разрешением  $\lambda/\Delta\lambda\approx20$  в пяти спектральных каналах в диапазоне энергий 0.15-1.0 кэВ и временным разрешением  $\sim30$  пс на основе многослойных рентгеновских зеркал и рентгеновского электронно-оптического фотохронографа. Методика применяется для регистрации динамики формирования поля рентгеновского излучения в полости конвертора.

Мунтян А.Н., Петров С.И., Романова Н.М., Таран С.С. Методики измерения параметров распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях и определения времени теплового пробоя фольг. — 10 с., 8 рис.

Описаны методики, позволяющие измерять скорость распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях, время теплового прогрева фольг, а также температуру излучения и временные параметры импульсов рентгеновского излучения в экспериментах на установке "Искра-5". Методики основаны на проводимой с использованием рентгеновских фотохронографов пространственно-временной (пространственное разрешение 150 мкм, временное 50 пс) регистрации рентгеновского излучения в четырех узких спектральных интервалах 0.2-1 кэВ, а также на многокадровой регистрации (длительность кадра 100 пс, число кадров — 10, пространственное разрешение — 30 мкм). В проведенных опытах пиковая планковская температура излучения в облучающей мишени составила 110-150 эВ, в дополнительном боксе и за фольгами - 50-90 эВ, скорость распространения излучения по замкнутым полостям находится в диапазоне 0.5-13 мм/нс, время теплового пробоя фольг — в диапазоне 50-550 пс.

Таряник Н.В., Варюхин Д.В., Лаптиенко А.Я., Федюк Д.О. Магнитные системы для радиоспектрометра электронного парамагнитного резонаса. — 6 с., 2 рис.

Приведены результаты разработки двух сверхпроводниковых магнитных систем для спектрометра электронного парамагнитного резонанса, создающих в центральной зоне диаметром до  $100\,$  мм магнитное поле с индукцией 7 Тл, однородностью  $\sim\!10^{-6}\,$  отн. ед. в  $1\,$  см $^3\,$  объема и нестабильностью  $\sim\!10^{-7}\!-\!10^{-8}\,$  отн. ед./ч. В состав сверхпроводниковой магнитной системы входят соленоид, обмотка развертки и обмотки компенсации осевых и радиальных градиентов магнитного поля. Максимальная эффективность (до 90%) ввода поля развертки в замкнутый соленоид достигается, когда взаимная индуктивность соленоида и обмотки развертки стремится к нулю.

 $\Phi$  р о л о в И.В., С е р г е е в В.А., Р а д а е в О.А. Измерение профиля распределения граничных частот электролюминесценции по площади светоизлучающей гетероструктуры. — 9 с., 4 рис.

Описан аппаратно-программный комплекс, не имеющий аналогов в России и за рубежом, предназначенный для измерения распределения граничной частоты электролюминесценции по площади светоизлучающей гетеростуктуры (с.г.с.). Комплекс обеспечивает пространственное разрешение 0.65 мкм, верхний предел измерений 40 МГц и относительную погрешность 2%. Граничная частота электролюминесценции в локальных областях с.г.с. определяется по спаду в 1.19 раза яркости пикселей изображений с.г.с., полученных с помощью цифровой КМОП-камеры при пошаговом повышении частоты следования импульсов питающего с.г.с. тока со скважностью 2. Комплекс и способ измерения апробированы на коммерческих светодиодах зеленого свечения. Результаты измерения распределения граничной частоты могут быть использованы для оценки однородности с.г.с.

# ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Yıldırım I.D., Sarioglu B., Gokdel Y.D. 3D Printed Head for a Handheld Laser Scanning Confocal Microscope. — 10 р., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The laser scanning confocal microscope head can axially move and perform z-slicing. The presented confocal microscope head is composed of (1) an optical fiber bundle, (2) a custom-designed mechanical housing and lastly, (3) an embedded electronic system to control the head and gather images from the samples. The dimensions of the housing are 88 mm  $\times$  160 mm  $\times$  110 mm; and it is 3D printed with 30% filling ratio using standard PLA 3D printing material. The presented handheld confocal microscope is capable of moving with 1  $\mu$ m step size back and forth in axial direction and has a dynamic range of 2 cm. The results show that cost-effective 3D printing methods are suitable for realizing a handheld confocal microscope with an axial movement feature. Using cheap and replaceable 3D printed parts

can ease the cleaning and disinfection procedures in clinical practices.

Глинкин Е.В., Климов П.А., Мурашов А.С., Чернов Д.В. Детектор излучения атмосферы АУРА на основе кремниевых фотоумножителей для малых космических аппаратов типа кубсат.  $-10 \, \text{c.}, 6 \, \text{puc.}$ 

В НИИЯФ МГУ выполняется программа по созданию компактных детекторов для исследования атмосферы и околоземного космического пространства с борта малых космических аппаратов типа кубсат. В рамках этой программы разработан и испытан описываемый в данной статье детектор ультрафиолетового излучения атмосферы Земли АУРА. Прибор является четырехканальным фотометром на основе кремниевых фотоэлектронных умножителей (к.ф.э.у.) фирмы SensL. Компактность, низкое напряжение питания и прочность — факторы, определяющие преимущества к.ф.э.у. для использования в составе наноспутников.

Иванов О.П., Игнатов С.М., Потапов В.Н., Самойлова М.А., Семин И.А. Гаммасканер с антиколлиматором для визуализации источников  $\gamma$ -излучения. — 10 с., 6 рис.

Описан способ визуализации источников у-излучения, основанный на сканировании объекта исследования (аварийные радиоактивно загрязненные помещения или объекты использования атомной энергии) с применением гамма-сканера с антиколлиматором. Гамма-сканер с антиколлиматором предназначен для поиска источников у-излучения в обследуемом объекте в автоматическом режиме. В отличие от традиционной схемы сканера с защитой и коллиматором детектора, использование антиколлиматора позволяет создать устройство с массой менее 5 кг. При использовании процедуры восстановления изображения источников излучения методом максимального правдоподобия обеспечивается высокое угловое разрешение порядка 5°. Описаны устройство прототипа такой системы и принцип ее работы, а также приведены примеры упомянутого способа обработки результатов измерений.

Минаев Н.В., Епифанов Е.О., Юсупов В.И. Установка для лазерной инженерии микробиологических систем. — 6 с., 4 рис.

Описана установка для лазерной биопечати, принцип действия которой основан на переносе микроскопического количества геля с живыми системами с донорной подложки под действием наносекундных лазерных импульсов на произвольные (акцепторные) подложки. Использование в установке наносекундного импульсного лазерного источника, объектива "Пишейпер" и моторизированной телескопической системы позволяет в автоматическом режиме настраивать параметры лазерного воздействия под различные задачи. С помощью установки можно проводить лазерную печать различными по размерам и физическим свойствам микроорганизмами, клетками и их агломератами. Установка позволяет, используя разнообразные по вязкости гели, подобрать параметры, обеспечивающие стабильные режимы печати и минимизирующие негативные факторы, воздействующие на переносимые живые микроорганизмы.

Минаев Н.В., Юсупов В.И. Установка для лазерных волоконных перфораций биоматериалов.  $-6\,\mathrm{c.},5\,\mathrm{puc.}$ 

Установка предназначена для проведения перфораций биологических материалов с помощью волоконных лазеров. Перфорации проводятся при различных параметрах лазерных воздействий (непрерывное и импульсное излучение, длина волны, мощность) и заданной силе прижима оптического волокна к поверхности биоткани. Для регистрации быстропротекающих процессов используется скоростная видеосъемка и акустические измерения. При перфорации ткани контролируются температура разогрева торца волокна, его положение и скорость перемещения. Система разработана для совершенствования лазерных пункционных технологий, подбора оптимальных параметров лазерного воздействия и разработки новой медициской робототехники.

#### ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Elif Ebru Ermis, Cuneyt Celiktas. A Different Method to Determine the Gamma-ray Linear Attenuation Coefficient. — 6 р., 3 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Gamma-ray linear attenuation coefficient values of Pb, Fe and Al absorber materials were investigated. A fast coincidence timing measurement spectrometer was used for this purpose differently from other traditional spectrometers. A solid point <sup>22</sup>Na positron source was utilized for the annihilation radiations. Obtained results were compared with those of XCOM program and literature values.

Huawei Liu, Dachuan Qin, Xiaohe Xiong. Experimental study on temperature distribution of a wood flame using a two-color method.  $-11\,\mathrm{p.}$ ,  $9\,\mathrm{fig.}$  (публикуется только в английской версии  $\Pi T \Im$ ).

In this paper, a two-color method to determine temperature distributions using color cameras was proposed. Based on Planck's Law, the relationship between the emissivity and local absorption coefficients, and Rayleigh approximation, the relationship between the intensities captured by two optical channels was established, thereby forming the two-color method's implementation basis. According to the established relationship, a simplified equation was used to approximately determine the temperature and a relative parameter in the relationship, thus determining the initial values for the following iterations. Using a Newton-type iterative method, based on the established relationship, the temperature and relative parameter were iteratively corrected until convergence. A wood flame was experimentally investigated using the proposed method, the distributions of temperature and emissivity were presented.

Indu Saxena, Vijay Kumar. Automatic Version of Ostwald Viscometer for Conductive Liquids. — 6 р., 2 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this automatic version of Ostwald Electro Viscometer some major modifications have been introduced. Namely, we have inserted the Pt wire level sensors within upper glass bulb, modified electrical circuitry with logic XOR gate, added digital stopwatch to find the time of fluidity of some liquids very accurately. In modified version of viscometer there is no requirement of any type of glass window of thermostat to check the liquid levels during fluidity at high temperature. The viscosity measurements were done through electro viscometer with an accuracy of  $\pm 0.001$  mPa·s.

Lahcen Essaleh. Magneto-transport setup and pulsed magnetic field device up to 5.5 T. — 8 р., 13 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The setup consists of a capacitor bank of total capacitance 85.6 mF charged up to 450 V that discharges through a coil, to produce pulsed magnetic field up to 5.5 T. During the discharging process, the magnetic field increases rapidly achieving a maximum in around 10 ms. After the maximum, it decreases exponentially. Depending on the coil, this duration varies between 200 and 500 ms. Experimental setup was used to measure the magnetoresistance and the Hall signals.

Гурьева П.В., Марченков Н.В., Артемьев А.Н., Артемьев Н.А., Беляев А.Д., Дем-кив А.А., Шишков В.А. Спектрометр для исследований кристаллов методом дифракционного синхротронного излучения на углы, близкие к обратным. — 12 с., 6 рис.

Спектрометр разработан для экспериментальной станции EXAFS-D Курчатовского источника синхротронного излучения в НИЦ "Курчатовский институт" в целях прецизионного измерения относительных вариаций постоянной решетки монокристаллов. Спектрометр позволяет регистрировать малые (до  $3 \cdot 10^{-7}$ ) относительные изменения параметра решетки, которые могут возникать при нарушении стехиометриометрического состава материала или в результате эффектов, вызванных внешними воздействиями, например, обратного пьезоэффекта. Основным методом, реализуемым на спектрометре, является метод дифракции рентгеновского излучения в геометрии, близкой к геометрии "обратного рассеяния", на углы вплоть до 179.5°. Использование синхротронного источника обеспечивает возможность выбора длины волны излучения, что необходимо для настройки геометрии дифракции, близкой к обратной. Конфигурация спектрометра позволяет одновременно с измерением вариации параметра решетки осуществлять картирование элементного состава по поверхности кристалла.

С м о л и н а  $\,$  Е.В. Способ передачи сигнала в условиях высокого уровня помех со стороны мощной плазменной установки. -7 с., 3 рис.

Проблема передачи сигналов на экспериментальных установках имеет особое значение для физики плазмы вследствие характерных мощных импульсных помех, вызываемых работой энергетического оборудования. В статье описан фильтр на основе широкополосного синфазного трансформатора, предназначенный для передачи сигналов на установке по моделиро-

ванию солнечной плазмы КИ-1 Института лазерной физики СО РАН. Параметры плазмы, получаемой воздействием импульса мощного  $\mathrm{CO}_2$ -лазера на твердотельную мишень, резко отличаются от параметров плазмы установок по удержанию, что обусловливает неприемлемость известных методов передачи сигналов на основе классических трансформаторов и оптронов. Наличие рентгеновского излучения также накладывает ограничения на применение оптоволоконных решений.

Снытников В.Н., Снытников Вл.Н., Масюк Н.С., Маркелова Т.В., Пармон В.Н. Стенд лазерного катализа. — 17 с., 6 рис.

В Институте катализа СО РАН создан стенд для изучения фотохимического и теплового воздействия инфракрасного лазерного излучения на двухфазную газопылевую среду из смесей легких углеводородов и каталитически активных наночастиц. Стенд содержит реакторы с потоками газов от 10 до 1000 л/ч и лазерным излучением интенсивностью от 10 до  $10^5$  BT/cм<sup>2</sup>, СО2-лазеры, аппаратуру анализа продуктов реакций и другую диагностическую технику, а также секцию лазерного синтеза оксидных нанопорошков производительностью до 1.5 г/ч. Один из СО<sub>2</sub>-лазеров — непрерывного излучения, мощностью до 120 Вт, другой — импульсно периодический с максимальной средней монностью 450 Вт. Разработанные реакторы с лазерным излучением позволяют изучать ламинарные, вихревые и переходные течения газов с химическими реакциями. Для измерения температуры газа от 10-1100°C в поле излучения лазера до 10<sup>3</sup> Вт/см<sup>2</sup> использованы термопары с электродами из молибдена и меди. Изучение воздействия лазерного излучения на химически активную среду ведется в комплексе с вычислительными экспериментами на кластере Института катализа и Сибирского суперкомпьютерного центра СО РАН.

Сорокин В.Б., Маликов Е.Л. Определение размера фокусного пятна тормозного излучения бетатрона с использованием коллиматоров. — 14 с., 11 рис.

Приведены результаты тестирования метода измерения фокусного пятна тормозного излучения с использованием "специального свинцового объектива". Тестирование выполнено на основе экспериментальных распределений дозы в детекторе, полученных при исследовании характеристик тормозного излучения бетатрона на энергию ускорения 4 МэВ. Проведено моделирование метода с использованием набора коллиматоров с различными размерами цилиндрических апертур. Показано, что недостатком методов с использованием коллиматоров с цилиндрическими апертурами, в том числе и "специального свинцового объектива", является, по сравнению с методом с использованием щелевого коллиматора, взаимозависимость результатов измерения по разным направлениям.

# 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 лаборатории, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается вто-

рой рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описание достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepareelectonic-version/supplementary-materials/. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них – 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, -2-3 страниц текста и 1-2рисунков, рекламных объявлений – 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word, сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах https://sciencejournals.ru/journal/pribory/ (русская версия) и https://www.pleiades.online/ru/ journal/instr/authors-instructions/ (английская версия). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе "Приборы, изготовленные в лабораториях", должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте https://sciencejournals.ru/journal/pribory/, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3—5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции (instr@pleiadesonline.com). Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следовать инструкциям по ссылке https://www.pleiades.online /ru/authors/openaccess/how-to-publish/

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

#### 2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

- 1. Название статьи, максимально конкретное и информативное.
- 2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.
- 3. Место работы авторов. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.
- 4. Электронный адрес автора, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.
- 5. Аннотация статьи (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10—15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.
- 6. Собственно рукопись (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании. Аббревиатура строчными буквами с точками это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существующего с 1956 года.
- 7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть

избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

- а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;
- б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство, место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);
- в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;
- г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;
- д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии иллюстраций или таблиц располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисуночная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация пветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте https://www.pleiades. online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version /images/ (английская версия). Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку ( $\sim$ 8 см), две колонки ( $\sim$ 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 MO<sub>M</sub> - 2 M; 1.1 ΓO<sub>M</sub> - 1.1 Γ; 15 πΦ - 15 π;  $2.2 \text{ н}\Phi - 2 \text{ н}$ ;  $1.0 \text{ мк}\Phi - 1$ ). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/).

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

#### 3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте https://www.pleiades.online/ ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/ prepareelectonic-version/text и https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonicversion/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/