

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 5, 2022

Современные методы определения частотного сдвига рассеяния
Мандельштама–Бриллюэна в волоконно-оптической
метрологии и сенсорике (обзор)

*А. И. Кривошеев, Ф. Л. Барков,
Ю. А. Константинов, М. Е. Белокрылов*

5

Дистанционное измерение импеданса
с длинной соединительной линией (обзор)

А. С. Иваницкий, А. А. Кордо, Л. И. Бойко

31

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка СПИН на У-70. Описание аппаратуры

*Н. Н. Антонов, В. А. Викторов, В. А. Гапиенко, Г. С. Гапиенко,
В. Н. Гресь, А. Ф. Прудкогляд, В. А. Романовский, А. А. Семак,
И. П. Солодовников, В. И. Терехов, М. Н. Уханов*

43

Измерение плотности потока моноэнергетических нейтронов
спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN в радиационных полях РТВ
ионной ускорительной установки (PIAF), Германия

П. И. Руднев, И. В. Чешигин

58

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Блок динисторов с ударной ионизацией
с высоковольтным обострителем
импульсов в цепи управления

С. В. Коротков, Ю. В. Аристов

65

Коммутаторы мощных наносекундных импульсов
тока на основе высоковольтных
блоков динисторов с ударной ионизацией

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

70

Схема возбуждения однородного барьерного разряда
с повышенным удельным энерговыделением

А. А. Юркин

75

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Устройство для разделения стабильных изотопов в плазме
методом ионно-циклотронного резонанса

Е. П. Потанин

79

Квадрупольная антенна и диагностический комплекс
для ионного циклотронного нагрева плазмы
и генерации токов увлечения в стеллараторе Л-2М

*А. И. Мещеряков, И. А. Гришина,
И. Ю. Вафин*

88

Автоматизированный инструмент рефлектометрического исследования
пироэлектрического эффекта в протонообменных
канальных волноводах на основе ниобата лития

*Р. С. Пономарев, Ю. А. Константинов, М. Е. Белокрылов,
Д. И. Шевцов, П. В. Карнаушкин*

96

Измеритель параметров полей излучения импульсных
полупроводниковых лазеров в широком диапазоне температур

*П. В. Аракчеев, В. Л. Безделов, Е. В. Бурый, А. И. Данилов,
С. М. Сапожников, Д. А. Семеренко,
И. Ю. Ударов, А. Л. Шлеменков*

107

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Разработка виртуального многоканального анализатора
для использования в радиационной спектрометрии

Gozde Tektas, Cuneyt Celiktas

114

Исследование характеристик рассеяния радиооптических уголкового
отражателей направленного действия
в составе навигационных линейных створов

Н. К. Блинковский, В. Л. Гулько, А. А. Мещеряков

121

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Установка для количественного определения газообразных
продуктов деления в облученных нейтронами материалах

В. П. Тарасиков

128

Стенд для исследования проницаемости мембран
при взаимодействии с газообразным водородом

*А. В. Голубева, Р. П. Хвостов, Д. И. Черкез,
Н. П. Бобырь, Д. М. Шкурыгин, А. В. Спицын*

132

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка для изучения электролюминесценции
в газообразном ксеноне

*Д. Ю. Акимов, А. И. Болоздыня,
Д. М. Архангельский, А. В. Пинчук*

145

Удаленная лаборатория для проектирования систем ориентации
малых космических аппаратов

А. Т. Лелеков, В. А. Курешов

154

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 160

Правила публикации в ПТЭ 165

УДК 53.082.53

СОВРЕМЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТНОГО СДВИГА РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ МЕТРОЛОГИИ И СЕНСОРИКЕ (обзор)

© 2022 г. А. И. Кривошеев^{а,*}, Ф. Л. Барков^а,
Ю. А. Константинов^а, М. Е. Белокрылов^а

^а Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

*e-mail: antokri@ya.ru

Поступила в редакцию 28.03.2022 г.

После доработки 05.05.2022 г.

Принята к публикации 11.05.2022 г.

Дан обзор современных программных и аппаратных методов детектирования частотного сдвига спектра вынужденного и спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна для нужд отрасли распределенных волоконно-оптических датчиков и волоконно-оптической метрологии. Представлены актуальные подходы зондирования оптических волокон и детектирования сигнала. Описаны методы цифровой фильтрации, обеспечивающие увеличение отношения сигнал/шум спектра. Проведен обзор методов аппроксимации спектра лоренцевой функцией (Lorentzian curve fitting), корреляционных методов, методов искусственного интеллекта и машинного обучения.

DOI: 10.31857/S0032816222050275

1. ВВЕДЕНИЕ В ТЕХНИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Методы волоконно-оптической метрологии и сенсорики нашли широкое применение в науке и технике [1–5]. Заслуживающими особое внимание являются методы оптической рефлектометрии, позволяющие получать информацию о свойствах волокна и воздействиях на него практически в каждой его точке [6–13].

Одними из самых перспективных направлений оптической рефлектометрии являются распределенные методы исследования на основе спонтанного и вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (РМБ). Устройства, работающие на первом принципе, называются бриллюэновскими рефлектометрами (Brillouin optical time domain reflectometer – BOTDR), на втором – анализаторами (Brillouin optical time domain analyzer – BOTDA). Принцип их функционирования показан на рис. 1 [14].

В системах BOTDA электромагнитная волна достаточной мощности, введенная в оптическое волокно, при помощи явления электрострикции порождает акустический фон, частота которого зависит от свойств материала, а также от меха-

нических напряжений в нем и температуры окружающей его среды или объекта, где проложено оптическое волокно. Для обеспечения бриллюэновского усиления необходимо, чтобы оптический сигнал шел в световоде навстречу сигналу накачки, а ширина линии источника зондирующего излучения и источника накачки была меньше ширины линии бриллюэновского усиления (между 30 и 50 МГц). Самое большое усиление обеспечивается, когда частота зондирующего оптического сигнала f_c совпадает с частотой стоксовой компоненты ($f_n - f_b$) в спектре усиления Мандельштама–Бриллюэна (Brillouin Gain Spectrum – BGS). Импульсный режим накачки обеспечивает временную (пространственную) развертку бриллюэновского сдвига частоты (Brillouin Frequency Shift – BFS). При этом усиление сигнала происходит лишь в той области световода (сенсора), где в это время проходит импульс накачки. Основные физические принципы функционирования BOTDA- и BOTDR-систем превосходно изложены А.В. и В.Н. Листвиными в работе [15]. Упрощенный принцип BOTDA-метода показан на рис. 2.

Согласно рис. 2, с одного торца световода вводится накачка частоты f_n , а с противоположного торца поступает излучение зондирующего лазера

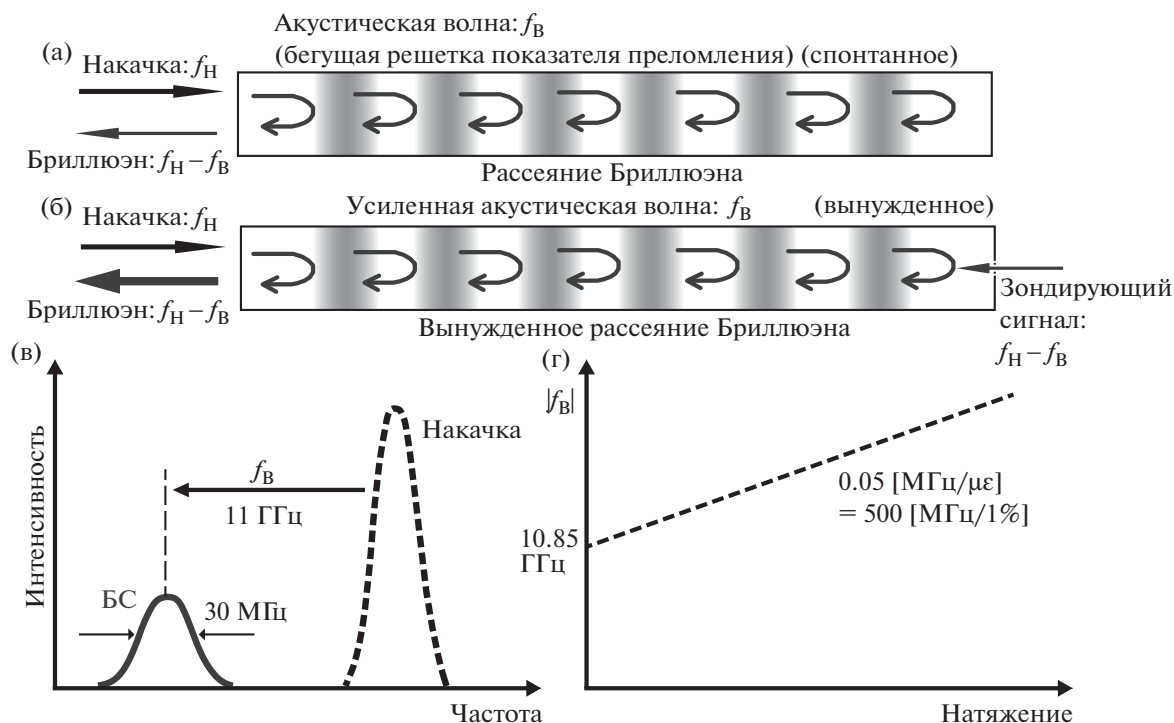


Рис. 1. Принцип работы систем BOTDA и BOTDR [14]. БС – Бриллюэновский спектр.

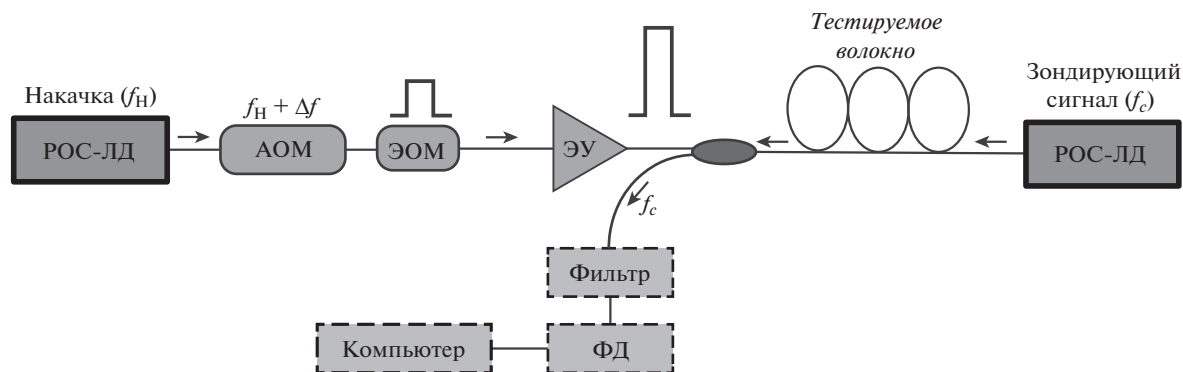


Рис. 2. Упрощенный принцип BOTDA-метода. Адаптировано из работы [15]. РОС-ЛД – лазерный диод с распределенной обратной связью, АОМ – акустооптический модулятор, ЭОМ – электрооптический модулятор, ЭУ – эрбиевый усилитель, ФД – фотодетектор.

с частотой f_c . После прохода сигнала через акустооптический модулятор (АОМ) частота излучения накачки становится равной $f_H + \Delta f$, где Δf – сдвиг по частоте, обеспечиваемый АОМ. Полученный сигнал накачки модулируется по амплитуде с помощью электрооптического модулятора (ЭОМ) и, далее, проходит через оптический эрбиевый усилитель (ЭУ) и поступает в световод (сенсор). Коэффициент бриллюэновского усиления зависит от совпадения или несовпадения состояний поляризации излучения накачки и сигнала. Его максимум обеспечивается, если эти состояния

одинаковы в месте взаимодействия двух волн. В обычных телекоммуникационных световодах состояние поляризации может меняться неконтролируемым образом, что ведет к замираниям отклика фотодетектора. Во избежание данного явления перед оптическим усилителем устанавливается фарадеевский вращатель, периодически изменяющий состояние поляризации излучения. Существует иной подход – идущие навстречу сигналы линейно поляризуют [12, 16]. Как было отмечено выше, во встречном направлении в сенсорный световод подается зондирующее излучение частотой f_c . Оно усиливается во время

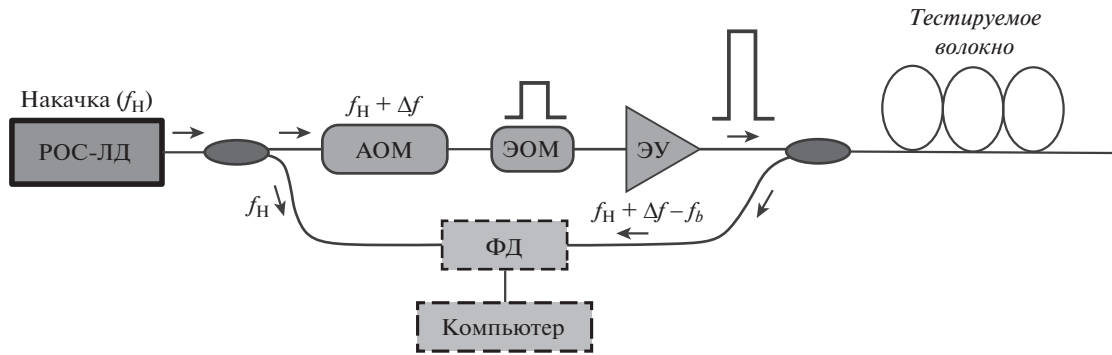


Рис. 3. Упрощенный принцип BOTDR-метода. Адаптировано из работы [15]. Используются те же обозначения, что и на рис. 2.

взаимодействия с сигналом накачки за счет эффекта стимулированного РМБ и, пройдя обратный путь по волокну, с помощью оптического циркулятора или делителя отправляется на вход фотодетектора. Узкополосный оптический фильтр, предшествующий фотодетектору, не пропускает в его сторону сигнал рэлеевского рассеяния. Смещение частоты Δf , создаваемое АОМ, изменяется дискретно с шагом, в разы меньшим ширины полосы РМБ. Для каждой частоты накачки $f_n + \Delta f$ регистрируется бриллюэновская рефлектограмма, что позволяет получить трехмерное распределение спектра бриллюэновского усиления по длине сенсорного световода или исследуемого волокна.

Свою популярность также обрели BOTDA-системы, в которых излучение накачки не меняет своей частоты – перестраивается излучение зондирования [17]. Вне зависимости от того, как реализована система, далее полученный профиль используется для поиска частотной координаты максимума спектра, и в случае использования BOTDA как сенсорной системы рассчитывается распределение натяжения вдоль волокна. BOTDA широко используется при производстве оптических волокон, кабелей, катушек волоконно-оптических гироскопов при контроле натяжения волокон. К сожалению, метод BOTDA менее пригоден для исследования линий передачи, так как основанный на его принципах прибор требуется коммутировать с обоими торцами кабеля.

Однако фирмой Ando (Япония) был создан другой тип прибора для контроля натяжения волокна – BOTDR, который, как уже было отмечено выше, подключается только к одному торцу волокна (рис. 3). По своему принципу действия он во многом схож с BOTDA и отличается главным образом тем, что натяжение волокна находится по спектру спонтанного РМБ.

Спектр обратно рассеянной в сенсорном световоде волны содержит рэлеевскую компоненту (частота которой равна $f_n + df$) и две бриллюэновские: стоксову ($f_n + df - f_b$) и антистоксову ($f_n + df + f_b$).

Для детектирования искомой компоненты (обычно интерес представляет стоксова компонента как более мощная) применяется когерентный прием сигнала. Для этого часть излучения зондирующего лазера с распределенной обратной связью отправляется непосредственно на фотодетектор, где объединяется с излучением, рассеянным в световоде. BOTDA-системы зачастую более точны, чем системы BOTDR, однако последними, как уже говорилось выше, удобнее оперировать в полевых условиях. Оба прибора (BOTDA и BOTDR) используют хорошо известный один и тот же тип рассеяния – РМБ. Основные свойства бриллюэновского рассеяния в оптических волокнах определяются следующими выражениями [18]:

$$\left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) E_p = -\frac{\alpha}{2} E_p + ik_1 \rho E_s, \quad (1)$$

$$\left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \right) E_s = -\frac{\alpha}{2} E_s + ik_1 \rho E_p, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\Gamma_b}{2} + 2\pi i \nu_b \right) \rho = ik_2 E_p E_s^* + N, \quad (3)$$

где E_p и E_s – поля волны накачки и стоксовой (зондирующей) волны; ρ характеризует акустическое поле с точки зрения распределения плотности материала; N описывает шумовую составляющую в конкретный момент времени; v_g – групповая скорость света в оптическом волокне; α – коэффициент затухания оптического сигнала при его распространении в волокне; Γ_b – скорость затухания акустической волны, которая равна величине, обратной времени жизни фона, и связана с шириной акустической линии; k_1 и k_2 – коэффициенты связи между E_p , E_s и ρ .

Если рассматривать спонтанное РМБ, то разумно предположить, что E_s достаточно мало, так что второй член N доминирует в правой части уравнения (3). Напротив, первый член правой части того же уравнения преобладает в случае вы-

нужденного рассеяния. Определим оптические мощности поля волны накачки и стоксовой (зондирующей) волны как $P_p = |E_p|^2$ и $P_s = |E_s|^2$. Учитывая передачу мощности вынужденного РМБ между P_p и P_s с помощью акустической волны и акустооптического эффекта, уравнения (1)–(3) можно переписать следующим образом:

$$\left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) P_p = -g(v) P_p P_s, \quad (4)$$

$$\left(\frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) P_s = +g(v) P_p P_s, \quad (5)$$

где разница знаков между правыми частями выражений (4) и (5) означает, что мощность накачки уменьшается, а мощность зондирования (стоксова) увеличивается. Функцией $g(v)$ обозначается BGS, ключевой набор частот для описания бриллюэновского рассеяния в оптических волокнах:

$$g(v) = \sum_j \left[\frac{g_{B_0 v_B \Delta v_B}}{A_{ao}^{(j)} v_{ac}^{(j)} \Delta v_{ac}^{(j)}} \times \frac{(\Delta v_{ac}^{(j)}/2)^2}{[v - (v_0 - v_{ac}^{(j)})]^2 + (\Delta v_{ac}^{(j)}/2)^2} \right]. \quad (6)$$

Данное выражение характеризует BGS как сумму всех спектров усиления продольных акустических мод, соответствующих индексу j . В выражении (6) $\Delta v_{ac}^{(j)}$ – ширина линии j -го порядка или полная ширина на полувысоте (Full Width at Half Magnitude – FWHM), которую можно считать приблизительно одинаковой для всех акустических мод; $v_{ac}^{(j)}$ – эффективная скорость звука; $A_{ao}^{(j)}$, мкм² – акустооптическая эффективная площадь j -го порядка; $v_{ac}^{(j)}$ и $A_{ao}^{(j)}$ качественно различаются для всех акустических мод.

Очевидно, что выражение $g(v)$ является суперпозицией функций Лоренца, максимум которой и требуется детектировать.

Детектированный максимум (в идеализированном случае для основной акустической моды j под номером 1) является функцией температур и деформаций, оказывающих влияние на волокно, и определяется как:

$$v_B = v_{ac}^1 = 2n_{\text{eff}} V_a \lambda_0^{-1} = F(T, \sigma), \quad (7)$$

где n_{eff} – эффективный показатель преломления сердцевинки волокна; V_a – скорость звука в кварцевом стекле; λ_0 – длина волны излучения; T – окружающая температура; σ – напряжения в волокне.

По такому принципу работает датчик физических величин. Но поскольку РМБ является сверхслабым, зачастую обратно рассеянные спектры в

достаточной степени зашумлены (что видно из рис. 4), и регистрация их пиков тривиальным нахождением максимума возможна только с крайне высокой погрешностью. Стоит заметить, что точность детектирования пика в значительной степени определяет будущую точность всей системы в целом. Именно поэтому способам нахождения таких пиков в последнее время посвящено достаточно много научных работ по всему миру, а корректность и быстрдействие самих методов стали предметами научной и технической конкуренции между исследовательскими группами.

Природу шумов в BGS прекрасно описали Javier Urricelqui, Marcelo A. Soto и Luc Thévenaz на “24th International Conference on Optical Fibre Sensors” [19]. Шумы BGS можно разбить на 3 группы.

1. Последствия многолучевого распространения волны (перераспределение волны в разных точках волокна, в связи с чем эффект и получил название “двойное рэлеевское рассеяние”). В результате интерференции фазовый шум сигнала накачки преобразуется в шум интенсивности зондирующего излучения, дошедшего до определенной точки. Шумовые составляющие распространяются в той же полосе, что и полезный сигнал зондирования, и поэтому их нельзя устранить простой фильтрацией. В отличие от нелинейных эффектов, для которых характерным масштабом является эффективная длина волокна, величина помех, вызванных двойным рэлеевским рассеянием, пропорциональна всей длине волокна (включая в том числе и подводящее волокно), в связи с этим эффект становится определяющим в длинных измерительных линиях [19].

2. В стандартных схемах BOTDA сигналы накачки и зондирования взаимодействуют через вынужденное РМБ в каждой точке волокна, активируя локальную акустическую волну на несколько десятков наносекунд. Это время активации обычно намного короче, чем время когерентности лазера (связанное с шириной линии в несколько мегагерц). Для отдельно взятого импульса сканирования этим шумом можно было бы и пренебречь. Однако в реальной системе происходят накопление и усреднение большого числа рефлектограмм, а различные импульсы уже могут отличаться друг от друга в результате неопределенности спектрального позиционирования лазера. В итоге опять-таки происходит преобразование фазового шума источника в шум интенсивности [19].

3. В редких случаях появляется особый вид искажения BGS – помеха при оцифровке. Во-первых, сама по себе оцифровка (дискретизация) неизбежно приводит к потере данных. Кроме того, на лабораторных стендах или первых экземплярах серийных систем может теряться еще больше полезной информации: при высоких скоростях

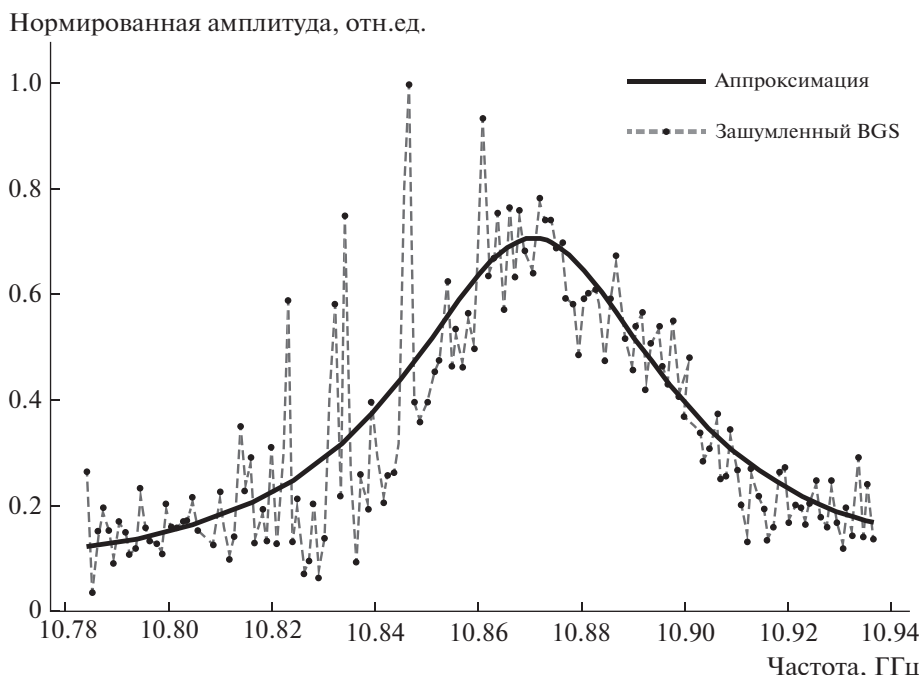


Рис. 4. Идеализированный (полученный аппроксимацией) и реальный (зашумленный) профили BGS [17].

сканирования по частоте и одновременной оцифровке может происходить потеря синхронизации передающей и приемной частей, и некоторые рефлектограммы, соответствующие определенной частоте, могут быть потеряны. На графике BGS такой дефект отображается как локальное обращение дискретной функции в нулевое значение. Иногда бывает, что подобные потери данных случаются на стадии сохранения всего массива рефлектограмм, а также его хранения на жестких дисках. Еще один вид цифровых искажений может происходить во время экспериментов с неправильно подобранными параметрами излучения и приема данных. Здесь возможен как выход за пределы динамических диапазонов фотодетекторов и аналого-цифровых преобразователей, ведущий к “срезу” верха лоренцевой функции (так называемый клиппинг), так и, наоборот, слишком слабый сигнал для выбранных параметров квантования. Когда происходит сложение сразу нескольких цифровых помех и при этом воздействуют еще типовые для рефлектометров и анализаторов РМБ традиционные оптические шумовые компоненты, распознать максимум BGS и определить BFS становится достаточно сложно.

Все описанные шумы имеют разную природу, спектральный состав и другие особенности и существенно усложняют извлечение BFS. А извлечь частоту бриллюэновского сдвига можно различными способами. Во-первых, логичным было бы предположение, что, поскольку работа со спектрами достаточно сложна и нетривиальна, оптималь-

ным решением было бы получение информации о бриллюэновском сдвиге без детектирования полных спектров. Такие способы действительно представлены в современной научной литературе (так называемый Slope-assisted BOTDA). Использование chirпированных импульсов вместо классического медленного частотного сканирования позволяет сразу получать пространственную развертку величины, связанной с частотной координатой пика [20, 21].

Для такого метода не нужна серьезной цифровой обработки сигнала, а единичный проход импульса легко визуализируется или усредняется на обычном лабораторном осциллографе. Эти мощные современные методы, без сомнения, подходят для регистрации быстро меняющихся физических величин (температур или деформаций), однако в плане итоговой точности многие из них пока проигрывают классическим методам частотного сканирования, предусматривающим получение спектров и локализацию событий на них.

Таким образом, уйти от получения спектра и его изучения в итоге не удастся, а определению BFS просто по максимальному значению мощности в спектре препятствуют шумы фотодетектора и помехи, связанные с различными оптическими явлениями, которые в значительной степени искажают форму сигнала и приводят к погрешности. Как следствие, данный метод практически не применяется в настоящее время ввиду своей неэффективности. Это наглядно демонстрирует график сравнения метода нахождения координа-

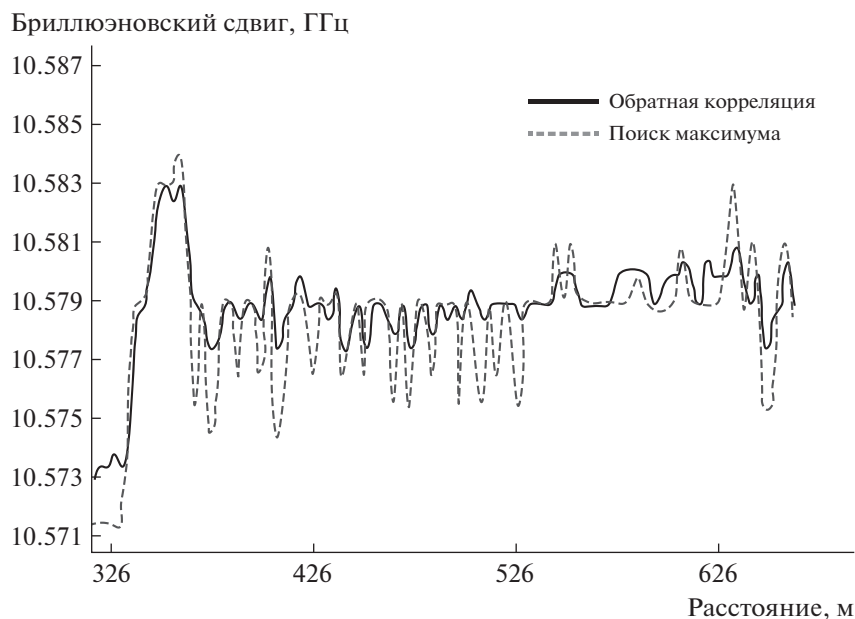


Рис. 5. Сравнение метода нахождения координаты пика по максимальному значению и современного способа детектирования — метода обратной корреляции [22].

ты пика по максимальному значению и современного способа детектирования — метода обратной корреляции (рис. 5).

На рис. 5 представлена рефлектограмма сравнительно равномерного по длине фрагмента оптического волокна, на которой частотный сдвиг вычислен двумя разными способами. Штриховая линия характеризует паразитные флуктуации, вносимые неверным способом вычисления координаты пика по максимальному элементу. По всем представленным причинам авторы не будут возвращаться в настоящем обзоре к двум способам, описанным ранее (вычислению пика по максимальному значению и получению искомой величины без регистрации спектра).

Стоит отметить, что хороший способ получения бесшумных спектров — это предотвращение зашумленности на аппаратном уровне. Для этого используются аппаратные меры: подбор оптимальных элементов схемы, установление корректных мощностей накачки и зондирования, параметров длительности импульса в соответствии с используемым типом волокна и его длиной. Также достаточно хорошо подходят методы, применяемые в классической рефлектометрии: зондирование линии псевдослучайными последовательностями, переход в частотную область и т.д. Так же как и в рефлектометрии Рэлея, улучшить эксплуатационные параметры можно за счет внесения отражателей в линию: в данном случае — динамических. Аппаратные меры рассмотрены в части 2 настоящего обзора.

Когда все аппаратные меры исчерпаны и максимально очищенный от шумов спектр получен в дискретном виде, может быть применена обработка сигнала. Диапазон применяемых исследователями методов в настоящее время поистине широк: от фильтров низких частот, основанных на прямых и обратных фурье- и вейвлет-преобразованиях, до алгоритмов, до настоящего времени применявшихся только для профессиональной обработки изображений.

В ряде случаев эффективной альтернативой аппаратным и программным методам увеличения отношения сигнал/шум может стать корреляционная обработка сигналов. После такой обработки на выходе исследователь получает новую функцию (корреляционный профиль, зачастую тоже лоренцеву кривую), имеющую более высокое отношение сигнал/шум, чем у исходной функции. Максимум этого профиля однозначно соответствует конкретному значению BFS. Моделирование и эксперименты показали, что корреляционные методики наиболее эффективны, когда отношение сигнал/шум исходного спектра крайне низко (менее 10 дБ). Различные корреляционные методы определения BFS будут описаны в части 3 настоящего обзора.

Тем не менее, какой бы успешной ни была обработка, на выходе упомянутых алгоритмов исследователи получают все ту же функцию Лоренца, хоть и с меньшим количеством шумов. Сами по себе алгоритмы не решают задачу нахождения максимума. После их применения данную задачу

еще предстоит решить. Методы решения этой задачи рассмотрены в части 4 данного обзора.

На данный момент своего рода золотым стандартом являются методы аппроксимации лоренцевой функцией полученного спектра. Данные методы имеют на выходе аналитическую функцию, координата центра, ширина на полувысоте и амплитуда которой могут быть получены с гораздо более высокой точностью. В настоящее время алгоритмы, выполняющие такие функции, достаточно хорошо оптимизированы для быстрой работы и включены в стандартную программную комплектацию большинства коммерческих рефлектометров и анализаторов.

Практика, однако, показала, что использование аппроксимации спектра лоренцевой функцией не всегда эффективно для сигналов, имеющих экстремально низкое отношение сигнал/шум. В этом случае целесообразно применение корреляционных методов. Обычно они представляют собой алгоритмическую реализацию вычисления взаимно-корреляционной функции между спектром в дискретном виде, полученным из измерений, и некоторой эталонной функцией, сохраненной в памяти устройства заранее. Важной особенностью применения подобных методов является оптимальный выбор данной эталонной функции, как и в случае с вейвлет-фильтрацией, где для получения оптимального результата необходимо подобрать соответствующий материнский вейвлет. Стоит отметить, что корреляционные методы неодинаково эффективны при всех отношениях сигнал/шум, поэтому их применение ограничено рядом специальных задач и может быть эффективно в связке с аппроксимацией лоренцевой функцией.

В ряде задач, когда параметров настройки алгоритмов всех упомянутых методов слишком много и их достаточно трудно подобрать аналитически, могут быть использованы методы искусственного интеллекта и машинного обучения. Обычно такие способы основаны на итерационном выявлении связей особенностей исследуемого сигнала с заданным при обучении результатом и присвоении им весовых коэффициентов. Эти алгоритмы в большинстве случаев эффективны для сигналов разных типов и хорошо адаптируются к различным их разновидностям, однако требуют достаточно внушительных объемов данных для обучения. Одной из преград в формировании баз таких данных может быть полная или частичная невозможность получения эталонных значений бриллюэновского частотного сдвига (BFS) из эксперимента. Однако в ряде прикладных задач, где обучение системы происходит не на значениях BFS, а на связанных с этой величиной температурах или деформациях, эта преграда обходится [17].

Таким образом, как различные группы методов, так и сами методы внутри них обладают рядом преимуществ и недостатков, и их применение разумно в тех условиях, для которых они созданы. Обзору особенностей методов, представленных в упомянутых выше группах, посвящена настоящая работа.

2. АППАРАТНЫЕ МЕРЫ И ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛА

Бриллюэновские рефлектометры, в отличие от анализаторов, в которых подключение зондирующей линии осуществляется с обоих концов оптического волокна, более подвержены высокому зашумлению. Это связано с тем, что в волокно посылается только сигнал зондирующего излучения, который также играет и роль накачки. В связи с этим точность измерения сдвига бриллюэновской частоты падает с увеличением расстояния оптической линии более значительным образом.

Далее будут рассмотрены подходы увеличения отношения сигнал/шум системы, основанные на применении аппаратных улучшений рефлектометрической системы.

В работе [23] авторами предложена схема многоволновой бриллюэновской рефлектометрии (рис. 6). Несколько длин волн формируются при помощи модуляции излучения узкополосного лазера модулятором Маха—Цендера (ЭОМ на рис. 6). Длины волн, разнесенные на величину не менее ширины полосы пропускания фотоприемного устройства, генерируют множественные спектры бриллюэновского усиления, которые регистрируются при помощи когерентного детектирования. В результате обработки спектров нескольких длин волн авторами было достигнуто увеличение отношения сигнал/шум системы на 5.1 дБ при длине волоконной линии 50 км, что эквивалентно улучшению в 1.8 раза по сравнению с обычной системой.

Позднее в работах [24–26] такой подход был повторно подтвержден. Более того, авторы, внедрив в опорное плечо системы деполаризующий элемент (нижняя выделенная штриховой линией часть рис. 6), состоящий из двух поляризационных делителей, смогли добиться еще более высоких значений увеличения отношения сигнал/шум системы. В обоих случаях авторы использовали подход с тремя длинами волн, но, проведя моделирование, показали, что потенциально возможно применение этого подхода с использованием вплоть до 11-ти длин волн для еще более значительного увеличения отношения сигнал/шум.

Деполаризующий элемент, представляющий собой интерферометр Маха—Цендера, может использоваться не только для уменьшения шумов [27], вызванных поляризацией излучения. В ра-

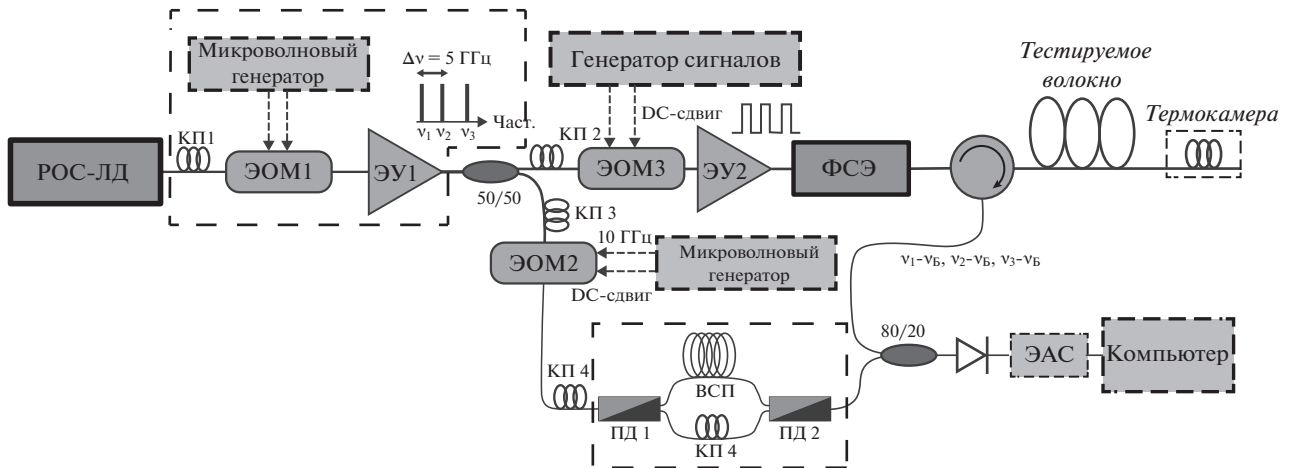


Рис. 6. Схема многоволнового бриллюэновского рефлектометра. Верхняя выделенная штриховой линией область – генератор нескольких длин волн. Нижняя выделенная штриховой линией область – деполаризатор. РОС-ЛД – лазерный диод с распределенной обратной связью, ЭОМ – электрооптический модулятор, ЭУ – эрбиевый усилитель, ФСЭ – фильтр спонтанной эмиссии, ЭАС – электрический анализатор спектра, ПД – поляризационный делитель, КП – контроллер поляризации, ВСП – волокно, сохраняющее поляризацию, DC-сдвиг – смещение постоянного тока.

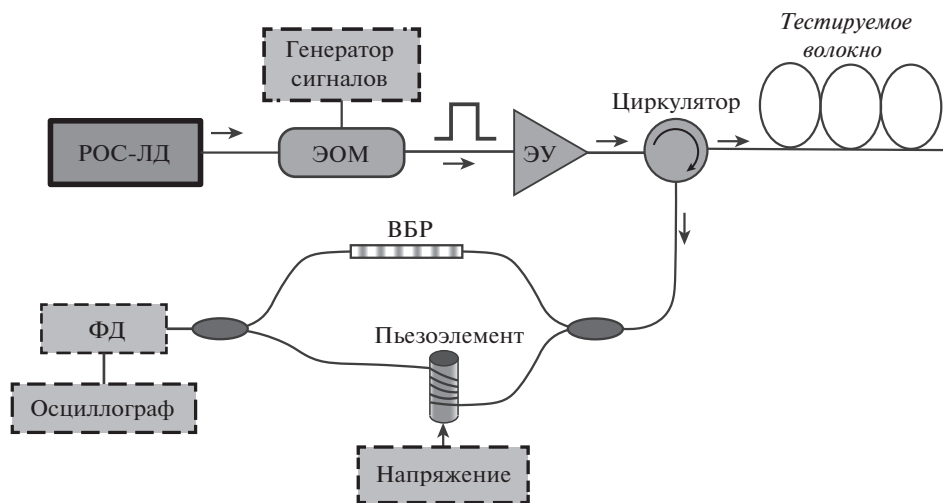


Рис. 7. Схема бриллюэновского рефлектометра с модифицированным интерферометром Маха–Цендера. РОС-ЛД – лазерный диод с распределенной обратной связью, ЭОМ – электрооптический модулятор, ЭУ – эрбиевый усилитель, ВБР – волоконная брэгговская решетка, ФД – фотодетектор.

ботах [28, 29] предложена схема модифицированного интерферометра Маха–Цендера с включенной в одно из плеч брэгговской решеткой (рис. 7).

Брэгговская решетка в данной ситуации служит для фильтрации шумов, связанных с отражением Френеля и рассеянием Рэлея. Эксперименты показали, что чувствительность такой системы может быть повышена в более чем 20 раз.

Разделение поляризационных компонент при помощи деполаризирующего элемента получило развитие в работах [30, 31]. В работе [30] рассмотрен метод уменьшения поляризационного затухания. Зачастую для борьбы с этим эффектом ис-

пользуется поляризационный скремблер. Но такой подход требует настройки и при этом довольно затратен. Сао и соавторы [30] предложили схему пассивного элемента, состоящего из двух поляризационных делителей, соединенных друг с другом (рис. 8); в одно из плеч при этом встроена линия задержки, равная длине импульса. Таким образом зондирующий сигнал разделяется на две поляризационные компоненты.

В результате авторы не только добились упрощения схемы рефлектометрической системы, но и обеспечили улучшение стабильности сигнала при измерении протяженных участков волоконных линий.

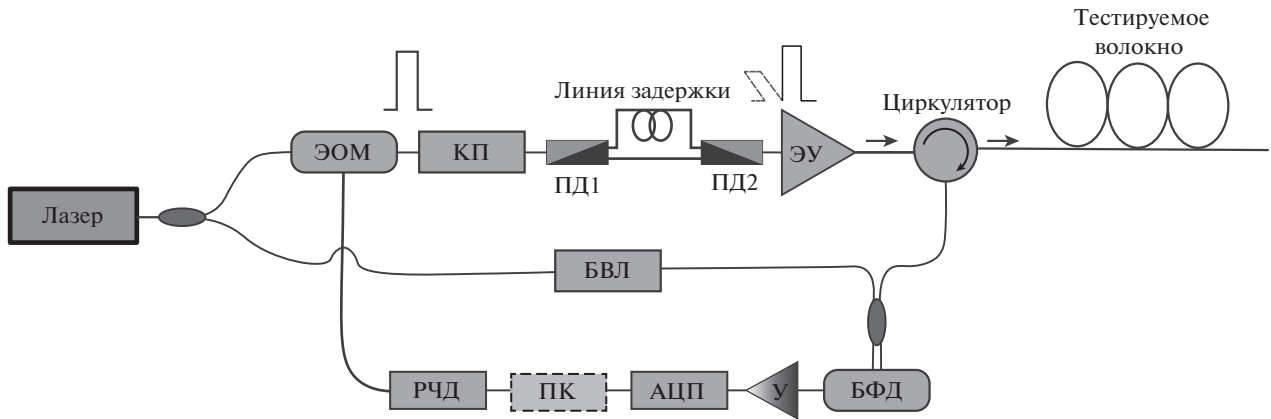


Рис. 8. Схема бриллюэновского рефлектометра с разделением ортогональных поляризационных мод. ЭОМ – электрооптический модулятор, ЭУ – эрбиевый усилитель, КП – контроллер поляризации, ПД – поляризационный делитель, БФД – сбалансированный фотодетектор, У – усилитель, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, ПК – персональный компьютер, РЧД – радиочастотный драйвер.

Похожий подход был представлен в работе [31], где авторы использовали модуль дифференциальной групповой задержки для разделения сигнала накачки на две ортогональные поляризационные компоненты. Преимуществом такого подхода является уменьшение времени измерения, поскольку пропадает необходимость использования поляризационного скрамблера для компенсации поляризационных эффектов. Авторам удалось добиться частоты измерений 650 Гц для волоконной линии длиной 930 м. Представленный подход отличается несложной реализацией и невысокой стоимостью. Скорость работы и пространственное разрешение при этом были сопоставимы с аналогичными параметрами других динамических датчиков, однако точность системы была меньше.

Авторами работы [32] предложена схема бриллюэновского рефлектометра с использованием двойной накачки (рис. 9). Двойная накачка обеспечивается прямой модуляцией ЭОМ с минимальной передаточной функцией при помощи внешнего генератора сигналов произвольной формы. На выходе модулятора таким образом генерируются две боковые полосы частот, разнесенные примерно на удвоенную бриллюэновскую частоту. Эти две волны накачки генерируют два бриллюэновских сигнала, которые симметрично расположены по отношению к несущей длине волны лазера. Для достижения максимальной мощности двойной накачки используется модуль дифференциальной групповой задержки, плоскость поляризации которого повернута на 45°. Получаемые таким образом два ВГС складываются для получения общего спектра. Применение такой технологии позволило увеличить отношение сигнал/шум в два раза.

Помимо этого, отношение сигнал/шум системы может быть повышено путем увеличения коэффициента экстинкции зондирующего импульса. В работе [33] продемонстрировано использование двухкаскадного электрооптического модулятора (рис. 10), который позволил увеличить коэффициент экстинкции импульса с 25 до 50 дБ.

Последующее увеличение отношения сигнал/шум составило порядка 8 дБ, а ошибка определения частоты бриллюэновского сдвига уменьшилась с 6.16 до 2.09 МГц. Эта работа была развита другими авторами [34, 35], они использовали синхронный оптический переключатель, позволивший увеличить коэффициент экстинкции с 35 до 60 дБ, а также переключатель усиления в паре с мультиплексором с уплотнением каналов.

Развитие получили также работы, направленные на изучение влияния формы зондирующего импульса на отношение сигнал/шум системы. В работе [36] авторы провели сравнение точностей систем бриллюэновского мониторинга, использующих различные формы модуляции зондирующего импульса. Различные формы сигнала достигались с помощью программируемого модуля управления сигналами, встроенного в акустооптический модулятор (рис. 11).

Экспериментально показано, что применение импульсов трапецевидной и треугольной формы позволяет достигнуть увеличения отношения сигнал/шум в 2–3 раза по сравнению со стандартным подходом, когда используется импульс прямоугольной формы.

В связи с тем что отраженное обратно бриллюэновское излучение достаточно слабо, чувствительность фотоприемных устройств, используемых в системах мониторинга, является доминирующим фактором, влияющим на отношение сигнал/шум системы. В работе [37] авторы пока-

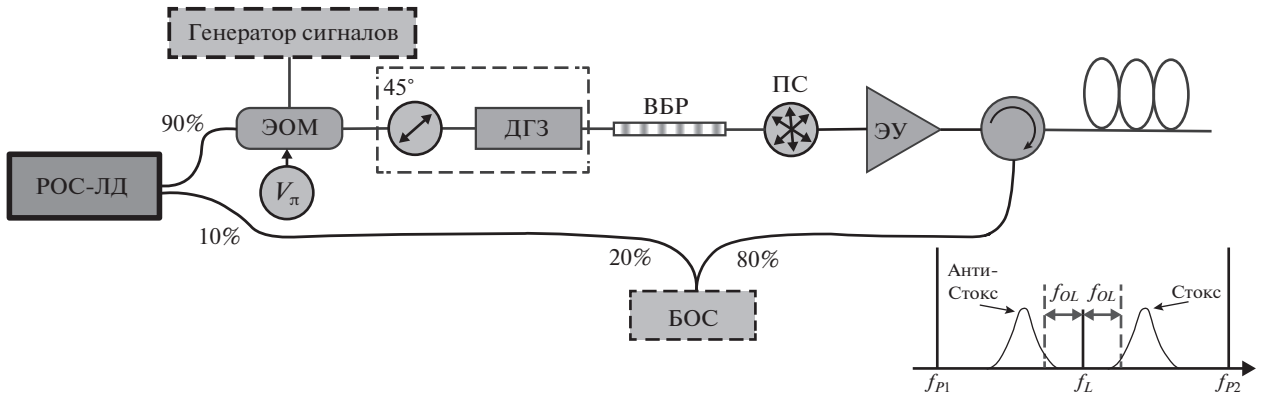


Рис. 9. Схема бриллиантового рефлектометра с разделением ортогональных поляризационных мод с применением модуля дифференциальной групповой задержки. РОС-ЛД – лазерный диод с распределенной обратной связью, ЭОМ – электрооптический модулятор, ЭУ – эрбиевый усилитель, ВБР – волоконная брэгговская решетка, ЭУ – эрбиевый усилитель, ДГЗ – дифференциальная групповая задержка, БЛОС – блок обработки сигналов, ПС – поляризационный скремблер.

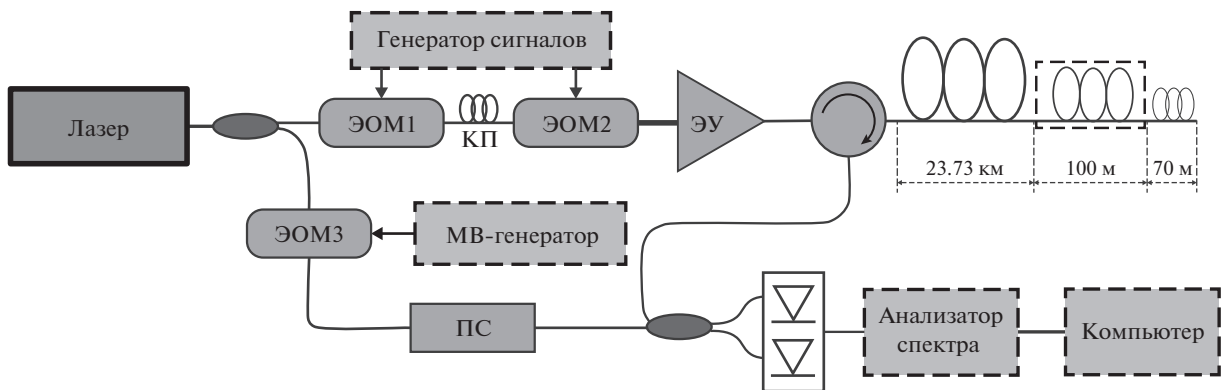


Рис. 10. Схема бриллиантового рефлектометра с применением двухкаскадного электрооптического модулятора. ЭОМ – электрооптический модулятор, ПС – поляризационный скремблер, ЭУ – эрбиевый усилитель.

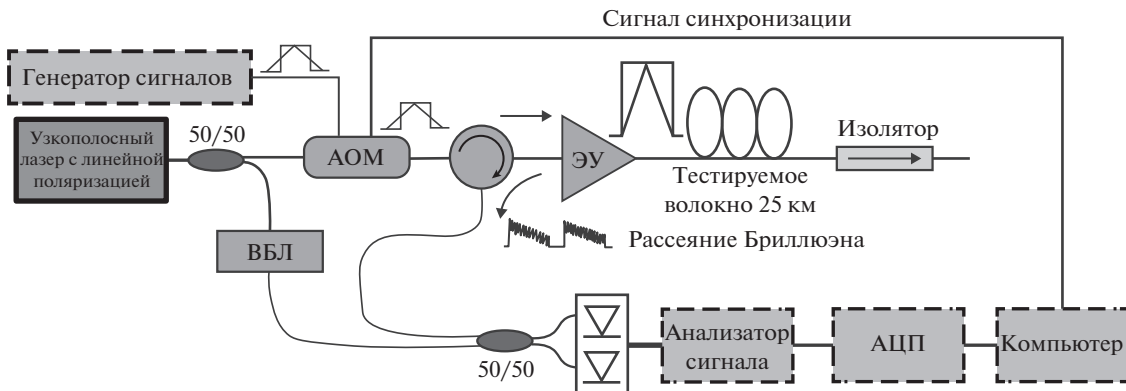


Рис. 11. Схема бриллиантового рефлектометра с возможностью изменения формы зондирующего импульса. ЭОМ – электрооптический модулятор, ЭУ – эрбиевый усилитель, АЦП – аналого-цифровой преобразователь, ВБЛ – волоконный бриллиантовый лазер.

зали возможность использования однофотонных детекторов (single-photon detector). В дальнейшем другими авторами [38] были задействованы однофотонный детектор с повышающим преобразованием и волоконный сканирующий интерферометр Фабри–Перо. Получившаяся таким образом сканирующая система бриллюэновской рефлектометрии смогла достичь точности определения температуры 1.2°C на длине более 9 км для волокна, сохраняющего состояние поляризации.

Однако стоит отметить, что способы увеличения точности нахождения BFS не ограничиваются аппаратными мерами. Достаточно важную роль играют методы очищения сигнала при помощи цифровой фильтрации. Самый простой low-pass-фильтр для BGS можно организовать простым накоплением данных. Данные могут накапливаться с усреднением по частоте и/или пространству. В первом случае произойдет падение быстродействия системы, во втором – пространственного разрешения, поэтому оба этих способа применяют строго дозированно, в зависимости от конкретной задачи. Поэтому кроме простого усреднения используют достаточно много разных способов увеличения отношения сигнал/шум. Так, например, применяют методики кодирования зондирующего сигнала (их в полной мере можно отнести к корреляционным, поэтому они будут рассмотрены в соответствующем разделе данного обзора), вейвлет-фильтрацию [39–43] и фильтрацию Фурье [44]. Все эти методы зарекомендовали себя несколько лет назад как достаточно эффективные для решения отдельных задач, однако современный запрос науки и техники диктует новые требования к точности определения BFS. Логичным эволюционным этапом развития описанных методов можно считать успешное применение алгоритмов, использующихся для обработки изображений (IP – image processing), для анализа массивов BGS. До появления такого подхода исследователи были ограничены одномерным пространством при решении подобной задачи, в то время как исходные данные для исследования (набор BGS) представляют собой поверхность, где в качестве еще одной координаты используется длина сенсора или исследуемого волокна. Такую поверхность достаточно удобно представить в виде двумерного массива числовых значений, легко преобразуемых в цветное изображение. Для наглядности такую визуализацию используют большинство коммерческих исследовательских и сенсорных систем, однако обрабатывать подобные данные именно как изображения стали сравнительно недавно. Если говорить об упомянутых уже способах простейшего усреднения сигнала по частоте и пространству, но уже в терминах обработки изображений, то такой подход будет эквивалентен хорошо известному фильтру blur (размытие), имеющемуся практиче-

ски в каждом редакторе растровых изображений. Разумеется, этот подход самый простой и далеко не самый эффективный. Ниже будут рассмотрены гораздо более сложные и дающие более высокую точность методы обработки массивов BGS как изображений.

Так, в работе [45] представлен адаптивный алгоритм обработки изображений, основанный на методе ограниченных наименьших квадратов (Constrained least squares – CLS). Предложенный алгоритм обеспечил самое значимое увеличение отношения сигнал/шум в сравнении с такими методами, как нелинейный алгоритм нелокальных средних (Non-local means – NLM) и вейвлет-шумоподавление (Wavelet denoising – WD) (12.2 дБ), а также сравнительно высокое пространственное разрешение системы (1.41 м). Кроме того, метод оказался более быстродействующим для заданных экспериментальных данных. Быстродействие метода обеспечивается тем фактом, что алгоритм метода ограниченных наименьших квадратов не требует подбора оптимальных параметров, в отличие от своих аналогов.

Еще одно сравнение метода IP с другими методами представили Wu и др. в работе [46], где они привели результаты обработки изображений тремя алгоритмами для подавления шума в спектрах РМБ: NLM, WD, а также “сравнение блоков и 3D-фильтрация” (Block-Matching and 3D-filtering – BM3D). Авторы показали, что все три методики позволяют получить достаточно высокий уровень снижения шума (вплоть до 13 дБ). Кроме того, была также проведена оценка быстродействия каждого алгоритма. Для алгоритмов NLM, WD и BM3D скорость обработки одного и того же набора данных составила соответственно 3.7 мин, 4.8 с и 9.1 мин. Тем не менее, представленный авторами алгоритм BM3D продемонстрировал лучшие показатели пространственного разрешения при одинаковых значениях параметров фиксации данных рефлектометрической системой.

Алгоритм, описанный в работе [47], основан на разделении исходной спектральной матрицы оптического волокна на сегменты, у которых бриллюэновский сдвиг отличается от среднего значения BFS для всего оптического волокна. После выделения сегментов осуществляется сдвиг спектров рассеяния таким образом, чтобы совместить BFS фрагментов. После сдвига сегментов проводятся фильтрация сигнала и обратный сдвиг/реставрация исходной матрицы. Таким образом авторам удалось достичь увеличения точности измерений на 13% и пространственного разрешения на 46% по сравнению с IP с применением NLM-фильтрации.

Научная группа Soto, Ramírez и Thévenaz [48] представила сравнение линейных и нелинейных алгоритмов обработки изображений примени-

тельно к анализу BGS. Авторы представили процедуру оптимизации алгоритма NLM, заключающуюся в поиске необходимых параметров. Используя оптимизированный подход, авторы смогли добиться работоспособности стандартной BOTDR-системы на расстоянии более 100 км с пространственным разрешением 2 м и шагом частотного сканирования 1 МГц (при погрешности измерений 0.77 МГц с 2000 усредненных рефлектограмм временной области).

Описанные выше алгоритмы обработки данных не являются единственным способом увеличения отношения сигнал/шум массивов BGS. Параллельно с развитием 2D-методов получили распространение корреляционные техники обработки сигнала, в большинстве своем пока реализованные только в одномерном пространстве. Однако, возможно, в скором будущем подобные подходы могут быть объединены для улучшения эффективности и повышения точности алгоритмов. Наиболее перспективные корреляционные методы повышения отношения сигнал/шум будут описаны в следующем разделе.

3. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ BGS

Программные и аппаратные корреляционные методы обработки сигналов с рефлектометров разных типов хорошо зарекомендовали себя как во временной, так и в частотной области [49, 50]. Вычисление автокорреляционной или взаимно-корреляционной функции является проверенным способом повышения отношения сигнал/шум данных, в том числе и при математической обработке BGS. В большинстве таких методов исходная функция заменяется на корреляционную, и дальнейшая работа происходит уже именно с ней.

В работах Farahani M.A. и др. [51] и [52] показано, что точность результатов лоренцевой аппроксимации (Lorentzian curve fitting – LCF) (метод будет рассмотрен в следующей главе настоящего обзора) напрямую связана с отношением сигнал/шум и определением параметров подбора алгоритмов аппроксимации кривой [53, 54], и это дает серьезную ошибку нахождения BFS. В качестве альтернативы Farahani M.A. и др. представили метод, основанный на технике взаимной корреляции полученного спектра и идеальной функции Лоренца. Его преимущества определили следующие два факта: 1) взаимная корреляция между двумя кривыми Лоренца дает кривую с лоренцевым распределением; 2) взаимная корреляция между идеальной и зашумленной кривыми Лоренца дает кривую, форма которой в основном определяется формой полезного сигнала и в гораздо меньшей степени – шумом. В дальнейшем будем называть этот метод кросс-корреляционным (Cross-correlation method – CCM). Так, вза-

имно-корреляционная функция между эталонной кривой $g_r(v)$ и кривой Лоренца с шумом $g_n(v)$, состоящей из неизвестной кривой $g_u(v)$ и случайного шума $n(v)$, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} G_m(v) &= g_r(v)g_n(v) = g_r(v)[g_u(v) + n(v)] = \\ &= g_r(v)g_u(v) + g_r(v)n(v) = G_c(v) + N_c(v). \end{aligned} \quad (8)$$

В представленном выше выражении компонента $G_c(v)$ есть сигнал, являющийся результатом взаимной корреляции между двумя идеальными кривыми Лоренца, а член $N_c(v)$ представляет собой порцию сигнала, являющуюся результатом взаимной корреляции между идеальной кривой Лоренца и белым шумом. Соотношение между этими двумя компонентами полученного выражения пропорционально отношению сигнал/шум функции $G_m(v)$. Сравнение отношения сигнал/шум результирующей функции и исходного BGS показало, что исходный спектр является более шумным. Можно также утверждать, что взаимно-корреляционная функция имеет почти идеальное лоренцево распределение вокруг области пика, где шум значительно снижен. На рис. 12 показаны эталонная кривая Лоренца и полученный в эксперименте BGS, а также их взаимно-корреляционная функция. Амплитуда взаимно-корреляционной функции нормирована для наглядности.

Позже, уже в 2020 году, в работе [22] был показан также корреляционный метод, однако не использующий идеальную функцию Лоренца и функционирующий следующим образом.

Пусть имеется BGS, полученный в результате измерения, который представляет собой набор $2N + 1$ пар $[f_i, P_i]$, $i \in [0, 2N]$. Здесь P_i – детектированная плотность мощности РМБ на частоте $f_i = f_0 + i\Delta f$, где f_0 – минимальная частота спектра, Δf – шаг сканирования по частоте (рис. 13а). Строится “обратный” сигнал P' как отражение BGS относительно вертикальной оси, проходящей через среднюю частоту $f_0 + N\Delta f$: $P'_i = P_{2N-i}$. Далее находится такой сдвиг по частоте “обратного” сигнала, при котором свертка прямого P и “сдвинутого обратного” P' сигналов максимальна. “Сдвинутый обратный” сигнал задается соотношением $P''_i = P'_{i-k}$, если же $[i-k]$ находится вне диапазона $[0, 2N]$, то $P''_i = 0$ (рис. 13а).

Поскольку измеренный сигнал складывается из двух слагаемых ($P = P^s + P^n$, где P^s – собственно полезный сигнал, а P^n – шум, в том числе обусловленный дискретизацией), имеем

$$\begin{aligned} (P * P'') &= (P^s * P^{s'}) + \\ &+ (P^s * P^{n'}) + (P^n * P^{s'}) + (P^n * P^{n'}). \end{aligned} \quad (9)$$

Свертки сигнала и шума, представляющие собой второе и третье слагаемые, равны нулю с точ-

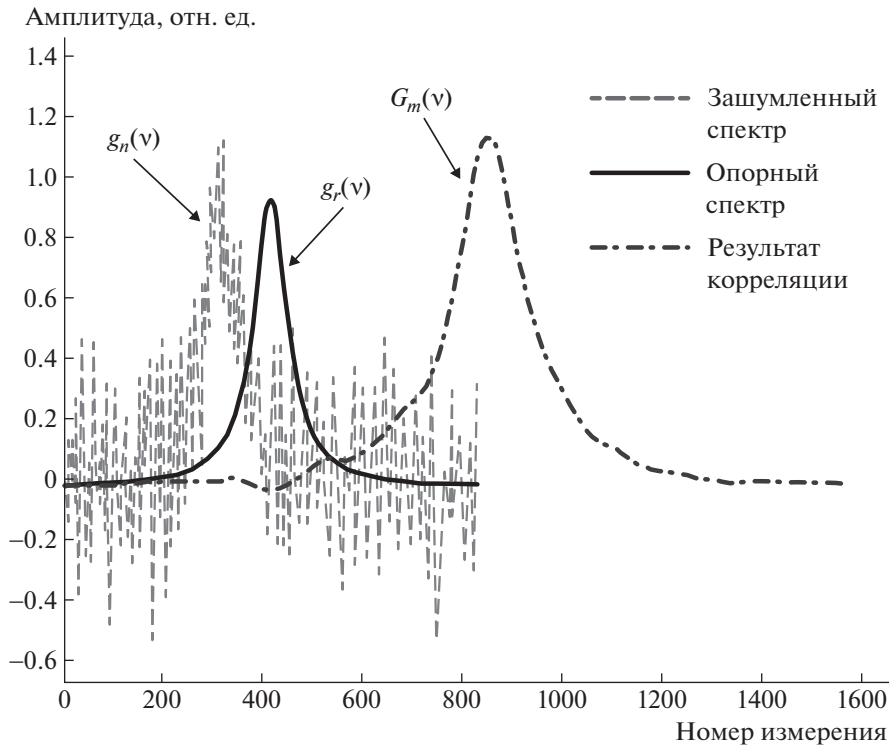


Рис. 12. Принцип работы кросс-корреляционного метода.

ностью до статистической погрешности, свертка двух шумов также должна быть близка к нулю, поскольку значения шума в разных точках не коррелируют. Таким образом, основной вклад в свертку должно вносить первое слагаемое, и ее максимум должен приходиться на такой сдвиг обратного сигнала, при котором максимумы спектров P^* и P'^* совпадают. Построив график зависимости свертки ($P * P'$) от величины сдвига k (рис. 13б) и определив, при каком сдвиге k_0 свертка достигает своего максимума, можно получить частоту, соответствующую максимуму BGS P^* : $f_b = f_0 + (N - k_0/2)\Delta f$, с точностью до ошибки дискретизации.

Описанный метод доказал свою конкурентоспособность в сравнении с LCF, однако в рассмотренной выше работе со своим прообразом — методом ССМ — сравнен не был. Поэтому годом позже та же команда авторов [55] провела сравнительную оценку эффективности современных методов детектирования частотного сдвига в оцифрованных спектрах вынужденного РМБ в оптических волокнах. Один из методов — разработанный ранее метод обратной корреляции (Backward correlation — BWC) — испытывался в сравнении с LCF и ССМ и продемонстрировал свою эффективность для обработки спектров с экстремально низким отношением сигнал/шум ($SNR < 5$ дБ), содержащих при этом также помехи оцифровки

(локальные потери данных). При переходе из областей с данными, где $SNR > 10$ дБ, в области с $SNR < 5$ дБ точность метода BWC падала всего в 4–5 раз, тогда как у аналогов — на 2–4 порядка. Также было показано, что при вероятности более 9% появления в спектре цифрового артефакта (локальной потери данных, представляющей “зачленение” случайной группы точек) метод BWC показывает лучшие результаты, чем остальные (рис. 14).

Подключение к методу нейросетевого алгоритма после обучения на более чем $2 \cdot 10^5$ спектрах позволило уменьшить ошибку детектирования частотного сдвига еще на 10% [56]. Подробнее о нейросетевых алгоритмах будет рассказано в завершающей части настоящего обзора.

Принцип метода, основанного на “анализе зависимостей перекрестных эталонов” (Cross Reference Plot Analysis — CRPA) применительно к экстракции BFS из BGS, представлен в работе [57]. В этом алгоритме также используется взаимная корреляция.

Пусть имеются “опорный” $g_{ref}(f) = (g_{ref}(f_1), g_{ref}(f_2), \dots, g_{ref}(f_N))$ и измеренный $g(f) = (g(f_1), g(f_2), \dots, g(f_N))$ спектры. Возьмем фрагмент опорного спектра $(g_{ref}(f_p), g_{ref}(f_{p+1}), \dots, g_{ref}(f_{p+m-1}))$ и фрагмент измеренного спектра $(g(f_q), g(f_{q+1}), \dots, g(f_{q+m-1}))$, где m — заданное число, $m < N$, а p и q могут принимать любые значения от 1 до $N - m + 1$. Посчитаем свертку

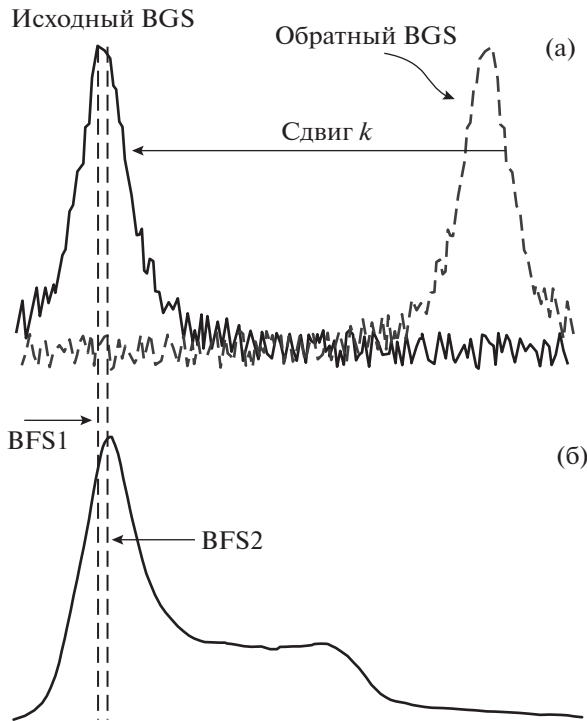


Рис. 13. Принцип работы метода BWC (Backward Correlation).

выбранных фрагментов: $\sum_{i=0}^{m-1} g_{ref}(f_p + i) * g(f_q + i)$. Если полученное значение превышает некий порог ϵ , отметим точку $(f_q + m/2, f_p + m/2)$ на плоскости (рис. 15). Значения $f_q + m/2$ и $f_p + m/2$ соответствуют серединам выбранных фрагментов спектров. Поскольку следует ожидать высокой корреляции между фрагментами, только если они оба находятся вблизи максимумов соответствующих спектров (опорного и измеренного), центр масс построенной таким образом фигуры дает координаты максимумов опорного и измеренного спектров.

Моделирование и эксперимент, проведенные в работе [57], показали, что CRPA превосходит по точности другие методы. Об этом будет изложено подробнее в главе, посвященной методу LCF, а также в Заключение.

Существуют также корреляционные методы, прямой задачей которых не является повышение отношения сигнал/шум сигнала при проведении стандартного измерения. Основным назначением таких методов может быть увеличение скорости измерения. Например, исследователей всегда волновал вопрос, как увеличить скорость сканирования BGS по частоте, либо понизить его дискретизацию таким образом, чтобы искомым профилем BGS можно было восстановить по гораздо меньшему числу точек и корректно найти BFS. Группа Li и др. [58] выяснила, что таких точек может быть всего пять. Эта команда исследователей

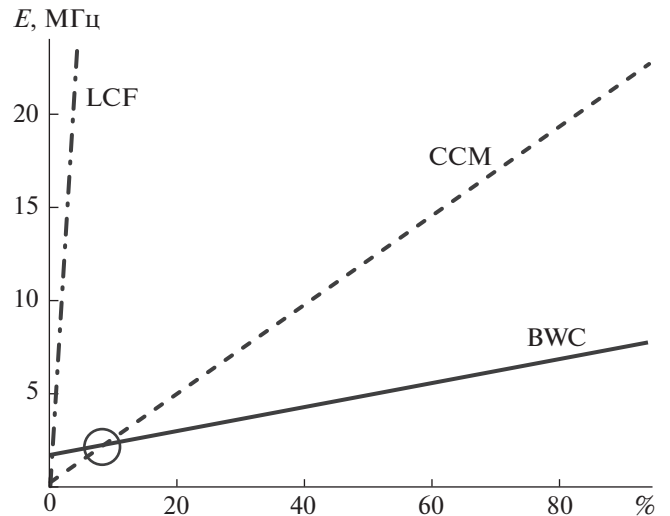


Рис. 14. Сравнение эффективности CCM, LCF и BWC в условиях экстремального шума.

вводит термин IDBGS (Incomplete discrete BGS — неполный дискретный BGS). Корреляционный анализ позволил восстановить сравнительно точные значения BFS, хоть и в некоторой степени близкие к индикаторным. Это было осуществлено с частотой обновления рефлектограмм 600 Гц, что может в некоторой степени быть сопоставлено с характеристиками распределенных акустических датчиков [59, 60]. Результаты численного моделирования показали, что вероятность погрешности по частоте около 0.50 МГц может достигать 49/50 при шаге частотного сканирования 5 МГц и числе склеек неполного спектра, равном 80. Кроме того, авторы отмечают, что время склейки IDBGS также может оказывать влияние на итоговую точность системы. Наряду с уже упомянутой работой [55], рассматриваемое исследование доказывает применимость автокорреляционной функции для восстановления точного значения BFS в BGS, содержащих неполные данные. В дальнейшем подобные методы экстракции BFS из BGS при помощи взаимно-корреляционной функции модифицировались программно для ускорения процесса вычислений [61].

Некоторые корреляционные методы исследования BGS не ограничиваются только обработкой обратно рассеянного сигнала. В некоторых случаях требуется получение сложного зондирующего сигнала, часто это реализуется путем амплитудной модуляции, которая обеспечивает зондирование сенсорного волокна или исследуемой линии псевдослучайными последовательностями. Далее, как и в более простом случае, т.е. корреляционной рефлектометрии Рэлея [62–64], прошедший из волокна на фотодетектор сигнал подвергается специальной обработке, предусматривающей построение автокорреляционной функ-

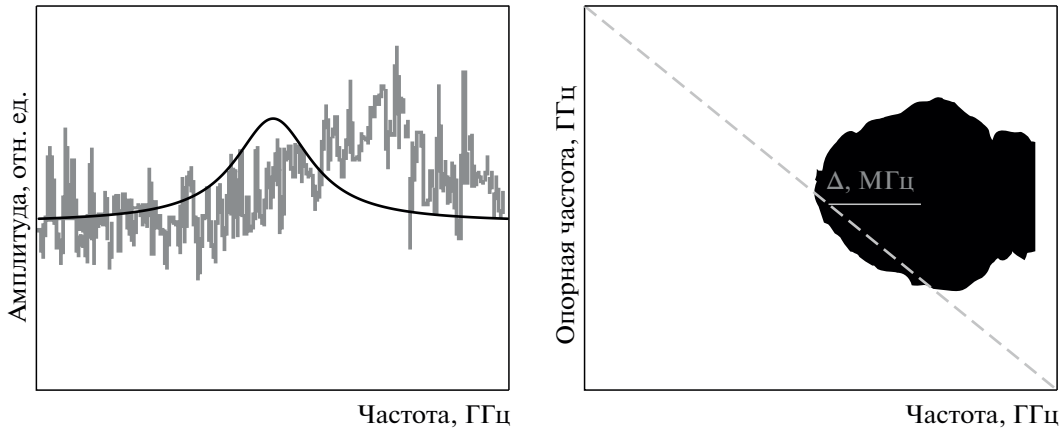


Рис. 15. Принцип работы метода CRPA. Слева – опорный (кривая черного цвета) и измеренный (кривая серого цвета) спектры, справа – построенная фигура, центр масс которой соответствует максимумам спектров [57].

ции этого сигнала и сигнала исходного, который уходил в линию. Такой подход дает увеличение отношения сигнал/шум для каждой рефлектограммы, а следовательно, и для каждой частоты BGS. Если цифроаналоговый преобразователь рефлектометра и модулятор имеют достаточную гибкость в вариативности параметров, применение корреляционной рефлектометрии Бриллюэна не требует существенных модификаций аппаратной части системы. Однако специфические особенности применения такого подхода, разумеется, все же существуют. Они будут рассмотрены ниже. К тому же необходимо отметить, что данный метод, называемый также в зависимости от типа системы C-VOTDA или C-VOTDR (Correlation VOTDA или Correlation VOTDR), нельзя путать с рефлектометрией Бриллюэна в корреляционной области (BOCDA или BOCDR), где используются существенные аппаратные модификации (такие как, например, замена импульсных источников на непрерывные с перестраиваемой длиной волны), что ставит перед собой разные цели: увеличение пространственного разрешения, разделение влияния температур и деформаций и т.д. [65, 66]. Основные преимущества метода прекрасно описали Soto, Le Floch и Thévenaz во введении к своей работе [67]. Итак, специальная модуляция (кодирование) оптических импульсов увеличивает отношение сигнал/шум полученных VOTDA-спектров за счет запуска нескольких последовательностей импульсов в волокно с последующей обработкой данных для получения ответа на один импульс [68–71]. Таким образом, при сохранении пиковой мощности сигнала на уровне случая одиночного импульса общая энергия излучения накачки, подаваемой в сенсор или исследуемое волокно, распределяется во времени и, следовательно, увеличивается на коэффициент, равный количеству импульсов в каждой последовательности. При этом отноше-

ние сигнал/шум увеличивается с сохранением пространственного разрешения. Наиболее известные на сегодняшний день эффективные последовательности (коды), применимые для серьезного повышения отношения сигнал/шум (что требуется на больших длинах волокна), используют однополярные (включение/выключение) последовательности импульсов, в которых биты “1” и “0” задаются с использованием стандартной модуляции интенсивности излучения [72]. Другие техники кодирования, отдельные из которых также задействованы в современных радиолокационных системах, используют последовательности биполярных импульсов, в которых необходимо задание элементов “–1” и “1”. Некоторые из этих кодов, например коды Голя с биполярной комплементарной корреляцией (Bipolar Complementary–Correlation Golay Code) [73], обеспечивают более значительное увеличение отношения сигнал/шум, чем любая известная схема кодирования, используемая в бриллюэновской рефлектометрии. Именно поэтому группа Soto и др. [67] поставила перед собой задачу реализовать новый подход к модуляции сигнала VOTDA, чтобы преодолеть физическое ограничение, налагаемое модуляцией интенсивности при формировании последовательностей однополярных импульсов, а при использовании биполярных последовательностей реализовать эквивалентный эффект от так называемых “положительных” и “отрицательных” импульсов. Метод, однако, потребовал некоторых изменений в аппаратной части: необходимо было ввести специальный модулятор Маха–Зендера для создания двух волн накачки – для “положительных” и “отрицательных” импульсов, эквидистантно отступающих по шкале частот от излучения зондирования (рис. 16).

Применение биполярных кодов позволило снизить погрешность значений BFS до 0.8 МГц при использовании сенсора длиной 100 км.

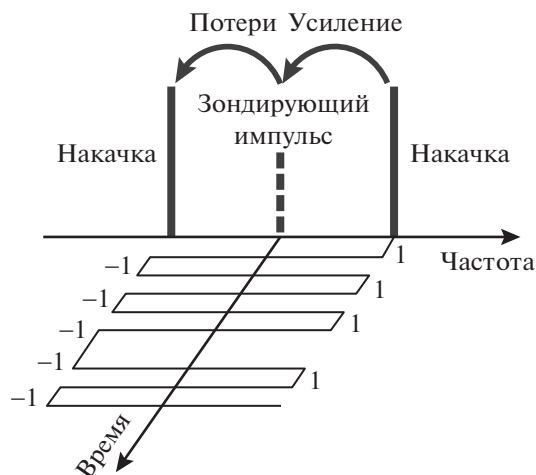


Рис. 16. Применение биполярного кодирования Голя.

В статье [74] представлен метод, как и в вышеупомянутой работе, использующий спектры усиления и потерь, с кодированным фазовым сдвигом Голя для улучшения дальности работы системы и в то же время осуществления измерения с высоким пространственным разрешением. Сигнал накачки, представляющий собой последовательность Голя, поочередно модулируется по частоте с целью генерации стоксовой и антистоксовой компонент РМБ. Численное моделирование показало, что одновременное использование бриллюэновских коэффициентов усиления и затухания в совокупности с применением метода импульсного кодирования увеличило динамический диапазон чувствительности и улучшило отношение сигнал/шум датчика. Выполнив моделирование более 500 м волокна, авторы также успешно продемонстрировали 10-сантиметровое пространственное разрешение (длительность импульса 1 нс).

Вне зависимости от того, где был применен корреляционный метод (во временной области, как в случае кодов Голя, в области частот, как в случае с BWC, или же вовсе на обеих стадиях обработки сигнала), выходными данными этих процессов по-прежнему являются дискретные BGS. Как показывают уравнения, приведенные в этом разделе, после применения корреляционных методов шумовая компонента существенно снижается, однако, она все же остается в сигнале, при этом полезная составляющая по-прежнему описывается функцией Лоренца. В условиях с экстремально низким отношением сигнал/шум паразитная компонента может быть видна на спектре даже невооруженным глазом. Следовательно, найти координату максимума лоренцевой функции просто по максимальному значению в дискретно заданном спектре по-прежнему не всегда нецелесообразно. В таких случаях необходимо

применение методов аппроксимации лоренцевой функцией, которые будут описаны в следующем разделе настоящего обзора.

4. МЕТОДЫ АППРОКСИМАЦИИ ЛОРЕНЦЕВОЙ ФУНКЦИЕЙ

Методы данного класса можно смело назвать самыми применяемыми в бриллюэновской рефлектометрии. Этот статус они по праву заслужили ввиду своей универсальности при использовании в стандартных метрологических и сенсорных системах, использующих в качестве чувствительного элемента типовое одномодовое телекоммуникационное волокно и режимы зондирования сравнительно длительными импульсами (более 1 м). Все это обеспечивает хорошо прогнозируемую спектральную картину: приемлемые отношения сигнал/шум (выше 20 дБ) и хорошо различимую компоненту РМБ строго лоренцевой функции. Благодаря этим качествам методы LCF быстро стали неотъемлемой программной частью основных коммерческих систем. К сожалению, коммерческая составляющая успеха данного метода явилась причиной сравнительно невысокого количества публикаций по данной тематике (для сравнения, в несколько раз большее количество работ было найдено авторами обзора по обработке спектров с целью понижения уровня шумов и нахождения BFS при помощи искусственного интеллекта). Однако практический опыт применения BOTDA-систем позволяет заявлять о постепенной эволюции методов в течение последних 15 лет с точки зрения как улучшения производительности, так и повышения точности.

Обратимся к сути этого подхода. Применительно к обработке BGS он был прекрасно изложен в работе Chengbin Li и Yongqian Li, доложенной на конференции “Wireless Communications, Networking and Mobile Computing” еще в 2009 году [75]. Итак, чтобы получить данные о BFS из измеренного BGS и максимально устранить шум, необходимо построить кривую Лоренца для аппроксимации экспериментальных данных. Для подбора кривой не обязательно, чтобы кривая проходила через все точки заданного дискретно массива, а ошибку извлечения BGS можно сделать минимальной, применяя метод наименьших квадратов. Для обеспечения наименьшей ошибки детектирования BFS в современных BOTDR- и BOTDA-системах используется алгоритм Левенберга–Марквардта (Levenberg–Marquardt – LM), который является одним из нелинейных методов наименьших квадратов с хорошей сходимостью, пригодной для аппроксимации BGS. Кратко изложим его суть. Функция Лоренца, заданная формулой

$$f(t) = \frac{a_1}{1 + [(t - a_2)/(a_3/2)]^2}, \quad (10)$$

полностью описывается тремя параметрами (входящими в вектор x):

$$x = [a_1 \ a_2 \ a_3]^T, \quad (11)$$

физический смысл которых несложно найти в уравнении (6).

N пар данных $[t_m, y_m]$, полученных в результате измерения BGS и представляющих собой значения частоты в спектре и ее интенсивности соответственно, аппроксимируются нелинейным методом наименьших квадратов. Тогда наименьшая ошибка несоответствия полученного в эксперименте BGS и аппроксимирующей лоренцевой функции имеет наименьшую сумму квадратов $S(x)$, которая определяется следующим образом:

$$\min S(x) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N [r_m(x)]^2 = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^N [y_m - f(t_m|x)]^2. \quad (12)$$

Предполагая, что

$$r(x) = [r_1(x), r_2(x), \dots, r_N(x)]^T, \quad (13)$$

выражение (12) можно представить как:

$$\min S(x) = \frac{1}{2} r(x)^T r(x), \quad (14)$$

где $r_i(x)$ – нелинейная функция x .

Метод LM используется для оптимального итерационного подбора аппроксимирующей функции, в нем $S(x)$ стремится к минимуму за счет оптимизации параметров вектора x . Этот метод в принципе можно рассматривать как удачную комбинацию алгоритма наискорейшего спуска и алгоритма Гаусса–Ньютона (Gauss–Newton – GN). Метод LM имеет локальную сходимость GN и основные преимущества алгоритма наискорейшего спуска [76]. Для первой итерации параметры вектора x должны быть подобраны максимально близко к необходимому физическим значениям. В следующих итерациях они будут подвержены оптимизации. Итерационный принцип метода LM задается выражением

$$x_{k+1} = x_k + d_k, \quad (15)$$

где d_k – это направление поиска, определяемое как:

$$d_k = [J(x_k)^T J(x_k) + \mu_k I]^{-1} J(x_k)^T r(x_k). \quad (16)$$

Здесь $J(x_k)$ – матрица Якоби от $r(x_k)$ при x_k ; I – единичная матрица; μ_k ($\mu_k > 0$) – так называемый “коэффициент демпфирования”, который может

автоматически регулироваться в соответствии с вариацией $S(x)$ на каждом итерационном шаге. Если значение $\min S(x)$ уменьшается незначительно, то μ_k увеличивается, чтобы заставить его двигаться в направлении наискорейшего уменьшения. Если величина $\min S(x)$ близка к локальному наименьшему значению, то μ_k уменьшается так, чтобы последовательность дальнейших действий была близка к шагам алгоритма GN, который имеет быструю сходимость. Когда точность детектирования BFS достигает заданного значения, итеративный перебор останавливается, а последние использованные параметры вектора x могут быть взяты в качестве результата оптимизации. Как уже было отмечено выше, выбор лучшего начального значения параметров вектора x гарантирует, что алгоритм LM имеет быструю скорость сходимости и глобальную сходимость. Если говорить о точности, то метод LCF/LM имеет достаточно много преимуществ. Так, в работе [22] показано, что в диапазоне SNR от 1.6 до 28 дБ метод LCF/LM абсолютно точно эффективнее многократного усреднения данных (Ave) и нахождения пика по максимальному дискретному значению (FM), а при SNR > 11.6 дБ он эффективнее метода обратной корреляции (BWC) (рис. 17). В рассмотренной работе отмечено, что данные, полученные для LCF/LM, взяты из работы [57]. В последней авторы также оценили эффективность LCF/LM, но выбрав для сравнения другие методы (рис. 18).

Как бы ни были удобны и точны аппроксимационные и корреляционные методы, во многих случаях они требуют подбора оптимальных параметров и их адаптации под различные условия измерения. Именно поэтому многие исследователи в последние годы поставили перед собой задачу создания гибких методик, снованных на машинном обучении и искусственном интеллекте, предусматривающих итерационное установление оптимальных связей между входными и выходными данными [77, 78]. По мнению многих ученых, в этих методах определения BFS кроется огромный потенциал, который уже в наши дни заметен по современным научным работам. Следующая глава посвящена обзору таких статей.

5. МЕТОДЫ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА В ДЕТЕКТИРОВАНИИ BFS

В данном разделе рассмотрены методы увеличения точности систем бриллюэновской рефлектометрии, в основе которых лежит применение нейронных сетей и машинного обучения.

В работах [79–82] описано использование нейронной сети прямого распространения для получения информации о температуре окружающей среды. Сети прямого распространения состоят из входного слоя, одного или нескольких скрытых

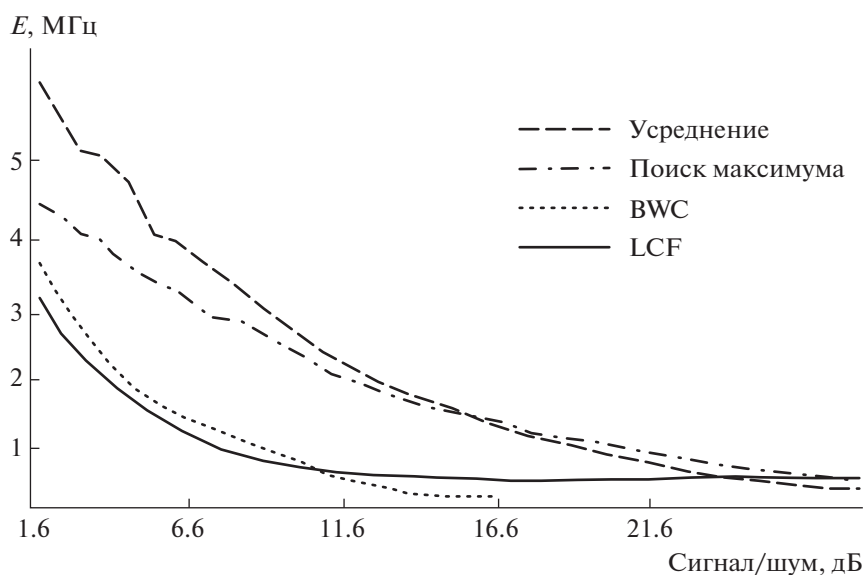


Рис. 17. Абсолютная ошибка LCF/LM и других методов при разных значениях отношения сигнал/шум, согласно работе [22].

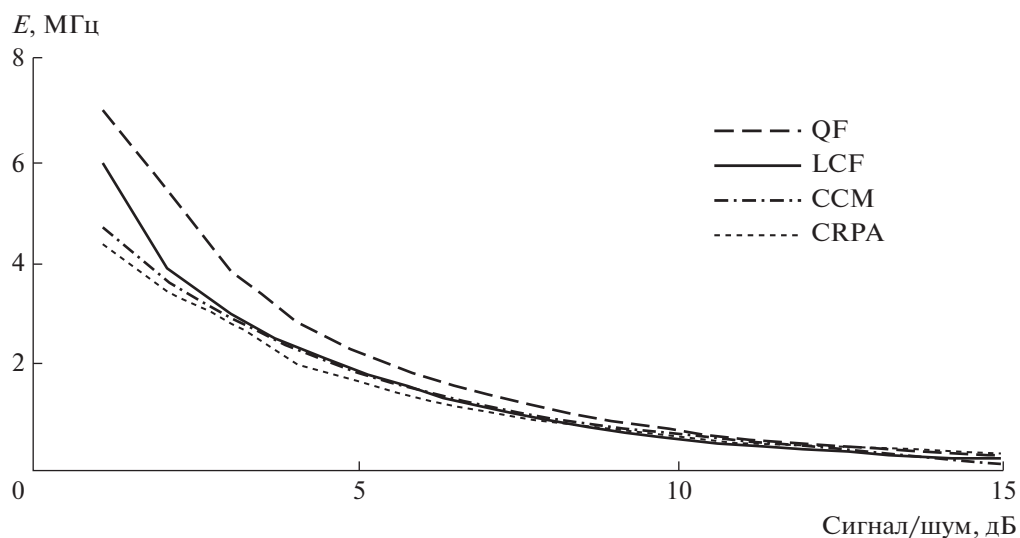


Рис. 18. Абсолютная ошибка LCF/LM и других методов (QF – quadratic fitting) при разных значениях отношения сигнал/шум, согласно работе [57].

слоев и одного выходного слоя. Каждый слой в свою очередь состоит из набора элементов, называемых нейронами, каждый из которых связан со всеми нейронами следующего и предыдущего слоев (рис. 19).

Сам нейрон представляет собой сумматор всех входящих в него взвешенных сигналов с нейронов предыдущего слоя, а последующий отклик нейрона формируется через функцию активации нейрона. Обучение таких сетей состоит в подборе весовых коэффициентов связей, которые соеди-

няют между собой пары нейронов. Зачастую для обучения используют метод обратного распространения ошибки.

Для выполнения задачи определения температуры окружающей среды авторы спроектировали нейронную сеть, состоящую из двух скрытых слоев. Обучение сети происходило путем подачи на входной слой массива, содержащего BGS, а на выходной нейрон – соответствующего ему значения температуры окружающей среды. Подобрать соответствующие коэффициенты связи между

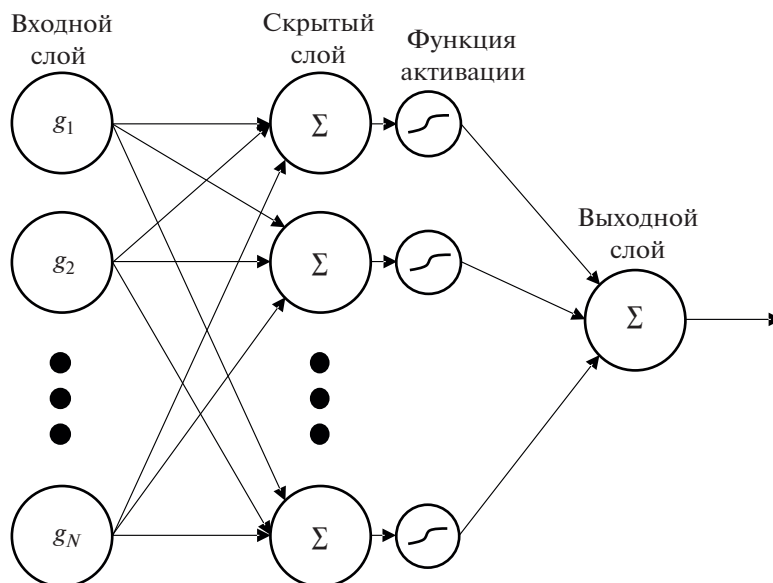


Рис. 19. Схема нейронной сети и нейрона.

нейронами, авторы смогли добиться определения температуры окружающей среды при помощи нейронной сети. Проведя сравнение с уже известными техниками анализа BGS, такими как аппроксимация лоренцевой функцией и взаимно-корреляционный метод, авторы работ показали, что использование нейронной сети обеспечивает более точный результат определения искомой величины.

В работе [83] представлено использование нейронной сети прямого распространения. Для обучения сети авторы использовали не классическую функцию Лоренца, которая, как считается, наиболее соответствует форме спектра бриллюэновского рассеяния, а псевдофункцию Фойгта, которая представляет собой комбинацию гауссовой и лоренцевой функций. На рис. 20 представлены для сравнения формы спектров трех исследованных функций.

Авторы работы [83] отмечают, что такой подход к обучению нейронной сети обеспечил более высокие показатели точности определения температуры окружающей среды из спектров бриллюэновского рассеяния.

В работах [84–86] авторы использовали нейронную сеть для одновременного измерения температуры и деформации оптического волокна при помощи бриллюэновского анализатора. Разработанная нейронная сеть принимала на вход не только BGS, но и другие параметры, полученные при помощи обработки спектров методом главных компонент. Этот метод позволяет уменьшить размерность данных, сохранив при этом максимум полезной информации. Суть метода заключается в поиске новой координатной оси, для ко-

торой дисперсия исходных данных будет максимальной, значения на этой оси будут считаться первой главной компонентой. В случае, если одной компоненты недостаточно для полного описания данных, выбирается второе направление координатной оси, перпендикулярное первому, — вторая главная компонента. Процесс повторяется, пока исходные данные не будут в достаточной степени описаны набором главных компонент. Деформация оптического волокна задавалась при помощи линейной подвижки, на которой было закреплено оптическое волокно, помещенное в термокамеру. По результатам эксперимента, проведенного авторами, ошибка определения температуры при заданной величине деформации составила менее 6°С.

Помимо классических типов нейронных сетей, в литературе также представлены и другие. Например, в работе [87] рассмотрено применение сверточной нейронной сети для увеличения отношения сигнал/шум полученных BGS. Такие сети часто используются при обработке изображений.

На рис. 21 изображен пример сверточной нейронной сети.

Суть работы сети состоит в прохождении ядром свертки (матрица весов) по исходному изображению, тем самым формируя множество карт значений, после чего происходит подвыборка для уменьшения размерности данных. Чередуя свертку и подвыборку, размерность уменьшают до такой степени, что полученные данные можно подать на стандартный многослойный перцептрон.

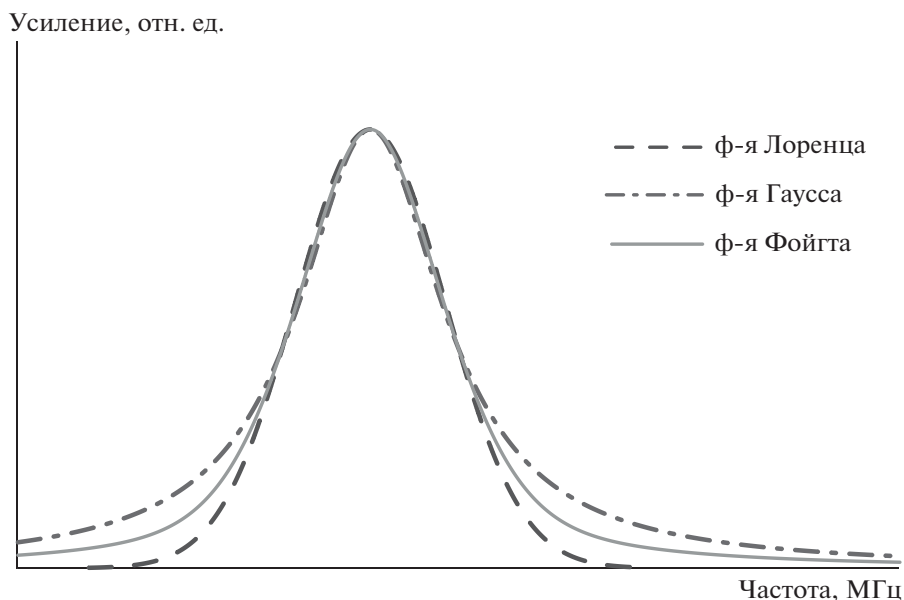


Рис. 20. Спектры функций, подаваемых на вход нейронной сети.

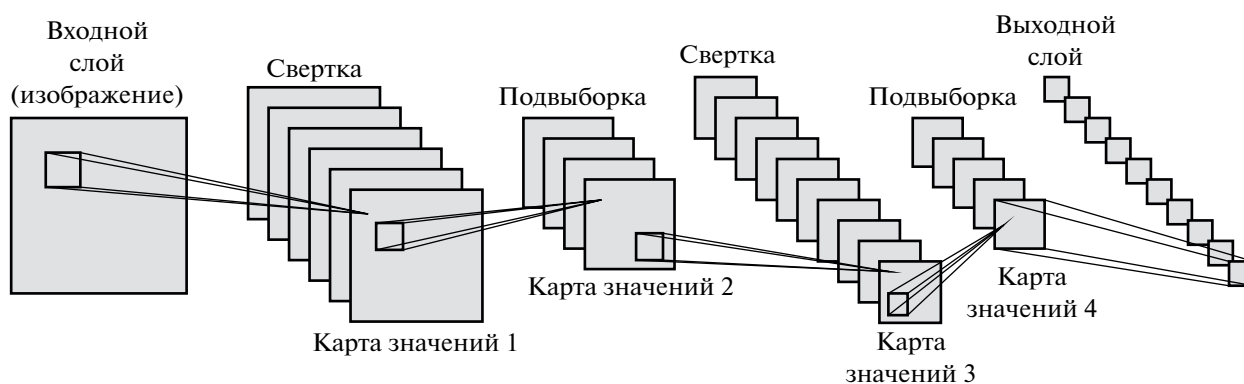


Рис. 21. Пример структуры сверточной нейронной сети (картинка из сети).

Модель обучалась на смоделированных бриллюэновских спектрах и модельных шумах. Эксперименты показали, что в зависимости от частоты дискретизации получаемых данных возможно увеличение отношения сигнал/шум до 13.6 дБ. Скорость обработки изображения нейронной сетью составила 0.045 с.

Другое направление машинного обучения – метод опорных векторов (Support Vector Machine – SVM), идея которого состоит в том, чтобы разбить все пространство входных данных на подпространства (классы эквивалентности). Рассмотрим работу метода на примере определения температуры окружающей среды при помощи бриллюэновских рефлектометрических систем.

Для обучения системы снимается ряд спектров при температурах T_1, T_2, \dots, T_N (по несколько

спектров для каждой температуры). Каждый спектр можно представить в виде вектора из координат P_i – спектральных плотностей мощности на определенных частотах.

Построим эти векторы для температур T_1 и T_2 , другими словами, нанесем точки в гиперпространстве. На рис. 22а точки, соответствующие температуре T_1 , выделены серым, а температуре T_2 – черным. Найдем гиперплоскость, которая разделит гиперпространство таким образом, чтобы черные и серые точки лежали в разных полупространствах, а расстояния до ближайших к плоскости точек (они и называются опорными векторами) были одинаковыми (рис. 22а).

Повторим процедуру для всех возможных пар температур T_i и T_k (всего имеется $N(N-1)/2$ пар температур), рис. 22б. В итоге все гиперпростран-

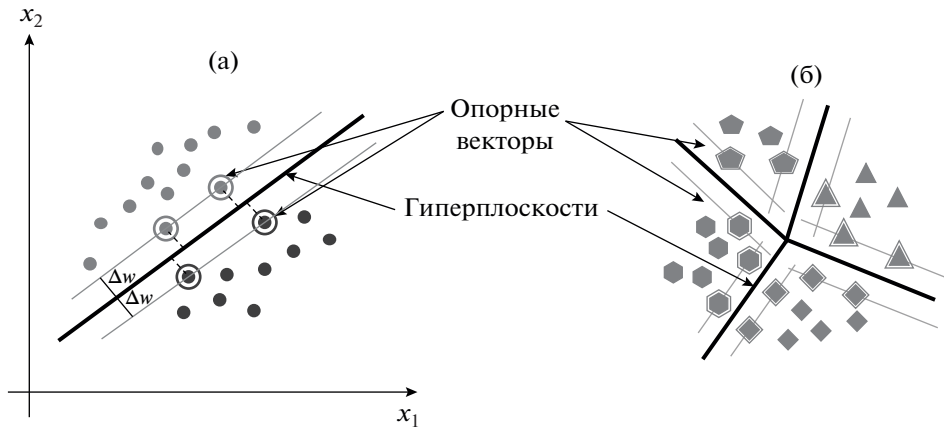


Рис. 22. Пример работы алгоритма SVM для разделения: а – двух классов, б – нескольких классов.

ство разбито на N частей, каждая из которых соответствует определенной температуре. Обучение завершено. Процесс определения температуры теперь сведен к тому, чтобы найти, в какую из частей гиперпространства попадает измеренный спектр.

Авторы работ [88, 89] исследовали применимость метода опорных векторов и сравнили его результаты с классическими методами поиска максимума бриллюэновского спектра. Эксперименты показали, что метод опережает классические подходы не только по точности, но и по быстродействию.

Следующий из рассмотренных подходов заключается в применении обобщенной линейной модели (Generalized Linear Model – GLM). Идея метода состоит в нахождении функции связи, преобразующей входной вектор из спектральных плотностей мощности в выходные данные (например, температуру или деформацию). На этапе обучения подбираются оптимальные параметры функции связи. На этапе измерения с помощью полученной функции вектор из спектральных плотностей мощности преобразуется в выходные данные. Нахождения самого BFS при этом, очевидно, не требуется.

Так, в работе [90] метод GLM применен для увеличения точности определения температуры окружающей среды при помощи бриллюэновского анализатора (рис. 23). Подбиралась линейная функция связи, при этом использовалась регуляризация Лассо во избежание переобучения модели. (Переобучение может случиться, если при обучении было использовано много “плохих” спектров. Подбор функции связи для наилучшего соответствия всем спектрам привел бы к неточному определению коэффициентов. Регуляризация позволяет отсеять “плохие” спектры и найти функцию связи более оптимальным образом.)

Авторы работы [90] провели сравнение предложенного алгоритма GLM с традиционно используемой аппроксимацией функцией Лоренца (LCF). Результаты экспериментов показали, что для всех рассмотренных соотношений SNR и шагов сканирования алгоритм GLM дает лучший результат, чем традиционный алгоритм LCF.

Рассмотренные в данной главе подходы к применению методов машинного обучения в области бриллюэновской оптической рефлектометрии явно показывают, что на данный момент не достигнуты пределы точности и быстродействия систем распределенного мониторинга. Разнообразие подходов и архитектур систем искусственного интеллекта открывает для исследователей широкое поле для экспериментов.

6. ВЫВОДЫ И БУДУЩИЕ РАБОТЫ

В данном обзоре были представлены различные типы и разновидности методов детектирования центральной частоты лоренцевой функции спектра РМБ. Большинство из них разрабатывалось для решения отдельных задач, поэтому каждый метод имеет свои положительные и отрицательные стороны для эксплуатации в каждом отдельном случае. Бурное развитие некоторых областей науки и техники, а также их все увеличивающаяся интеграция с фотоникой порождают вызовы для существующих техник экстракции BFS и создают предпосылки для появления новых методов. В последнее время получают широкое распространение задачи так называемого структурного мониторинга особо ответственных зданий и сооружений (Structural Health Monitoring – SHM) [91, 92], где в ходе отдельных экспериментальных работ к сенсорным волокнам могут применяться растягивающие нагрузки, близкие к разрывным, что ведет к резкому увеличению потерь оптического сигнала, а следовательно, рез-

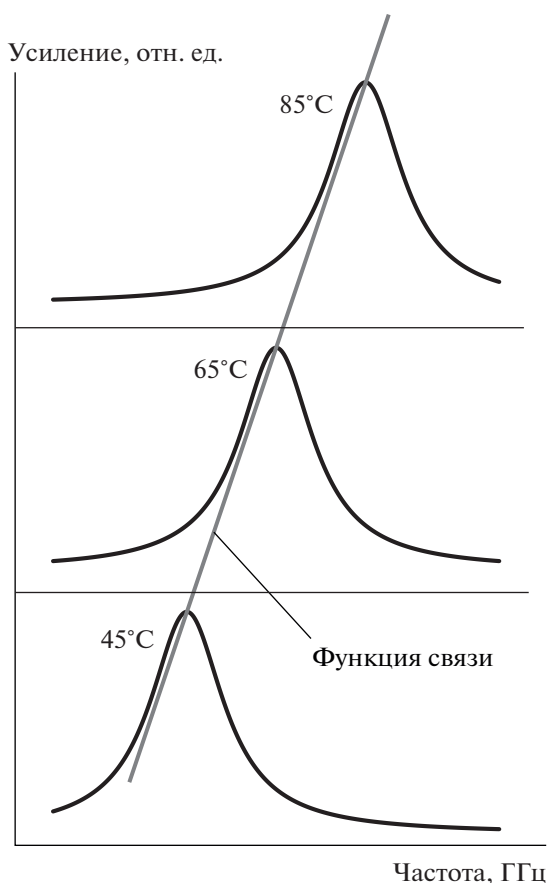


Рис. 23. Принцип работы обобщенной линейной модели.

кому снижению отношения сигнал/шум. Практика показала, что корреляционные методы при обработке таких спектров дают более высокие точности нахождения BFS. При самых низких отношениях сигнал/шум, наблюдаемых, например, при наличии цифровых помех или во время исследования/мониторинга специальных оптических волокон, таких как активные или иные световоды в схемах с высокими потерями [11, 16], сравнительно неплохо проявляет себя метод обратной корреляции. Напротив, когда отношение сигнал/шум выше 20 дБ, целесообразно использовать аппроксимацию лоренцевой функцией. Такие условия создаются в стандартных системах мониторинга, что и обеспечило популярность метода LCF. Из рассуждений, приведенных выше, несложно заключить, что самая первая стадия обработки спектра должна включать в себя определение отношения сигнал/шум. Однако характеристика отдельного BGS на этом заканчиваться не должна. В ряде случаев, таких как, например, уже описанное появление цифровых помех, а также при других искажениях лоренцевой функции (которые могут возникнуть при зондировании волокна короткими импульсами), целесооб-

разно заранее исключить вариант использования метода LCF. Таким образом, оценка формы полезного сигнала и отношения сигнал/шум должна быть отправной точкой при обработке спектров РМБ.

Однако появившиеся в последнее время методы искусственного интеллекта в некоторых случаях претендуют на универсальность. Опровергнуть гипотезу этой возможной универсальности можно обзором современных работ, включающих в себя комбинацию машинного обучения и уже хорошо известных методов обработки BGS (справедливости ради необходимо отметить, что комбинируются и многие другие методы [93, 94]). Возможно, дополнительное подключение консервативных методов обусловлено существующим на сегодняшний день неполным совершенством нейросетевых алгоритмов, и их полное доминирование в данной научной области является лишь вопросом времени.

Еще одним важным параметром, характеризующим методы получения BFS, является их производительность. В простейшем случае сравнение методов по данному критерию можно осуществить простым подсчетом количества математических операций N_c , необходимых для обработки определенного числа точек N в BGS, заданных одинаковым типом данных. Для каждого метода зависимость $N_c = f(N)$ будет задана своей функцией, не всегда линейной, что не позволит однозначно экстраполировать полученные в сравнении результаты на все практически возможные значения N . К тому же в большинстве литературных источников сравнивается производительность двух или трех методов, и осуществляется такое сравнение обычно на собственных, новых исходных данных с использованием компьютеров с присущей именно им аппаратной конфигурацией. То же касается и параметров точности — по этой же причине их достаточно сложно сравнить по разным работам. В отсутствие иных данных сопоставление различных способов получения величины BFS возможно, скорее, на качественном уровне. Такое сравнение было сделано авторами настоящего обзора с использованием нескольких литературных источников [22, 57]. Оно представлено в табл. 1. Аппаратные и программные меры повышения SNR BGS в табл. 1 не включены ввиду сложности их объединения в разумное число классов.

Авторы данной обзорной работы полагают, что точное беспристрастное количественное сравнение различных методов при обработке единого специально разработанного массива BGS принципиально возможно. Его необходимо осуществлять в рамках масштабной коллаборации различных научных групп. Авторы данного обзора призывают к взаимодействию разработчиков

Таблица 1. Сравнение методов экстракции BFS

Показатель / метод		LCF	СМ	ML
Точность детектирования BFS	при SNR < 0 дБ	2–6 МГц	1.8–5 МГц	
	при SNR > 20 дБ	Доли мегагерц	Несколько мегагерц	Несколько мегагерц
	при наличии неполного BGS	320 МГц – 7 ГГц	7–20 МГц	N/A
	при BGS “нелоренцевой” формы	Доли мегагерц – единицы гигагерц	Доли мегагерц	N/A
Скорость обработки		Зависит от алгоритма	BWC/ CCM высокая CRPA низкая	Высокая
N/A – неприменимо, либо, по информации авторов, исследований не проводилось				

методов экстракции BFS из массивов BGS. Если такое научное взаимодействие состоится, авторы надеются сосредоточить все свои усилия на его воплощении и координации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

ПРИЛОЖЕНИЕ

Список использованных аббревиатур

- РМБ – Рассеяние Мандельштама–Бриллюэна
- BOTDR – Brillouin optical time domain reflectometer
- BOTDA – Brillouin optical time domain analyzer
- BGS – Brillouin gain spectrum
- BFS – Brillouin frequency shift
- АОМ – акустооптический модулятор
- ЭОМ – электрооптический модулятор
- ЭУ – эрбиевый усилитель
- FWHM – Full Width at Half Magnitude
- CLS – Constrained least squares
- NLM – Non-local means
- WD – Wavelet denoising
- BM3D – Block-Matching and 3D-filtering
- LCF – Lorentzian curve fitting
- CCM – Cross-correlation method
- BWC – Backward correlation
- CRPA – Cross Reference Plot Analysis
- IDBGS – Incomplete discreet BGS
- C-BOTDA/C-BOTDR – Correlation BOTDA/Correlation BOTDR
- BOCDA/BOCDR – Brillouin optical correlation domain analyzer/reflectometer
- LM – Levenberg-Marquardt
- GN – Gauss-Newton
- SVM – Support Vector Machine
- GLM – Generalized Linear Model
- SHM – Structural Health Monitoring

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Власов А.А., Плотников М.Ю., Аширов А.Н., Алейник А.С., Никитенко А.Н. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 58. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040345>
2. Бочкова С.Д., Волковский С.А., Ефимов М.Е., Дейнека И.Г., Смирнов Д.С., Литвинов Е.В. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 73. doi 10.31857/S003281622004023
3. Власов А.А., Варламов А.В., Аширов А.Н., Кикилич Н.Е., Алейник А.С. // ПТЭ. № 4. С. 67. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040357>
4. Кузнецов П.И., Судас Д.П., Савельев Е.А. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 83. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040308>
5. Фадеев К.М., Ларионов Д.Д., Жикина Л.А., Минкин А.М., Шевцов Д.И. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 115. <https://doi.org/10.31857/S003281622005002X>
6. Таранов М.А., Горшков Б.Г., Жуков К.М., Гринштейн М.Л. // ПТЭ. № 4. С. 90. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040199>
7. Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э. // ПТЭ. № 4. С. 96. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040187>
8. Трегубов А.В., Приходько В.В., Алексеев А.С., Жуков А.В., Новиков С.Г., Светухин В.В. // ПТЭ № 4. С. 109. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050067>
9. Спиринов В.В., López-Mercado С.А., Wuilpart М., Коробко Д.А., Золотовский И.О., Фотиади А.А. // ПТЭ 2020. № 4. С. 40. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050055>
10. Ткаченко А.Ю., Смолянинов Н.Н., Скворцов М.И., Лобач И.А., Каблуков С.И. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 102. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040333>
11. Белокрылов М.Е., Константинов Ю.А., Латкин К.П., Клод Д., Селезнев Д.А., Степин А.А., Конин Ю.А., Щербакова В.А., Кашина Р.Р. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 45. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050018>

12. Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Бурдин В.В., Кривошеев А.И. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 51.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220040229>
13. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirnov A.A., Stepano, K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1033.
<https://doi.org/10.3390/s22031033>
14. Hotate K. // Applied Sciences. 2019. V. 9(1). P. 187.
<https://doi.org/10.3390/app9010187>
15. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. М.: ЛЕСАРпт, 2005.
16. Smirnov A.S., Burdin V., Konstantinov Y.A., Petukhov A.S., Drozdov I.R., Kuz'minykh Y.S., Besprozyannyykh V.G. // Quantum Electronics. 2015. V. 45. P. 66.
<https://doi.org/10.1070/QE2015V045N01ABEH015634>
17. Nordin N.D., Zan M., Abdullah F. // Photonics. 2020. V. 7.
<https://doi.org/10.3390/photonics7040079>
18. Zou W., Long X., Chen J. Brillouin Scattering in Optical Fibers and Its Application to Distributed Sensors // Advances in Optical Fiber Technology: Fundamental Optical Phenomena and Applications / Eds. by M. Yasin, H. Arof, S.W. Harun. IntechOpen, 2015
<https://doi.org/10.5772/59145>
19. Urricelqui Javier, Soto Marcelo, Thévenaz Luc // 24th International Conference on Optical Fibre Sensors. Proc. of SPIE. 2015. V. 9634. P. 963434.
<https://doi.org/10.1117/12.2195298>
20. Wang Yuan, Chen Liang, Bao Xiaoyi // Optics Letters. 2021. V. 46. P. 5774.
<https://doi.org/10.1364/OL.441815>
21. Zheng H., Zhu T., Zhang J. // Optical Fiber Sensors Conference. OSA Technical Digest / Special Eds. G. Cranch, A. Wang, M. Dignonet, and P. Dragic. Optica Publishing Group, 2020. P. T3.58.
<https://doi.org/10.1364/OFS.2020.T3.58>
22. Barkov F.L., Konstantinov Yu.A., Krivosheev A.I. // Fibers. 2020. V. 8. № 9. P. 60.
<https://doi.org/10.3390/fib8090060>
23. Li Cunlei, Lu Yuangang, Zhang Xuping, Wang Feng // Electronics Letters. 2012. V. 48 (18). P. 1139.
<https://doi.org/10.1049/el.2012.1248>
24. Lalam N., Ng W.P., Dai X., Wu Q., Fu Y.Q. // 25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS). 2017. V. 10323. P. 1032366.
<https://doi.org/10.1117/12.2263294>
25. Lalam N., Ng W.P., Dai X., Wu Q., Fu Y.Q. // Measurement Science and Technology. 2018. V. 29. P. 025101.
<https://doi.org/10.1088/1361-6501/AA9C6E>
26. Lalam N., Ng W.P., Dai X., Wu Q., Fu Y.Q. // Journal of Lightwave Technology. 2018. V. 36. P. 1084.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2017.2766765>
27. Wang F., Li C., Zhao X., Zhang X. // Applied optics. 2012. V. 51. Iss. 2. P. 176.
<https://doi.org/10.1364/AO.51.000176>
28. Zhao Y., Zhang Y., Han B.T., Qin C., Wang Q. // Journal of Lightwave Technology. 2013. V. 31. P. 334551.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2282164>
29. Wang Q., Zhao Y., Han B.T., Zhang Y., Wang P., Wang L. // Instrumentation Science & Technology. 2014. V. 42. P. 290.
<https://doi.org/10.1080/10739149.2013.860542>
30. Cao Y., Ye Q., Pan Z., Cai H., Qu R., Fang Z., Zhao H. // 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors. (Santander, Spain) 2014. V. 9157. 915764.
<https://doi.org/10.1117/12.2059283>
31. Urricelqui J., López-Fernandino F., Sagues M., Loaysa A. // Journal of Lightwave Technology. 2015. V. 33. P. 2633.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2401133>
32. Floch S.L., Sauser F. // 25th Optical Fiber Sensors Conference (OFS). 2017. V. 10323. P. 10323OL.
<https://doi.org/10.1117/12.2261943>
33. Lu Y., Yao Y., Zhao X., Wang F., Zhang X. // Optics Communications. 2013. V. 297. P. 48.
<https://doi.org/10.1016/J.OPTCOM.2013.01.080>
34. Zhang Y., Wu X., Ying Z., Zhang X. // Electronics Letters. 2014. V. 50. P. 1014.
<https://doi.org/10.1049/EL.2014.0909>
35. Bai Q., Xue B., Gu H., Wang D., Wang Y., Zhang M., Jin B., Wang Y. // IEEE Photonics Technology Letters. 2019. V. 31. P. 283.
<https://doi.org/10.1109/LPT.2018.2889812>
36. Hao Y., Ye Q., Pan Z., Cai H., Qu R., Yang Z. // Optics and Laser Technology. 2013. V. 46. P. 37.
<https://doi.org/10.1016/J.OPTLASTEC.2012.04.025>
37. Xia L., Hu J., Zhao Q., Chen J.J., Wu P., Zhang X. // IEEE Sensors Journal. 2016. V. 16. P. 2180.
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2015.2509474>
38. Xia H., Mingjia S., Shentu G., Wang C., Qiu J., Zheng M., Xie X., Dou X., Zhang Q., Pan J. // Optics Communications. 2016. V. 381. P. 37.
<https://doi.org/10.1016/J.OPTCOM.2016.06.050>
39. Saxena M.K., Raju S.J., Arya R., Pachori R.B., Ravindranath S., Kher S., Oak S.M. // Optics and Laser Technology. 2015. V. 65. P. 14.
<https://doi.org/10.1016/J.OPTLASTEC.2014.06.012>
40. Wei H., Wang Y., Wang Q., Lu X., Wu H., Fan L., Li C., Xin X. // Electronics. 2021. V.10. P. 1334.
<https://doi.org/10.3390/electronics10111334>
41. Qin Z., Chen L. Bao X. // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 20459.
<https://doi.org/10.1364/OE.20.020459>
42. Zhang Z.-H., Hu W.-L., Yan J.-S., Zhang P. // International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2013: Fiber Optic Sensors and Optical Coherence Tomography. Proc. SPIE. V. 8914. 2013. P. 891408.
<https://doi.org/10.1117/12.2032008>
43. Xu H.-Z., Zhang D. // 2006 International Conference on in Machine Learning and Cybernetics. 13–16 August 2006. P. 4040.
<https://doi.org/10.1109/ICMLC.2006.258858>
44. Saxena M.K., Raju S.J., Arya R., Ravindranath S., Kher S., Oak S.M. // Measurement, 2014. V. 47. P. 345.
<https://doi.org/10.1016/J.MEASUREMENT.2013.09.001>
45. Meng Yanjie, Zha Jianfeng // Optics Communications. 2018. V. 437. P. 219.
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.12.073>

46. Huan Wu, Liang Wang, Zhiyong Zhao, Nan Guo, Chester Shu, Chao Lu // *Opt. Express*. 2018. V. 26. P. 5126. <https://doi.org/10.1364/OE.26.005126>
47. Zhang Yuyang, Lu Yuangang, Zhang Zelin, Wang Jiming, He Chongjun, Wu Tong // *Optics and Lasers in Engineering*. 2020. V. 125. P. 105865. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2019.105865>
48. Soto Marcelo, Ramírez Jaime, Thévenaz Luc // *Journal of Lightwave Technology*. 2018. V. 36. № 4. P. 1168. <https://doi.org/10.1109/JLT.2017.2750398>
49. Konstantinov Yu.A., Kryukov I.I., Pervadchuk V.P., Toroshin A.Yu. // *Quantum Electronics*. 2009. V. 39(11). P. 1068. doi 101070/QE2009v039n11ABEH014171
50. Froggatt M.E., Gifford D.K., Kreger S., Wolfe M., Soller B.J. // *Journal of Lightwave Technology*. 2006. V. 24. P. 4149. <https://doi.org/10.1109/JLT.2006.883607>
51. Farahani M.A., Castillo-Guerra E., Colpitts B.G. // *Opt. Lett.* 2011. V. 36. № 21. P. 4275. <https://doi.org/10.1364/OL.36.004275>
52. Farahani M.A., Castillo-Guerra E., Colpitts B.G. // *IEEE Sens. J.* 2013. V. 13. № 12. P. 4589. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2013.2271254>
53. Brown A.W., Colpitts B.G., Brown K. // *J. Lightwave Technol.* 2007. V. 25(1). P. 381. <https://doi.org/10.1109/JLT.2006.886672>
54. Ravet F., Zou L., Bao X., Chen L., Huang R.F., Khoo H.A. // *Sensing issues in civil structural health monitoring*. 2005. P. 515. <https://doi.org/10.1007/1-4020-3661-2>
55. Кривошеев А.И., Константинов Ю.А., Барков Ф.Л., Пervadchuk В.П. // *ПТЭ*. 2021. № 5. С. 84. <https://doi.org/10.31857/S0032816221050062>
56. Krivosheev A.I., Konstantinov Yu.A., Pervadchuk V.P., Barkov F.L. // *Applied Mathematics and Control Sciences*. 2021. № 3. P. 956. <https://doi.org/10.15593/2499-9873/2021.3.05>
57. Shahna M Haneef, Zhisheng Yang, Luc Thévenaz, Deepa Venkitesh, Balaji Srinivasan // *Opt. Express*. 2018. V. 26. Iss. 11. P. 14661. <https://doi.org/10.1364/OE.26.014661>
58. Mi Li, Wenli Shen, Wenchen Li, Hao Li, Yanqiu Tang, Yuejiang Song, Xuping Zhang // *Optics Communications*. 2019. V. 438. P. 1. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2018.12.066>
59. Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Khan R.I., Pnev A.B. // *Sensors*. 2021. V. 21. Iss. 21. P. 7077. <https://doi.org/10.3390/s21217077>
60. Stepanov K., Zhirnov A., Chernutsky A., Koshelev K., Pnirov A., Lopunov A., Butov O. // *Sensors*. 2020. V. 20. Iss. 22. P. 6431. <https://doi.org/10.3390/s20226431>
61. Su L., Chen B., Liu X., Zhou Z., Song M., Wang Y., Yang J. // *Asia Communications and Photonics Conference*. 2021. OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2021). Paper T4A.238. <https://doi.org/10.1364/ACPC.2021.T4A.238>
62. Sandstrom L., Joffe D., Bekken G., Brooks J., Schneider K., Goodson R. // *Optical Fiber Communication Conference*. OFC 2013. Paper OW3G.3. <https://doi.org/10.1364/OFC.2013.OW3G.3>
63. Wang Bing-Jie, Wang Anbang, Wang Hua-Kui, Wang Yuncai // *Symposium on Photonics and Optoelectronics*. 2012. P. 1. <https://doi.org/10.1109/SOPO.2012.6271059>
64. Elgaid M., Zan M., Abushagur A., Hamzah A.E., Mokhtar M.H.H., Arsal I.D.N., Bakar A.A.A. // *Sensors*. 2021. V. 21. Iss. 13. P. 4299. <https://doi.org/10.3390/s21134299>
65. Hotate K. // *Sensors*. 2014. V. 2014. P. 142. <https://doi.org/10.1109/ICSENS.2014.6984953>
66. Choi B.-H., Seo D.-C., Kwon Y.-S., Kwon I.-B. // *Appl. Sci.* 2021. V. 11. P. 10247. <https://doi.org/10.3390/app112110247>
67. Marcelo A. Soto, Sébastien Le Floch, Luc Thévenaz // *Opt. Express*. 2013. V. 21. P. 16390. <https://doi.org/10.1364/OE.21.016390>
68. Soto M.A., Bolognini G., Di Pasquale F., Thévenaz L. // *Opt. Lett.* 2010. V. 35(2). P. 259. <https://doi.org/10.1364/OL.35.000259>
69. Liang H., Li W., Linze N., Chen L., Bao X. // *Opt. Lett.* 2010. V. 35(10). P. 1503. <https://doi.org/10.1364/OL.35.001503>
70. Soto M.A., Bolognini G., Di Pasquale F. // *Opt. Express*. 2010. V. 18(14). P. 14878. <https://doi.org/10.1364/OE.18.014878>
71. Soto M.A., Bolognini G., Di Pasquale F. // *Opt. Lett.* 2011. V. 36(2). P. 232. <https://doi.org/10.1364/OL.36.000232>
72. Soto M.A., Bolognini G., Di Pasquale F. // *Opt. Express*. 2008. V. 16(23). P. 19097. <https://doi.org/10.1364/OE.16.019097>
73. Nazarathy M., Newton S.A., Giffard R.P., Moberly D.S., Sischa F., Trutna W.R., Foster S. // *J. Lightwave Technol.* 1989. V. 7(1). P. 24. <https://doi.org/10.1109/50.17729>
74. Zan M., Elgaid M., Zainuddin A., Kadhim A., Mokhtar M.H., Arsal N., Bakar A.A. // *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. V. 1892. P. 012034. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1892/1/012034>
75. Li Chengbin, Li Yongqian // *5th International Conference on Wireless Communications, Networking and Mobile Computing*. (Beijing, China) 2009. <https://doi.org/10.1109/WICOM.2009.5303692>
76. Lourakis M.L., Argyros A.A. // *10th IEEE International Conference on Computer Vision (ICCV)*. (Beijing, China) 2005. V. 2. P. 1526. <https://doi.org/10.1109/ICCV.2005.128>
77. Liang Yongxin, Jiang Jialin, Chen Yongxiang, Zhu Richeng, Lu Chongyu, Wang Zinan // *IEEE Access*. 2019. V. 7. P. 68034. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2919138>
78. Lu Chongyu, Liang Yongxin, Jia Xinhong, Fu Yu, Liang Jing, Wang Zinan // *IEEE Sensors Journal*. 2020. V. 20. P. 8559. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2020.2985550>
79. Azad Abul Kalam, Wang Liang, Guo Nan, Lu Cheng, Tam Hwa // *Electronics Letters*. 2015. V. 51. P. 1578. <https://doi.org/10.1049/el.2015.1359>
80. Azad Abul Kalam, Wang Liang, Guo Nan, Lu Cheng, Tam Hwa // *Opto-Electronics and Communications*

- Conference (OECC). (Shanghai, China) 2015. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/OECC.2015.7340143>
81. *Azad Abul Kalam, Wang Liang, Guo Nan, Tam Hwa, Lu Chao* // Optics Express. 2016. V. 24. P. 6769.
<https://doi.org/10.1364/OE.24.006769>
82. *Wang Liang, Wang Biwei, Jin Chao, Guo Nan, Yu Changyuan, Lu Chao* // 16th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON). (Wuzhen, China) 2017. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/ICOON.2017.8121527>
83. *Li Yongqian, Wang Jianjian* // Optical Fiber Technology. 2020. V. 58. P. 102314. .
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102314>
84. *Ruiz-Lombera R., Serrano Mirapeix J., Lopez-Higuera J.-M.* // Proc. of IEEE Sensors. 2014. P. 1539.
<https://doi.org/10.1109/ICSENS.2014.6985309>
85. *Ruiz-Lombera R., Piccolo A., Rodriguez-Cobo L., López-Higuera J.-M., Mirapeix J.* // 25th International Conference on Optical Fiber Sensors. 2017. V. 10323. Paper 103237Z.
<https://doi.org/10.1117/12.2265435>
86. *Ruiz-Lombera R., Fuentes A., Rodriguez-Cobo L., Lopez-Higuera J.-M., Mirapeix J.* // Journal of Lightwave Technology. 2018. V. 36 P. 2114.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2805362>
87. *Wu Hao, Wan Yangyang, Tang Ming, Chen Yunjin, Zhao Can, Liao Ruolin, Chang Yiqing, Fu Songnian, Shum Ping, Liu Deming* // Journal of Lightwave Technology. 2019. V. 37. P. 2648.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2876909>
88. *Wu H., Wang L., Zhao Z., Shu C., Lu C.* // IEEE Photonics Journal. 2018. V. 10. P. 1.
<https://doi.org/10.1109/JPHOT.2018.2858235>
89. *Wu Huan, Wang Liang, Guo Nan, Shu Chester, Lu Chao* // Journal of Lightwave Technology. 2017. V. 35 P. 4159.
<https://doi.org/10.1109/jlt.2017.2739421>
90. *Nordin N.D., Zan M.S., Abdullah F.* // Optical Fiber Technology. 2020. V. 58. P. 102298.
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102298>
91. *Matveenko V.P., Kosheleva N., Serovaev G.* // Mechanics of Solids. 2021. V. 56. P. 885.
<https://doi.org/10.3103/S0025654421060121>
92. *Matveenko V., Kosheleva N., Serovaev G., Fedorov A.* // Sensors. 2021. V. 21. P. 5050.
<https://doi.org/10.3390/s21155050>
93. *Qian Xianyang, Wang Zinan, Wang Song, Xue Naitian, Sun Wie, Zhang Li, Zhang Bin, Rao Yunjiang* // Sixth European Workshop on Optical Fibre Sensors. 2016. P. 9916. Paper 99162S.
<https://doi.org/10.1117/12.2236441>
94. *Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., A Bakar A.A., Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A.* // Sensors. 2022. V. 22 P. 2677.
<https://doi.org/10.3390/s22072677>

УДК 621.317.33

ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ИМПЕДАНСА С ДЛИННОЙ СОЕДИНИТЕЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ (обзор)

© 2022 г. А. С. Иваницкий^а, А. А. Кордо^{а,*}, Л. И. Бойко^а^а ОНПП “Технология” им. А.Г. Ромашина

Россия, 249031, Обнинск Калужской обл., Киевское ш., 15

*e-mail: kordoa@technologiya.ru

Поступила в редакцию 14.02.2022 г.

После доработки 19.04.2022 г.

Принята к публикации 29.04.2022 г.

С единых позиций проанализированы существующие решения задачи таких дистанционных измерений электрического импеданса, при которых соединение измеряемого объекта со средством измерений является длинной линией. Это, в частности, имеет место при экспериментальном изучении влияния на высокочастотные свойства диэлектрических и магнитных материалов и характеристики электрорадиоэлементов испытательных факторов, исключающих размещение указанного объекта вблизи средства измерений и оператора. Основным критерием была свобода выбора соотношения “измерительная частота—длина линии” с сохранением точности измерений. Анализу подвергнуты имеющиеся изобретения, сгруппированные по сходству способов учета параметров линий, два вида современных импедансметров и две модификации одного из них. Показано, что известные изобретения и импедансметры имеют, в целом, ограниченные возможности и что только упомянутые модификации могут служить основой средств измерений, способных достаточно кардинально решить названную задачу.

DOI: 10.31857/S0032816222050184

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментальной практике подчас возникает потребность в таком дистанционном измерении электрического импеданса, при котором соединение измеряемого объекта со средством измерений представляет собой длинную линию, и необходимо считаться с распределенным характером ее параметров. Подобная ситуация имеет место, например, при оценке влияния на высокочастотные свойства диэлектрических и магнитных материалов и характеристики электрорадиоэлементов таких внешних воздействий, которые не допускают размещения указанного объекта вблизи средства измерений и/или оператора (повышенная и пониженная температура, высокая влажность, ионизирующее излучение и т.п. как по отдельности, так и в различных сочетаниях). Длина соединительной линии может составлять от десятых долей до десятков метров, ее параметры, как правило, значительно искажают результат измерения, и требуется устранение вызванной ими погрешности.

Задача выполнения подобных измерений возникла уже давно, и за прошедшее время были предприняты многократные попытки ее реше-

ния. Однако до сих пор отсутствует оценка с единых позиций полученных результатов, позволяющая определить конкретную степень пригодности того или иного варианта для такого назначения. Цель настоящего обзора состоит в хотя бы частичном восполнении этого пробела. Для ее достижения проанализированы существующие изобретения, сгруппированные по сходству способов учета или использования параметров соединительных линий. Проведен также анализ современных автоматических импедансметров одного из ведущих производителей — фирмы Keysight Technologies Inc. (США): на основе автобалансного моста (АБМ) с четырьмя измерительными зажимами и по радиочастотному методу вольтметра—амперметра. Кроме того, рассмотрены принципиальные возможности измерителей на основе трех- и двухзажимного АБМ. Основными критериями при анализе были следующие: возможность выбора верхней измерительной частоты и предельной длины соединительной линии, диапазон измеряемых величин и точность измерения, диапазон рабочих частот и его непрерывность, сложность устройства, включая цепь измеряемого объекта, и сложность процессов измерения и определения по его результатам

искомой величины. Акцент был сделан на сравнении конкретных устройств, поскольку сравнение методов измерения позволяет, в лучшем случае, оценить лишь их потенциальную пригодность, ибо, как показано далее, измерительные устройства, даже использующие один и тот же метод, могут обладать существенно различающимися возможностями в отношении измерений рассматриваемого типа.

СУЩЕСТВУЮЩИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ

Изобретения, касающиеся дистанционных измерений импеданса с длинными соединительными линиями, можно условно разделить по упомянутому признаку на пять основных групп. К первой относятся те из них, в которых используются свойства линии, выполненной обычно коаксиальным кабелем, длиной в нечетное число $\lambda_k/4$ или целое число $\lambda_k/2$, где λ_k — длина волны измерительного сигнала в кабеле. Искомая величина в этом случае определяется по модулю или изменению модуля входного импеданса линии. При этом, в зависимости от конкретных особенностей измерительного устройства, измеряемый объект подключается к выходу линии либо непосредственно, либо через некую промежуточную цепь, в том числе и образуя с элементами этой цепи и/или с линией резонансный контур. Исторически такие изобретения появились раньше других (имеется подобный патент США от 1943 г.). Примерами их являются решения [1, 2]. Их основные недостатки состоят в пригодности для измерения только реактивных компонентов импеданса (при значительно меньшем активном компоненте) в относительно небольшом диапазоне их значений и только на фиксированных, кратных друг другу частотах и/или в узких частотных полосах вблизи них.

Вторая группа объединяет изобретения, основанные на размещении в разных ветвях дифференциальной или мостовой цепи двух одинаковых — “рабочего” и “компенсационного” — коаксиальных кабелей, причем второй предназначен для нейтрализации влияния первого на результат измерения. Изменяемый объект подключается “рабочим” кабелем, а искомым импеданс определяется по импедансу регулируемого образцового объекта, подключенного “компенсационным” кабелем, в момент, когда обе ветви симметричны, т.е. имеют одинаковые электрические характеристики. К числу таких изобретений относятся устройства [3, 4]. Длина соединительной линии в них формально не лимитирована, но фактически ее ограничение имеет место ввиду роста с ее увеличением степени неидентичности реальных, даже специально подобранных, кабелей. Остается и связанная с этим фактором погрешность измерения, особенно существенная для малых компо-

нентов измеряемого импеданса. Кроме того, ввиду несогласованности кабелей невозможны измерения на частотах, где длина линии близка к нечетному числу $\lambda_k/4$. Еще одним недостатком является узкий диапазон измеряемых величин, находящихся в пределах изменения импеданса образцового объекта.

Третья группа включает в себя устройства [5, 6], которые сходны с устройствами второй группы, но в которых нейтрализация влияния двухкабельной соединительной линии осуществляется их предварительной настройкой по результатам дополнительных измерений при коротком замыкании (КЗ) линии и при нагружении ее эталоном — объектом с точно известным импедансом. Настройка, начиная с режима КЗ, выполняется регулировкой импедансов специальных схемных элементов тоже до достижения электрической симметрии двух ветвей. Для таких устройств нет явных ограничений по верхней измерительной частоте, предельной длине линии и свойствам ее кабелей и характерна высокая точность измерения, а мост [6] имеет и широкий диапазон измеряемых величин. Однако измерительный процесс с применением таких устройств сложен и трудоемок из-за указанной настройки, поскольку она требует отдельных по активному и реактивному компонентам и, как правило, многократных регулировок. Ввиду же зависимости параметров линии от частоты при каждом изменении последней в ходе измерений такую настройку надо выполнять заново. А для упомянутого моста ситуация дополнительно усугубляется необходимостью в достаточно трудоемком двойном уравнивании с использованием ветки Вагнера. Следует также отметить, что из-за несогласованности кабелей такие устройства тоже непригодны для работы в непрерывном частотном диапазоне (это подробнее обосновано ниже для устройства с двухзахжимным АБМ).

К сожалению, абсолютное большинство рассмотренных изобретений базируется на измерительной технике, существовавшей несколько десятилетий тому назад, и вряд ли годится для создания современных автоматических средств измерений. Исключения составляют разве что трансформаторные мосты, да и то для частот, не превышающих в лучшем случае десятков мегагерц. Поэтому их более подробный анализ представляется нецелесообразным.

Изобретения четвертой группы предусматривают нейтрализацию влияния соединительной линии путем расчета по данным нескольких (трех и более) измерений. Их примером является способ [7], относящийся к частному случаю измерения чисто активных сопротивлений, а их практическая реализация стала возможной только с развитием вычислительной техники. Подобный

подход использован и в рассматриваемых далее средствах измерений Keysight Technologies, описанных в справочном пособии этой фирмы [8], и в измерителях на основе трех- и двухзажимного АБМ.

Наконец, пятая группа объединяет решения типа [9], базирующиеся на определении искомого импеданса по соотношению падающей и отраженной волн в длинной линии, нагруженной измеряемым объектом. Современными реализациями подобных устройств являются векторные анализаторы цепей. Они выпускаются многими производителями, в том числе и вышеуказанной фирмой. Соединительной линией служит коаксиальный кабель, а векторный анализатор цепей, из-за наличия у измеряемого объекта только одного порта (он представляет собой двухполосник), используется как рефлектометр. Их существенными недостатками являются низкая точность измерения импедансов, модули которых заметно отличаются от волнового сопротивления кабеля, и необходимость в повторных калибровках при каждом изменении измерительной частоты [8, pp. 27, 42–44]. Поэтому возможности их применения для измерений рассматриваемого типа весьма ограничены.

ИМПЕДАНСМЕТР НА ОСНОВЕ ЧЕТЫРЕХЗАЖИМНОГО АБМ

Импедансметры на основе АБМ довольно подробно описаны в упомянутом справочнике (и более сжато в аналогичном пособии японской корпорации Nioki [10]). Их предельная рабочая частота немного выше 100 МГц. Первые модели таких измерителей появились более 25 лет тому назад, но ввиду свойственных им широкого диапазона измеряемых величин и хорошей точности измерения различные аспекты их конструктивно-схемных особенностей и применения остаются в сфере внимания специалистов (см., например, [11–13]). Их использование для дистанционных измерений детализировано в издании [14]. Оно непосредственно касается относительно старого и снятого с производства прибора, но его основные положения, в принципе, распространяются и на более новые модели, вплоть до анализатора импеданса E4990A.

АБМ фактически служит основой измерительной части импедансметра, включающей, кроме самого АБМ, цепь измеряемого объекта из соединительной линии и измерительной ячейки. По сути, это измеритель сопротивлений, в том числе комплексных, в режиме заданного напряжения на цепи измеряемого объекта с преобразователем тока через этот объект в напряжение на усилителе с резистивной параллельной отрицательной обратной связью. Строго говоря, метод измерения с АБМ – это разновидность метода вольтметра–

амперметра, но его часто рассматривают как самостоятельный.

Хотя типичным вариантом АБМ является двухзажимный, при недистанционных измерениях, как правило [8, pp. 54, 57–64, 80, 81, 85], а при дистанционных – в обязательном порядке [14, pp. 4, 5] используется четырехзажимный, с четырехкабельной соединительной линией. При этом цепь измеряемого объекта имеет так называемую 4ТР-конфигурацию (от англ. 4 terminal pair), подобную соединению Кельвина, которое широко применяется на постоянном токе и низких частотах. Все кабели одинаковы и согласованы постоянными резисторами [14].

Схема такого измерителя представлена на рис. 1. Генераторы G_1 , G_2 , вольтметры PV_1 – PV_3 , инвертирующий усилитель A , регулируемый фазовращатель EP , измерительные зажимы XT_1 – XT_4 , сопротивления R и R_0 входят в АБМ, причем элементы A , PV_2 , EP и R относятся к преобразователю “ток–напряжение”. В этот преобразователь также конструктивно входят имеющие вспомогательное назначение генератор G_2 , векторный вольтметр PV_3 и коммутирующий элемент SA . Остальные элементы являются составными частями цепи измеряемого объекта. К ней фактически относятся и резисторы сопротивлением R_0 , равным волновому сопротивлению ρ кабелей, формально входящие в АБМ. По аналогии с соединением Кельвина кабели Cb_1 и Cb_4 и зажимы XT_1 , XT_4 , XT_5 и XT_8 именуется токовыми, а остальные кабели и зажимы – потенциальными. 4ТР-конфигурация, предусматривающая соединение экранов кабелей на выходе линии и их изоляцию друг от друга на ее входе, обеспечивает отсутствие помех в потенциальных кабелях от токов в токовых и взаимного влияния последних друг на друга, что особенно важно при малых величинах $|Z_x|$ и, соответственно, больших токах. Но такая конфигурация, согласно рис. 1, не позволяет соединить с общей, заземляемой, точкой устройства общие точки всех трех узлов АБМ и экраны всех кабелей. На схеме показано такое соединение для общей точки преобразователя и экрана Cb_4 .

При достаточно высоком усилении по напряжению усилителя A (и $|Z_3| \gg |Z_x|$) связь между искомым (Z_x) и измеряемым (Z'_x) импедансами в отсутствие соединительной линии имеет с учетом условия $\Delta U = \Delta U'$ вид [10]:

$$Z_x = Z'_x = \frac{U}{U_x} R. \quad (1)$$

При дистанционном измерении выражение для Z'_x изменяется:

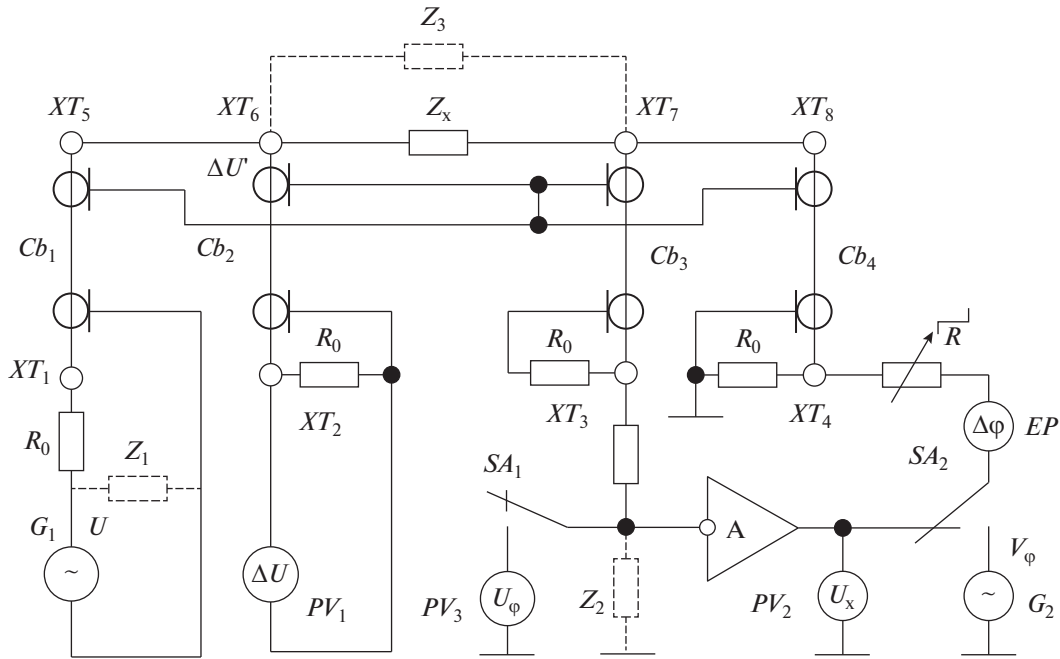


Рис. 1. Схема дистанционного импедансметра с четырехзажимным АБМ. G_1 – генератор измерительного напряжения (U); G_2 – вспомогательный генератор напряжения (V_ϕ); PV_1 – вольтметр для измерения напряжения (ΔU), обусловленного напряжением ($\Delta U'$) на зажиме XT_6 (см. ниже); PV_2 – векторный вольтметр для измерения выходного напряжения (U_x) инвертирующего усилителя A (модуля и фазового сдвига относительно ΔU); PV_3 – вспомогательный векторный вольтметр для измерения напряжения (U_ϕ) на входе усилителя (модуля и фазового сдвига относительно V_ϕ); SA – коммутирующий элемент для G_2 и PV_3 ; EP – регулируемый фазовращатель для введения в петлю обратной связи компенсирующего фазового сдвига ($\Delta\phi$); XT_1 – XT_4 – измерительные зажимы; XT_5 – XT_8 – зажимы измерительной ячейки; R – сопротивление резистора, задающего поддиапазон измерения; R_0 – сопротивление согласующих резисторов; Cb_1 – Cb_4 – кабели соединительной линии; Z_x – импеданс измеряемого объекта; Z_1 , Z_2 – эквивалентные импедансы, отражающие шунтирование узлов АБМ цепью измеряемого объекта; Z_3 – паразитный импеданс измерительной ячейки.

$$Z'_x = \frac{\Delta U'}{U_x} Z_{oc}, \quad (2)$$

где Z_{oc} – эквивалентный импеданс между XT_7 и выходом усилителя A .

Кабели Cb_1 и Cb_4 на вид формулы (2) не влияют: первый – ввиду того, что падение напряжения на нем не входит в $\Delta U'$, а второй – из-за практической эквипотенциальности зажима XT_7 и общей точки преобразователя.

Величины $\Delta U'$ и ΔU как входное и выходное напряжения согласованного кабеля Cb_2 связаны выражением

$$\Delta U' = \Delta U(\operatorname{sh}(\gamma l) + \operatorname{ch}(\gamma l)),$$

где γ и l – соответственно постоянная распространения и длина кабеля, причем

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

где α – коэффициент затухания; j – мнимая единица; β – фазовая постоянная.

Импеданс Z_{oc} совпадает с B -параметром четырехполюсника, образованного каскадным соединением “ Cb_4 – R ” и имеющего матрицу A -параметров, равную произведению

$$\left\| \begin{array}{cc|c} \operatorname{ch}(\gamma l) & \rho \operatorname{sh}(\gamma l) & 1 \\ \frac{\operatorname{sh}(\gamma l)}{\rho} & \operatorname{ch}(\gamma l) & R \\ \hline & & 0 \quad 1 \end{array} \right\|,$$

где, как упоминалось, $\rho = R_0$. В соответствии с этим

$$Z_{oc} = R \operatorname{ch}(\gamma l) + \rho \operatorname{sh}(\gamma l).$$

Подстановка выражений для $\Delta U'$ и Z_{oc} в формулу (2) дает после преобразований и учета того, что Z'_x по-прежнему определяется формулой (1), следующее выражение

$$Z_x = Z'_x P \left(P + \frac{Q}{R} \right), \quad (3)$$

где P и Q – параметры соединительной линии, обусловленные характеристиками указанных кабелей, причем $P = \operatorname{sh}(\gamma l) + \operatorname{ch}(\gamma l)$ и $Q = \rho \operatorname{sh}(\gamma l)$.

Величины P и Q , в принципе, можно было бы найти по результатам измерений при $R = \text{const}$ двух эталонов, а влияние Z_3 устранить по результату измерения импеданса ячейки при разомкнутых зажимах XT_6 и XT_7 , т.е. в режиме холостого хода (XX). Но в действительности расчет Z_x по Z'_x осуществляется не по формуле (3), а с применением A -параметров четырехполюсника, которому уподобляется цепь измеряемого объекта. Для их определения выполняются три дополнительных измерения: в режимах КЗ и XX и с эталоном [8, pp. 72, 75, 76, 146–149]. Сама расчетная формула имеет вид

$$Z_x = \frac{(Z_{кз} - Z'_x)(Z'_3 - Z_{xx})}{(Z'_x - Z_{xx})(Z_{кз} - Z'_3)} Z_3, \quad (4)$$

где $Z_{кз}$ и Z_{xx} – результаты измерений в режимах КЗ и XX соответственно; Z'_3 – результат измерения импеданса эталона; Z_3 – импеданс эталона.

Расчет предполагает отсутствие потерь энергии в кабелях, т.е. достаточную точность выполнения равенства $\alpha l \simeq 0$, причем расчету предшествует коррекция электрической длины линии [8, pp. 38, 82, 150, 151]. Поэтому применяются специальные линии из кабелей, имеющих, с одной стороны, малые потери, а с другой – известные длину и фазовые постоянные [8, pp. 57, 58]. Следует отметить, что с позиций схемы (рис. 1) и формулы (3) необходимость измерения в режиме КЗ представляется сомнительной. Действительно, в этом случае $\Delta U = \Delta U' = 0$ и $Z_{кз} = 0$, и, таким образом, это измерение не дает никакой информации о цепи измеряемого объекта. К сожалению, какие-либо пояснения на этот счет в работах [8, 14] отсутствуют.

Согласно уравнению (3), модуль измеренного импеданса при $\alpha l \simeq 0$ определяется выражением

$$|Z'_x| = \frac{|Z_x|}{\sqrt{\cos^2(\beta l) + \left(\frac{\rho}{R} \sin(\beta l)\right)^2}}. \quad (5)$$

Из него следует, что при $R \ll \rho$ второе слагаемое подкоренного выражения знаменателя может быть значительно больше единицы, в особенности при $\beta l \rightarrow 90^\circ$, т.е. при $l \rightarrow \lambda_k/4$. Связанные с этим существенные падения чувствительности по $|Z'_x|$ и, следовательно, точности измерения этого параметра делают практически невозможными измерения относительно малых величин $|Z'_x|$ в непрерывном частотном диапазоне. Данное обстоятельство объясняется тем, что согласование кабеля Cb_4 обеспечивается только при выполнении с необходимым запасом неравенства $R > \rho$, а это имеет место лишь при достаточно больших величинах $|Z'_x|$ и, соответственно, R .

Сопrotивление согласующего резистора на выходе генератора G_1 не входит в уравнение (2). Но из-за него $\Delta U'$ существенно меньше по сравнению с U : при $|Z'_x| > \rho$ имеет место уменьшение, как минимум, вдвое, а при $Z_x \lesssim \rho$ оно может превышать порядок величины. Поэтому для обеспечения необходимого значения $\Delta U'$ генератор должен иметь достаточный запас по U . Импеданс Z_1 , модуль которого не меньше ρ , дополнительно нагружает генератор, но при достаточно малом выходном сопротивлении последнего его влиянием можно пренебречь. Шунтирование входа усилителя A импедансом Z_2 не нарушает указанного уравнения, если усиление намного (желательно, до 3–4 порядков величины) превышает отношение $R/|Z_2|$ (наименьшее значение $|Z_2| = \rho/2$). При этом величина усиления существенно больше той, которая обеспечивает справедливость формулы (1).

Коррекция электрической длины линии, будучи, в сущности, “расчетной” операцией, не избавляет от реального фазового сдвига Z_{oc} относительно R , что может привести к самовозбуждению усилителя и, как следствие, к потере работоспособности всего устройства. Во избежание этого в петлю обратной связи посредством фазовращателя EP вводится компенсирующий фазовый сдвиг $\Delta\phi$. Он вычисляется по данным отдельного измерения характеристик этой петли, выполняемого в отсутствие измеряемого объекта при $\Delta\phi = 0$ и КЗ зажимов XT_7, XT_8 с применением генератора G_2 (с тем же частотным диапазоном, что и у G_1) и векторного вольтметра PV_3 , коммутируемых элементом SA [14, p. 8]. При собственно импедансных измерениях G_2 и PV_3 не используются.

Для запоминания результатов измерений и предварительных настроек, выполнения расчета по этим результатам значений $\Delta\phi$ и Z_x , введения первого в петлю обратной связи и выведения второго на индикатор, а также для управления процессами измерения, расчета и т.д. в импедансметре имеется специальный блок, который может быть назван вычислительным. Он, по соображениям упрощения схемы, на рис. 1 не показан, тем более что его схемные особенности, в отличие от выполняемых им функций, принципиального значения не имеют.

Из вышеизложенного следует, что для реализации указанных выше достоинств АБМ в устройстве по схеме на рис. 1 кабели соединительной линии должны с достаточной точностью удовлетворять условию $\alpha l \simeq 0$. Это серьезно ограничивает предельную длину соединительной линии при выбранной частоте измерений и верхнюю частоту при выбранной длине линии. Даже у “фирменных” линий длина не превышает 2 м.

Для линий же из кабелей обычного качества ситуация еще хуже. Так, согласно расчету, при допустимых потерях 3% кабели марок РК50-4-11 ГОСТ 11326.3-79 и РК75-4-11 ГОСТ 11326.8-79 на частоте 100 МГц могут иметь длину не более 1.4 м. При тех же допустимых потерях длина линии из этих кабелей может быть равной 3 м только до 67 МГц.

Налицо также и повышенная сложность такого устройства и его практического применения. Она обусловлена в основном:

а) большим количеством (по четыре) кабелей в соединительной линии, зажимов у АБМ, измерительной ячейки и согласующих резисторов;

б) необходимостью в средствах для определения характеристик петли обратной связи и введения в нее фазовой поправки, обеспечивающей стабильность усилителя;

в) значительным числом операций (компенсация электрической длины, основное и три дополнительных измерения, определение и введение упомянутой фазовой поправки), необходимых для сохранения работоспособности устройства и исключения параметров линии из результата определения Z_x ;

г) сложностью вычислительного блока, в первую очередь, из-за принятого способа нейтрализации влияния соединительной линии с применением формулы (4);

д) потребностью (из-за использования 4ТР-конфигурации цепи измеряемого объекта) в изолированных друг от друга источниках питания для всех трех узлов АБМ.

Кроме того, у такого устройства, согласно уравнению (5), возможность измерений в непрерывном частотном диапазоне распространяется только на относительно большие значения $|Z'_x|$, для которых требуется выполнение условия $R > \rho$, а необходимость использования фактически только “фирменных” соединительных линий явно сужает их выбор и создает очевидные неудобства для пользователей. Упомянутая же невозможность заземления общих точек всех узлов АБМ и экранов всех кабелей определенно снижает устойчивость измерителя к действию внешних электромагнитных помех и усложняет ее обеспечение.

С учетом изложенного следует признать, что рассмотренное устройство имеет довольно ограниченные возможности для дистанционных измерений с длинными соединительными линиями.

ИМПЕДАНСМЕТР ПО РАДИОЧАСТОТНОМУ МЕТОДУ ВОЛЬТМЕТРА—АМПЕРМЕТРА

Радиочастотный метод вольтметра—амперметра представляет собой модификацию метода вольтметра—амперметра для высокочастотных измерений импеданса. Он разработан достаточно

давно (его первые реализации описаны еще в работах [15–18]), но и в дальнейшем не прекратилось его совершенствование, в том числе применительно к различным объектам измерения (см., например, [19, 20]). Общее описание метода имеется в справочнике [8], но его недостаточно для уяснения схемных особенностей соответствующих устройств при дистанционных измерениях. Такая информация, помимо работ [15–18], содержится в издании [21]. Она касается непосредственно достаточно старых моделей с частотным диапазоном до 1.8 ГГц, но справедлива в целом и для более новых приборов Е4982 и Е4991В (на частоты до 3 ГГц). Аналогичные сведения имеются и в патенте [22]. Согласно совокупности этих данных, такие измерители можно проиллюстрировать схемой, приведенной на рис. 2. Следует отметить, что эта схема является предельно упрощенным вариантом, но и более сложные решения сводятся в конечном счете к одной и той же базовой схеме [8, р. 25, fig. 2–4].

На схеме (рис. 2) генератор G , вольтметры PV_1 , PV_2 , измерительные зажимы XT_1 – XT_3 и резисторы сопротивлением R_0 относятся к основной части измерителя; коммутирующий элемент SA , резистор сопротивлением R' , зажимы XT_4 – XT_8 и кабели Cb_1 – Cb_3 — к выносной измерительной головке и ее соединению с основной частью; а кабель Cb_4 , зажимы XT_9 , XT_{10} и измеряемый объект Z_x — к собственно цепи этого объекта. Кабели Cb_1 – Cb_3 одинаковы, их волновое сопротивление $\rho = R_0$. Сопротивление R' тоже равно R_0 . Волновое сопротивление кабеля Cb_4 может быть любым, в том числе и равным R_0 . В принципе, измеряемый объект можно подключить к зажимам XT_7 , XT_8 и непосредственно, но тогда испытательные факторы, воздействующие на него, будут влиять и на измерительную головку, что не всегда допустимо. Общая точка вольтметра PV_2 может быть соединена с общей заземляемой точкой измерителя. Для этого подключение кабеля Cb_3 к зажиму XT_6 должно быть выполнено через балун — согласующий элемент на трансформаторе с ферритовым сердечником, тоже находящийся в измерительной головке. Соединительная линия здесь, как видно из рис. 2, состоит в общем случае из двух частей, разделенных этой головкой.

Коммутирующий элемент SA служит для изменения измерительной схемы в зависимости от соотношения между $|Z_x|$ и R_0 с целью сохранения приемлемой точности измерения во всем диапазоне значений $|Z_x|$. В разомкнутом его положении измеряется $|Z_x| \leq R_0$, а в замкнутом — $|Z_x| \geq R_0$. В отсутствие кабелей Cb_1 – Cb_4 (и при $|Z_3| \gg |Z_x|$) искомым импеданс Z_x равен измеряемому Z'_x и описывается формулами [8, р. 25]:

$$- \text{при } |Z_x| \leq R_0$$

$$Z_x = Z'_x = \frac{2R_0}{\frac{U_2}{U_1} - 1} \quad (6)$$

– и при $|Z_x| \geq R_0$

$$Z_x = Z'_x = \frac{R_0}{2} \left(\frac{U_1}{U_2} - 1 \right). \quad (7)$$

При наличии кабелей Cb_1 – Cb_3 фазовые сдвиги и потери энергии в первом из них роли не играют, а в остальных одинаково изменяют показания вольтметров PV_1 и PV_2 по сравнению с напряжениями на выходах этих кабелей. При этом отношения тех и других остаются равными друг другу, так что уравнения (6) и (7) по-прежнему выполняются. Длина кабелей Cb_1 – Cb_3 формально не ограничена, но, видимо, из-за того что с ее увеличением, как правило, растут неоднородность и неоднородность кабелей, устанавливается ее определенная величина [8, р. 67]. К примеру, согласно работе [18], она не превышает 2 м. При наличии также и кабеля Cb_4 равенство $Z_x = Z'_x$ не выполняется. Связь между Z_x Z'_x , т.е. между нагрузкой и входным импедансом кабеля, имеет вид

$$Z_x = \rho \frac{Z'_x - \rho \operatorname{th}(\gamma l)}{\rho - Z'_x \operatorname{th}(\gamma l)}, \quad (8)$$

где ρ , γ и l – характеристики и длина кабеля Cb_4 .

Ситуация дополнительно усложняется в частотном диапазоне $\gtrsim 300$ МГц, когда и сама измерительная ячейка начинает вести себя как система с распределенными постоянными. Действие этого фактора удается существенно уменьшить только благодаря рациональной конструкции ячейки. “Шунт” Z_1 , как и в устройстве на рис. 1, дополнительно нагружает генератор и требует снижения его выходного сопротивления. На уравнениях (7) и (8) он не отражается.

Влияние каскадного соединения “ Cb_4 –ячейка” вместе с погрешностями от некоторой неидентичности и несогласованности Cb_2 и Cb_3 устраняются расчетным путем по результатам калибровки, выполняемой на зажимах XT_9 и XT_{10} . Аналогично компенсации в измерителе на основе АБМ (рис. 1), проводятся измерения в режимах ХХ и КЗ и с эталонной нагрузкой [8, pp. 71, 85, 86]. При этом для повышения точности измерения малых активных компонентов Z_x требуется еще и эталон в виде конденсатора с малыми диэлектрическими потерями. Перед калибровкой выполняется компенсация электрической длины упомянутого соединения [8, pp. 68, 77, 78, 91, 92, 150, 151], а сам расчет, как и в устройстве на рис. 1, базируется на практическом отсутствии потерь энергии в нем. Соблюдение этого требования

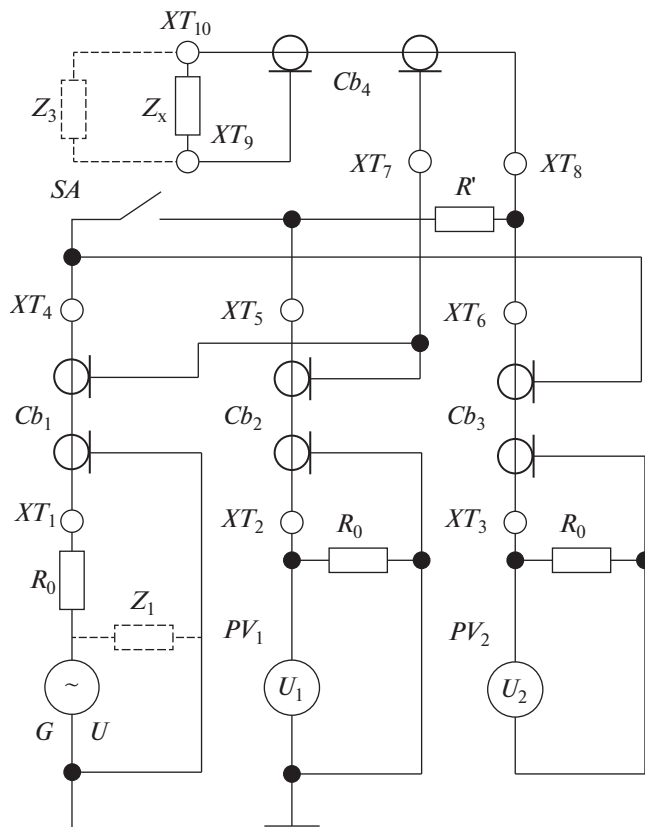


Рис. 2. Схема дистанционного импедансметра по радиочастотному методу вольтметра–амперметра. G – генератор измерительного напряжения U ; PV_1 – вольтметр для измерения падения напряжения (U_1) на измеряемом объекте; PV_2 – векторный вольтметр для измерения напряжения (U_2), пропорционального току через измеряемый объект (модуля и фазового сдвига относительно U_1); XT_1 – XT_3 – измерительные зажимы; XT_4 – XT_6 и XT_7 , XT_8 – соответственно входные и выходные зажимы измерительной головки; XT_9 , XT_{10} – зажимы измерительной ячейки; R_0 – сопротивление согласующих резисторов; R' – сопротивление дополнительного резистора; Cb_1 – Cb_3 – кабели для подключения выносной измерительной головки; Cb_4 – кабель для подключения измерительной ячейки; SA – коммутирующий элемент; Z_x – импеданс измеряемого объекта; Z_1 – эквивалентный импеданс, отражающий шунтирование генератора измерительной цепью; Z_3 – паразитный импеданс между зажимами XT_9 и XT_{10} .

позволяет преобразовать связь Z_x (Z'_x) по уравнению (8) к более простому виду:

$$Z_x = \rho \frac{Z'_x - j \rho \operatorname{tg}(\beta l)}{\rho - j Z'_x \operatorname{tg}(\beta l)},$$

но при этом существенно ограничивается длина соединения и, в первую очередь, длина кабеля. Так, при тех же допустимых потерях и тех же типах кабелей, что и в рассмотренном выше приме-

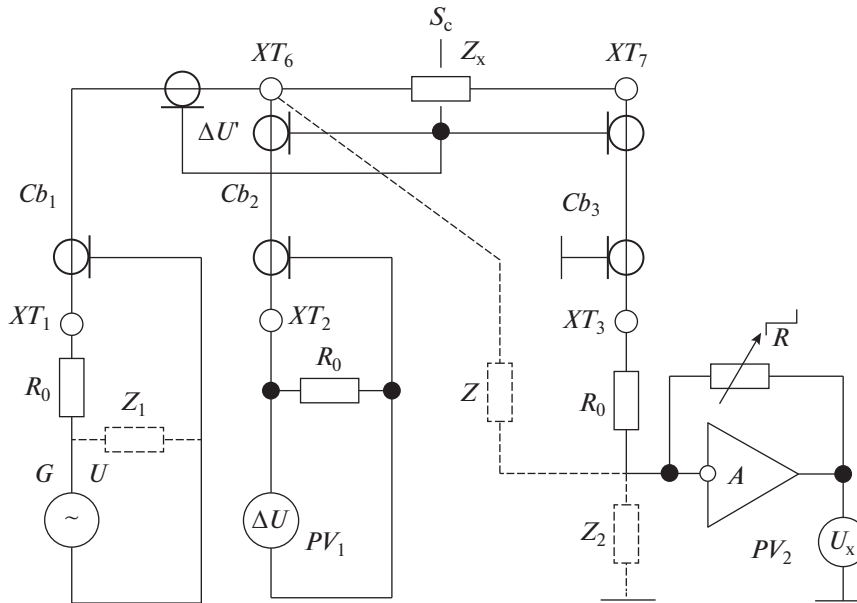


Рис. 3. Схема дистанционного импедансметра с трехзажимным АБМ. G – генератор измерительного напряжения U ; Z – эквивалентный импеданс между зажимом XT_6 и входом усилителя A . Остальные узлы и элементы аналогичны узлам и элементам схемы на рис. 1 с теми же обозначениями.

ре, длина кабеля на частотах 1 и 3 ГГц не должна превышать 39 и 21 см соответственно. Для практики этого может оказаться недостаточно.

Описанный импедансметр превосходит рассмотренное выше устройство на основе АБМ по верхней рабочей частоте и имеет достаточно широкий диапазон измеряемых величин при сопоставимых расстояниях между средством измерений и измеряемым объектом. Однако у него значительно (на порядок величины) большая погрешность измерения, а сам измерительный процесс с его использованием заметно сложнее, поскольку упомянутая калибровка необходима не только после включения питания, но и после каждого изменения частоты. Поэтому и данный импедансметр не может обеспечить сколько-нибудь кардинального решения вопроса дистанционных измерений импеданса с длинными соединительными линиями.

ИМПЕДАНСМЕТРЫ НА ОСНОВЕ ТРЕХ- И ДВУХЗАЖИМНОГО АБМ

Изучение схемных особенностей измерителя импеданса с четырехзажимным АБМ и четырехкабельной соединительной линией (см. рис. 1), как и особенностей его применения и принятого в нем способа исключения параметров линии из результатов измерения, показало, что его главные недостатки обусловлены в основном использованием 4ТР-соединения за пределами частотного диапазона, в котором еще могут быть реализованы его преимущества. В связи с этим были про-

анализированы принципиальные возможности измерителей, получающихся из такого устройства с сохранением в качестве их основы АБМ (и свойственных ему достоинств), но при отказе от включения кабелей в петлю обратной связи усилителя и уменьшении до трех и двух измерительных зажимов у АБМ и кабелей в соединительной линии. Полученные результаты изложены ниже, схемы устройств приведены на рис. 3 и 4.

Схема на рис. 3 относится к импедансметру на основе трехзажимного АБМ. От схемы на рис. 1 она отличается отсутствием измерительного зажима XT_4 и соединенных с ним кабеля Cb_4 и согласующего резистора, зажимов XT_5 и XT_8 у измерительной ячейки, фазовращателя EP в петле обратной связи усилителя, вспомогательных генератора G_2 и векторного вольтметра PV_3 и коммутирующего их элемента SA , наличием у ячейки экрана S_c и подключением резистора сопротивлением R ко входу усилителя, а согласующего резистора кабеля Cb_3 – между этим входом и зажимом XT_3 . Экраны кабелей, подобно тому, как это сделано на рис. 1 (и с аналогичной целью), соединены между собой на выходе линии и изолированы друг от друга на ее входе. И это также не позволяет соединить общие точки всех узлов АБМ и экраны всех кабелей с общей, заземляемой, точкой измерителя. На схеме показано такое соединение для общей точки преобразователя “ток–напряжение” и экрана кабеля Cb_3 . Электрический экран ячейки S_c , подключенный к упомянутому соединению экранов кабелей, позволяет избавиться от

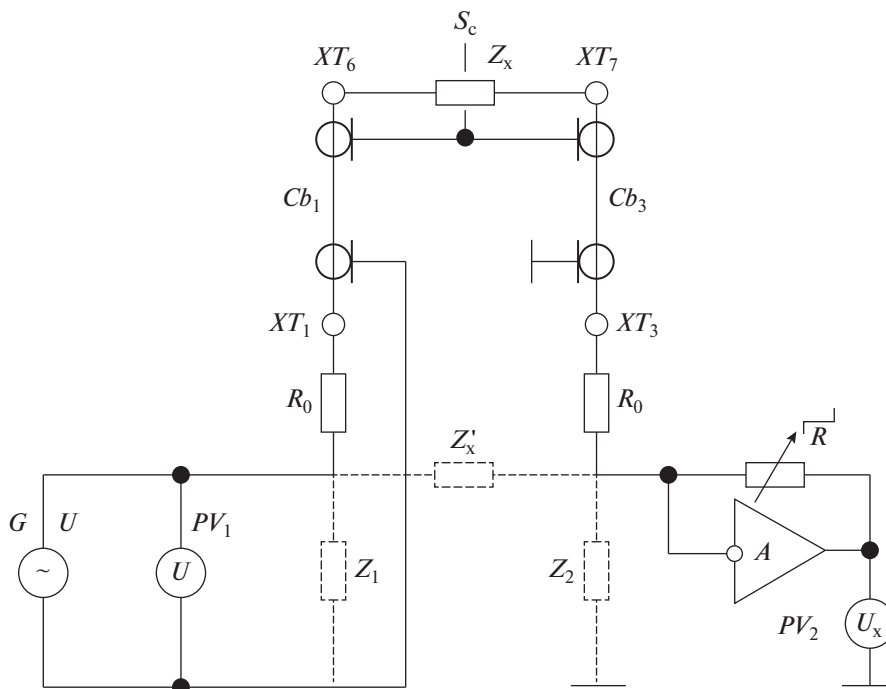


Рис. 4. Схема дистанционного импедансметра с двухзажимным АБМ. PV_1 – вольтметр для измерения напряжения U ; PV_2 – векторный вольтметр для измерения модуля и фазового сдвига U_x относительно U ; Z'_x – эквивалентный входной импеданс соединительной линии, нагруженной измеряемым объектом. Остальные узлы и элементы аналогичны узлам и элементам схемы на рис. 3 с теми же обозначениями.

влияния на результаты измерений паразитного импеданса между зажимами XT_6 и XT_7 . Кабели Cb_1-Cb_3 одинаковы, сопротивление R_0 согласующих резисторов равно их волновому сопротивлению ρ . Вычислительный блок, как и на рис. 1 и 2, не показан. Узлы и элементы $G, PV_1, PV_2, A, XT_1-XT_3, R$ и R_0 входят в АБМ, причем A, PV_2 и R составляют упомянутый преобразователь, а остальные элементы входят в цепь измеряемого объекта. К последней, как и в устройстве на рис. 1, фактически относятся и резисторы сопротивлением R_0 , формально входящие в АБМ.

Выражение для импеданса Z , по аналогии с формулой (2), имеет вид

$$Z = \frac{\Delta U'}{U_x} R. \tag{9}$$

Его отличие от уравнения (1) вызвано влиянием кабелей Cb_2 и Cb_3 . Связь $\Delta U'(\Delta U)$ та же, что и в устройстве на рис. 1, а влиянием кабеля Cb_1 также можно пренебречь. Величина Z , подобно Z_{oc} на рис. 1, равна параметру B четырехполюсника, эквивалентного каскадному соединению, в данном случае “ $Z_x-Cb_3-R_0$ ”. Матрица его A -параметров равна произведению

$$\begin{bmatrix} 1 & Z_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \text{ch}(\gamma l) & \rho \text{sh}(\gamma l) \\ \frac{\text{sh}(\gamma l)}{\rho} & \text{ch}(\gamma l) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \rho \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

С учетом этого $Z = (Z_x + \rho)(\text{sh}(\gamma l) + \text{ch}(\gamma l))$. После подстановки выражений для $\Delta U'$ и Z в формулу (9) получим

$$Z'_x = Z_x + \rho, \tag{10}$$

где Z'_x , как и прежде, описывается уравнением (1).

В общем виде уравнение (10) можно представить, как и для устройств [5, 6], в виде

$$Z'_x = KZ_x + M, \tag{11}$$

где K и M – параметры соединительной линии. Уравнение (11) явно проще уравнения (3), в том числе и ввиду отсутствия зависимости от поддиапазона измерения.

Из-за реальных неидентичности кабелей Cb_2 и Cb_3 и их не совсем полной согласованности равенства $K = 1$ и $M = \rho$ приближительны и необходимо экспериментальное определение этих величин. Для этого достаточно двух измерений: при КЗ зажимов XT_6, XT_7 и при подключении к ним эталона с импедансом Z_3 . Первое измерение дает непосредственно параметр M , а второе, согласно уравнению (11), – величину

$$Z'_3 = KZ_3 + M,$$

где Z'_3 – измеренный импеданс эталона.

Определив отсюда K и подставив его в формулу (11), получим формулу для расчета Z_x по Z'_x :

$$Z_x = \frac{Z'_x - M}{Z'_3 - M} Z_3. \quad (12)$$

Эквивалентные импедансы Z_1 и Z_2 не влияют на уравнение (12). При одинаковых с устройством на рис. 1 кабелях импеданс Z_1 вызывает практически такое же шунтирование выхода генератора, а шунтирующее действие Z_2 на вход усилителя приблизительно вдвое слабее (что соответственно снижает требования к усилению).

У такого измерителя, по сравнению с устройством по схеме на рис. 1, имеется ряд существенных преимуществ. У него нет ограничений по верхней измерительной частоте при выбранной длине соединительной линии или по предельной длине линии при выбранной частоте. Он заметно проще ввиду меньшего количества зажимов, кабелей и согласующих резисторов и, в особенности, отсутствия средств для определения и введения в петлю обратной связи компенсирующего фазового сдвига. Значительно проще и вычислительный блок, поскольку от него требуется запоминание меньшего числа данных, а расчет по формуле (12) явно проще описанной выше и аналогичной по назначению процедуры, базирующейся на использовании формулы (4). Проще и сам измерительный процесс из-за меньшего числа измерений и ненужности коррекции электрической длины линии. Наконец, к кабелям не предъявляются повышенные требования по затуханию, что значительно расширяет выбор соединительных линий. А поскольку невозможность соединения экранов с общей заземляемой точкой измерителя здесь относится к меньшему (на один) количеству кабелей, устойчивость к внешним помехам несколько выше.

Как видно из уравнений (10) и (11), неравенства $|K| \neq 0$ и $|M| \neq \infty$ выполняются всегда, т.е. при любом соотношении “частота–длина линии” сохраняются достаточная чувствительность по $|Z'_x|$ и точность его измерения. В то же время ввиду выполнения неравенств $|Z_1| \geq \rho$ и $|Z_2| \geq \rho$ никогда не происходит препятствующего нормальной работе замыкания цепью измеряемого объекта выхода генератора и/или входа усилителя. Так что возможность выполнения измерений в непрерывном частотном диапазоне, в отличие от измерителя по схеме на рис. 1, распространяется на весь диапазон $|Z'_x|$. Это обусловлено хорошим согласованием кабеля Cb_3 за счет включения согласующего резистора по схеме на рис. 3 и практически

нулевого входного сопротивления преобразователя.

Схема на рис. 4 иллюстрирует измерительное устройство на основе двухзажимного АБМ. От предыдущей схемы она отличается отсутствием зажима XT_2 , кабеля Cb_2 и его согласующего резистора и подключением вольтметра PV_1 непосредственно к генератору G . Как и на рис. 3, кабели имеют одинаковое волновое сопротивление ρ и $R_0 = \rho$. Граница между АБМ и цепью измеряемого объекта также проходит по измерительным зажимам, и также резисторы сопротивлением R_0 фактически относятся к этой цепи. Аналогично схеме на рис. 3, экраны кабелей на входе линии изолированы друг от друга, а на ее выходе соединены между собой и к этому соединению подключен экран S_c измерительной ячейки. С общей, заземляемой, точкой устройства, как и на рис. 3, соединены общая точка преобразователя “ток–напряжение” и экран кабеля Cb_3 . На схеме, помимо Z_1 и Z_2 , изображен и эквивалентный импеданс Z'_x , являющийся входным импедансом цепи измеряемого объекта Z_x и одновременно измеряемым импедансом данного устройства. Вычислительный блок, как и на рис. 1–3, не показан.

Для этой схемы уравнение, аналогичное уравнению (1), имеет вид

$$Z'_x = \frac{U}{U_x} R, \quad (13)$$

где Z'_x равен параметру B четырехполюсника, эквивалентного соединению “ $R_0-Cb_1-Z_x-Cb_3-R_0$ ”, с матрицей A -параметров, равной произведению

$$\left\| \begin{array}{cc} 1 & \rho \\ 0 & 1 \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{cc} \text{ch}(\gamma l) & \rho \text{sh}(\gamma l) \\ \frac{\text{sh}(\gamma l)}{\rho} & \text{ch}(\gamma l) \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{cc} 1 & Z_x \\ 0 & 1 \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{cc} \text{ch}(\gamma l) & \rho \text{sh}(\gamma l) \\ \frac{\text{sh}(\gamma l)}{\rho} & \text{ch}(\gamma l) \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{cc} 1 & \rho \\ 0 & 1 \end{array} \right\|.$$

Отсюда

$$Z'_x = (Z_x + 2\rho)(\text{sh}(\gamma l) + \text{ch}(\gamma l))^2, \quad (14)$$

т.е. в данном случае, согласно уравнению (11):

$$K = (\text{sh}(\gamma l) + \text{ch}(\gamma l))^2;$$

$$M = 2\rho(\text{sh}(\gamma l) + \text{ch}(\gamma l))^2.$$

Из уравнения (14) видно, что Z'_x отличается от Z_x больше, чем в устройстве на рис. 3, причем это отличие за счет второго сомножителя в правой части уравнения с ростом l нарастает. Это требует заметного расширения пределов измерения устройства по сравнению с диапазоном возможного изменения Z_x . Например, при увеличении до 50 м длины линии упомянутых кабелей модуль названного сомножителя на частоте 100 МГц возрастает примерно до 3.3. Его фаза по мере увели-

чения l изменяется в пределах $\pm 180^\circ$ (у самого Z_x она, естественно, ограничена величиной $\pm 90^\circ$).

Указанное обстоятельство является определенным недостатком данного измерителя по сравнению с импедансметром, схема которого представлена на рис. 3. Но он явно проще, и, кроме того, уменьшение до двух количества кабелей несколько увеличивает его устойчивость к внешним электромагнитным помехам. Поэтому в ряде случаев он может оказаться более предпочтительным. В нем тоже используется расчетная формула (12) и выполняются условия $|K| \neq 0$, $|M| \neq \infty$, $|Z_1| \geq \rho$ и $|Z_2| \geq \rho$, обеспечивающие возможность измерений в непрерывном диапазоне частот. Перед импедансметром на рис. 1 он, в части соотношения “длина линии—частота”, возможности использования кабелей с “обычным” затуханием и простоты процессов измерения и вычисления, имеет такие же, в общем, преимущества, что и устройство на рис. 3. В части же количества кабелей, согласующих резисторов и зажимов АБМ и измерительной ячейки его преимущества еще больше.

При отсутствии согласующих резисторов в схеме на рис. 4 (как в устройствах [5, 6]) цепь измеряемого объекта сокращается до соединения “ $Cb_1-Z_x-Cb_3$ ”, а из матричного произведения, равного матрице A -параметров эквивалентного ей четырехполюсника, исчезают первый и последний сомножители. В результате получается

$$Z'_x = Z_x \operatorname{ch}^2(\gamma l) + 2\rho \operatorname{sh}(\gamma l) \operatorname{ch}(\gamma l),$$

т.е. $K = \operatorname{ch}^2(\gamma l)$.

В то же время с учетом равенства параметров A и D этого четырехполюсника имеем

$$Z_1 = Z_2 = \frac{B}{A-1} = \rho \operatorname{cth}(\gamma l).$$

Видно, что при длине линии, близкой к нечетному числу $\lambda_k/4$, значения $|K|$, $|Z_1|$ и $|Z_2|$ стремятся к минимумам, тем меньше отличающимся от нуля, чем меньше αl . Поэтому, хотя $|M| \neq \infty$, измерения в непрерывном частотном диапазоне невозможны.

У цепей измеряемого объекта обоих устройств (рис. 3 и 4) собственная верхняя рабочая частота реально находится в начале области, где в систему с распределенными постоянными превращается сам этот объект; к примеру, для диэлектрических образцов она обычно составляет несколько сотен мегагерц. При этом критическая частота кабелей, как правило, превышающая 10 ГГц, лимитирующим фактором не является. Следовательно, имеется резерв для увеличения хотя бы в 2–3 раза верхней рабочей частоты такого измерителя по сравнению с существующими средствами измерений на основе АБМ (у них эта частота, как упоминалось, лишь немного больше 100 МГц). Возможность такого увеличения обеспечивается использованием более простого и устойчивого

усилителя, имеющего несколько меньшее усиление и, главное, не содержащего кабелей в петле обратной связи. При этом такой измеритель сближится по диапазону частот с импедансметром по радиочастотному методу вольтметра—амперметра и, в силу своей более высокой точности, сможет его заменить.

Создание подобного средства измерений при нынешнем уровне техники измерения импеданса вряд ли встретит принципиальные трудности, тем более, что оно будет явно проще существующих средств на основе АБМ. При этом их тоже можно приспособить и для недистанционных измерений. Для этого следует предусмотреть возможность исключения согласующих резисторов, например, путем их одновременного КЗ. Величины K и M при этом будут определяться паразитными параметрами внутренних соединений устройства, и при рациональной конструкции последних легко обеспечить высокую точность выполнения равенств $K \simeq 1$ и $M \simeq 0$.

В завершение данного раздела следует вкратце остановиться на практических аспектах применения таких средств измерений, которые будут в той или иной степени отличаться от практики применения импедансметра по схеме на рис. 1. Для защиты от внешних электромагнитных помех заземлять предпочтительнее общую точку устройства, выбранную в соответствии с рис. 3 и 4. При этом защита соединительной линии может быть выполнена дополнительным заземленным экраном для устройства на рис. 3 и максимальным сближением кабелей (вплоть до использования двойного коаксиального кабеля) в устройстве на рис. 4. Для выполнения необходимых переключений на выходе соединительной линии следует предусмотреть (лучше в общей конструкции с измерительной ячейкой) трехпозиционный коммутатор и эталон. Наиболее подходят для этого маломощный низковольтный контактный коммутатор с электромагнитным управлением по цепи, входящей вместе с кабельной линией в соединение средства измерений с измеряемым объектом, и сравнительно низкоомный (50–100 Ом) высокочастотный резистор, сопротивление которого относительно стабильно и, при необходимости, может быть проконтролировано на постоянном токе или низкой частоте. Соединительная линия может состоять из двух и более частей, но кабели тех из них, которые сами по себе являются длинными линиями, должны иметь волновые сопротивления, одинаковые и равные R_0 . При этом части, подвергающиеся воздействию испытательных факторов, желательно, выполнять кабелями с повышенной стойкостью к этим воздействиям. Если же, тем не менее, равенство $\rho = R_0$ у них существенно нарушается, теряется возможность измерений на некоторых участках частотного

диапазона. Однако на других частотах это не препятствует определению описанным способом величин Z'_3 и M и применению формулы (12).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный в данной работе анализ показал, что созданные к настоящему времени изобретения пригодны, в лучшем случае, для решения сравнительно узких задач в области дистанционного измерения импеданса с длинными соединительными линиями, причем по большей части без автоматизации измерений и использования средств вычислительной техники. Достаточно ограниченные возможности в этом отношении, судя по продукции фирмы Keysight Technologies, имеют и современные измерители импеданса, и векторные анализаторы цепей. И только применение устройств с измерительной частью, выполненной по схемам на рис. 3 и 4, являющимся, по сути, модификациями схемы на рис. 1, позволяет, как минимум, приблизиться к кардинальному решению. К тому же у таких устройств имеется потенциальная возможность заметного расширения частотного диапазона выше 100 МГц. А отмеченные качественные различия измерителей, выполненных по схеме на рис. 1 и по схемам на рис. 3, 4 и реализующих один и тот же метод АБМ, подтверждают обоснованность сделанного при анализе выбора в пользу сопоставления именно измерительных устройств, а не методов измерения.

Современные импедансметры на основе АБМ обычно допускают трех- и двухкабельное подключение измеряемого объекта, но имеют жесткое программное обеспечение. Поэтому при дистанционных измерениях их можно использовать разве что в качестве собственно измерителей, с применением для обработки результатов измерений сторонних вычислительных средств. Статьи, именно таким путем, с использованием LCR-метра WK 6510P фирмы Wayne Kerr Electronics (Англия), проверены на частотах до 10 МГц справедливость выражений (10) и (11) и корректность формулы (12).

Необходимо отметить, что результаты анализа импедансметров Keysight Technologies могут оказаться не совсем правильными в отношении аналогичной продукции других фирм, для которой информационные материалы типа [8, 14, 21] в открытом доступе отсутствуют. Но для приборов с одинаковой измерительной основой в главном они, скорее всего, будут совпадать.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дульбеев В.А. А.с. № 332392 СССР. МПК G01R 27/26, 27/00 // Оpubл. 28.04.1972. Бюл. № 10.
2. Дульбеев В.А. Патент на изобретение № 2168731 РФ. МПК G01R 27/26 // Оpubл. 10.06.2001. Бюл. № 16.

3. Матис И.Г., Клотинь Э.Э., Бергманис К.А. А.с. № 256853 СССР. МПК G01R 27/02 // Оpubл. 11.11.1969. Бюл. № 35.
4. Зуев В.С., Гусев В.И., Глушаченко Е.А. А.с. № 324582 СССР. МПК G01R 17/10 // Оpubл. 1972. Бюл. № 2.
5. Кандыбко А.М. А.с. № 497527 СССР. МПК G01R 27/02 // Оpubл. 30.12.1975. Бюл. № 48.
6. Кандыбко А.М. А.с. № 676946 СССР. МПК G01R 27/02 // Оpubл. 30.07.1979. Бюл. № 28.
7. Muchiyev S.G., Tang Y.S., Zhang C.C. Patent for invention 11029348 USA. IPC G01R 27/16, G11B5/48 // Date of patent: Jun. 8, 2021.
8. Impedance measurement handbook. A guide to measurement technology and techniques. Application note 5950–3000. 6 th edition. Keysight Technologies. 2020, July 10. <http://www.datatec.de>.
9. Бандак М.И., Гиренко А.С., Архипов А.И., Папинов В.Н. А.с. № 1583873 СССР. МПК G01R 27/26 // Оpubл. 07.08.1990. Бюл. № 29.
10. Impedance measurement handbook. User's guide. 1st edition. Hioki EE Corporation. 2018. http://www.hioki.cn/skeditor_assets.
11. Barretto D. // IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC). 2018. P. 359. <https://doi.org/10.1109/12MTC.2018.8409789>
12. Shirakawa T., Sakai R., Nakatake S. // IEEE 61st International Midwest Symposium on Circuits and Systems (MWSCAS). 2019. P. 262. <https://doi.org/10.1109/MWSCAS.2018.84409789>
13. Khoma Y., Khoma V., Podpora M., Kawala-Sternik A., Martinek R., Ozana S. // IEEE Access. 2020. V. 8. P. 165307. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2020.3022163>
14. Agilent PN 4294A. New technologies for accurate impedance measurement (40 Hz to 110 MHz). Product Note 5968–4506 E. Agilent technologies. 2018. November. 20. <http://literature.cdn.keysight.com>
15. Yokoshima I. // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 1993. V. 42. № 2. P. 524. <https://doi.org/10.1109/19.278616>
16. Yonekura T., Jansons M. // Proc. of CARTS EUROPE. 1993. P. 44.
17. Yonekura T. // Proc. of the 1994 IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference. Shizuoka, Japan. May 1994. P. 1004.
18. Yonekura T. // Hewlett-Packard Journal. Oct. 1994. V. 45. № 5. P. 67.
19. Peřovský M., Galayda P., Sokol M., Slovác S. // 19th International Radar Symposium (IRS). IEEE. 2018. P. 704. <https://doi.org/10.23919/IRS.2018.8448066>
20. Press A.F., Goeckner M.J., Overzet L.J. // Journal of Vacuum Science and Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena. 2019. V. 37. № 6. P. 062926. <https://doi.org/10.1116/1.5132753>
21. Agilent PN 4291-1. New technologies for wide impedance range measurements to 1,8 GHz. Product note 5966-2046E. Agilent technologies. 2000. <http://literature.cdn.keysight.com>
22. Wakamatsu H. Patent for invention 5345182 USA. IPC G01R 27/28 // Date of patent: Sep. 6, 1994.

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 539.1.078

**УСТАНОВКА СПИН НА У-70.
ОПИСАНИЕ АППАРАТУРЫ**

© 2022 г. Н. Н. Антонов^а, В. А. Викторов^а, В. А. Гапиенко^а, Г. С. Гапиенко^а,
В. Н. Гресь^а, А. Ф. Прудкогляд^а, В. А. Романовский^а, А. А. Семак^а, И. П. Солодовников^а,
В. И. Терехов^а, М. Н. Уханов^{а,*}

^а *Институт физики высоких энергий им. А.А. Логонова Национального исследовательского центра
“Курчатовский институт”*

Россия, 142281, Протвино Московской обл., пл. Науки, 1

**e-mail: Mikhail.Ukhanov@ihep.ru*

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 26.04.2022 г.

Принята к публикации 29.04.2022 г.

Эксперимент СПИН изучает инклюзивное рождение заряженных частиц с большими поперечными импульсами в жестких протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. Исследования выполняются с помощью одноплечевого узкоапертурного спектрометра. Уникальность эксперимента состоит в использовании высокоинтенсивных протонного (порядка 10^{12} – 10^{13} протонов/с) и ионного (порядка $5 \cdot 10^9$ ионов/с) пучков, выведенных из ускорителя У-70, что позволяет измерять инклюзивные сечения, изменяющиеся на семь порядков. Установка СПИН обеспечивает регистрацию частиц как с импульсами, удовлетворяющими кинематике нуклон-нуклонных взаимодействий, так и с импульсами за ее пределами. В настоящей статье дано описание аппаратуры спектрометра и особенностей проведения измерений.

DOI: 10.31857/S0032816222050159

1. ВВЕДЕНИЕ

В эксперименте СПИН изучаются реакции рождения кумулятивных частиц во взаимодействиях протонов и ядер углерода с различными ядерными мишенями. Кумулятивными реакциями (или кумулятивными частицами) принято называть реакции взаимодействия двух ядер, в которых образуются частицы в кинематической области, запрещенной при взаимодействиях свободных нуклонов. Исследование рождения кумулятивных частиц с большими поперечными импульсами является одним из путей получения информации о свойствах ядерной материи. Полученные данные по рождению частиц при больших поперечных импульсах позволили сделать интересные выводы о структуре ядерной материи [1–4].

Экспериментальная установка представляет собой одноплечевой узкоапертурный спектрометр, способный захватывать заряженные частицы, вылетающие из мишени под углами от 25° до 55° в лабораторной системе. Установка расположена на канале № 8, предназначенном для транспортировки высокоинтенсивных пучков, выведенных из синхротрона У-70, входящего в состав ускорительного комплекса Института физики

высоких энергий [5]. Схема установки представлена на рис. 1.

Установка состоит из вакуумированного ионопровода для частиц, выведенных из У-70; камеры вторичной эмиссии для измерения положения и профиля выведенного пучка; мишенной станции; квадрупольных линз; дипольных магнитов; радиационной защиты; порогового черенковского счетчика; триггерных сцинтилляционных счетчиков; резистивных плоских камер; дрейфовых камер; пропорциональных камер. Элементы спектрометра размещены в двух зонах, разделенных между собой радиационной защитой. В так называемой “горячей” зоне находятся мишенная станция, камеры для измерения положения и профиля пучка перед мишенью, затвор. Расположенные в “горячей” зоне шесть элементов магнитной оптики можно настраивать на отбор вылетающей из мишени частицы с нужным импульсом и нужным углом, чтобы затем направить эту частицу в “холодную” зону через отверстие в радиационной защите. В “холодной” зоне, где уровень радиационного фона на несколько порядков ниже, чем в “горячей”, происходят измерение импульса и идентификация частиц. В последую-

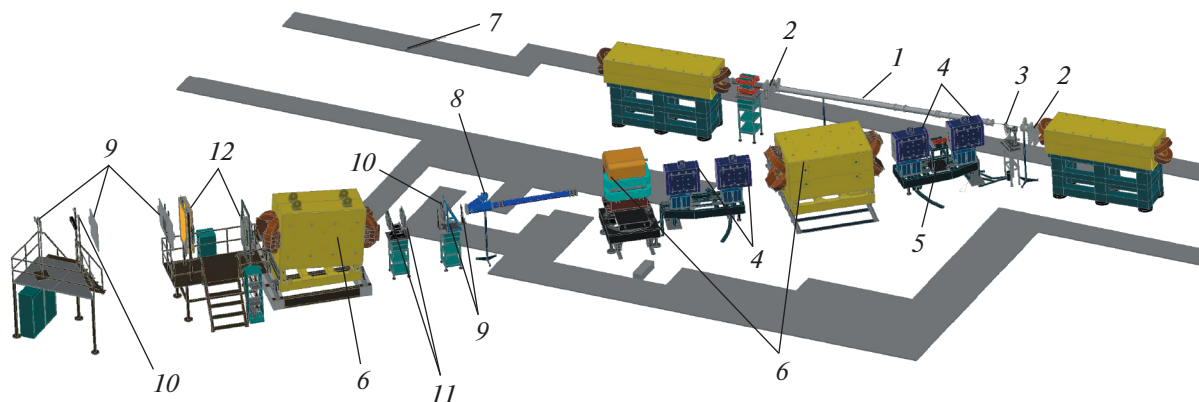


Рис. 1. Схема экспериментальной установки СПИН на ускорителе У-70. 1 – вакуумированный ионопровод для частиц, выведенных из У-70; 2 – профилометры для измерения положения и профиля выведенного пучка; 3 – мишенная станция; 4 – квадрупольные линзы; 5 – затвор; 6 – дипольные магниты; 7 – радиационная защита (контур); 8 – пороговый черенковский счетчик; 9 – триггерные сцинтилляционные счетчики; 10 – резистивные плоские камеры; 11 – дрейфовые камеры; 12 – пропорциональные камеры.

щих разделах приведены описание и характеристики основных элементов установки.

2. КАНАЛ ТРАНСПОРТИРОВКИ ЧАСТИЦ

В эксперименте используется пучок частиц, выведенный из вакуумной камеры ускорителя в канал № 8. Канал спроектирован таким образом, что позволяет транспортировать пучки протонов с интенсивностью до 10^{13} частиц за цикл У-70. При таких интенсивностях для обеспечения безопасной работы персонала необходима мощная радиационная защита, которая выполнена из стальных слябов толщиной ≥ 1 м, покрытых бетонными блоками толщиной ≥ 2 м.

Цикл синхротрона У-70 состоит из нескольких фаз: накопление пучка при минимальной величине магнитного поля в кольцевом магните; ускорение с подъемом магнитного поля; плато, на котором магнитное поле постоянно и ускоренный пучок раздается потребителям; спад магнитного поля. Длительность цикла синхротрона варьируется от 8 до 11 с. В зависимости от режима работы ускорительного комплекса пучок на установку подается в течение времени от 0.3 до 2 с за цикл.

На У-70 реализовано несколько методов вывода пучка в канал № 8 [5, 6]:

- вывод с помощью кристаллических дефлекторов, использующий эффект каналирования частиц в изогнутом кристалле, это позволяет получать пучок с интенсивностью от 10^8 до 10^{10} частиц за цикл равномерно в течение плато;
- быстрый вывод с помощью кикер-магнита, который позволяет вывести в канал заданное число сгустков за один оборот пучка в ускорителе;
- медленный резонансный вывод и медленный стохастический вывод, позволяющие равно-

мерно вывести частицы в течение всего плато магнитного цикла ускорителя с интенсивностью от 10^9 до 10^{13} за цикл.

3. ДИАГНОСТИКА ПУЧКА

При наборе статистики на установке СПИН непрерывно контролируются следующие параметры выведенного в канал № 8 пучка:

- интенсивность в диапазоне от $5 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^{12}$ протонов/цикл измеряется с помощью камеры вторичной эмиссии (КВЭ) [7], расположенной в головной части канала № 8;
- положение и профиль пучка как до мишени установки, так и после нее регистрируются в указанном диапазоне интенсивности посредством двухкоординатных профилометров (16 каналов на плоскость, шаг электродов – 2.5 мм, толщина по пучку – 10 мг/см^2), оснащенных чувствительной электроникой; возможен режим многократного измерения профиля протонного пучка (до 16 измерений за время вывода).

3.1. Камера вторичной эмиссии

Принцип действия камеры основан на измерении положительного заряда, образованного на тонкой металлической фольге (Ti, 30 мкм) за счет эмиссии электронов с ее поверхности при прохождении через нее протонного пучка. Коэффициент вторичной эмиссии в диапазоне энергий первичного пучка более 1 ГэВ слабо зависит от его энергии. В то же время имеется существенная зависимость этого коэффициента от состояния поверхности, поэтому эмиттерные фольги тщательно очищены. Для стабильной работы камеры давление окружающего газа должно быть ниже

10^{-5} Торр (в нашем случае используется отдельный магниторазрядный насос). При этом ионизационная составляющая выходного тока не превышает десятых долей процента от тока вторичной эмиссии. По обе стороны от плоскости эмиттерной фольги (катод) размещаются коллекторные фольги из алюминия толщиной 15 мкм (анод) с положительным потенциалом более 100 В. Это соответствует начальной части плато вольт-амперной характеристики камеры.

К достоинствам технологии измерения интенсивности с помощью КВЭ можно отнести ее высокое быстродействие и линейный отклик в широком диапазоне интенсивностей пучка, многократно перекрывающем интенсивности действующих ускорителей. Для увеличения производимого сигнала используется комбинация из трех последовательных эмиттеров. Количество вносимого в пучок вещества равно примерно 40 мг/см^2 . Ресурс данной камеры, по экспериментальным оценкам, сохраняется до потока более 10^{19} протонов/см².

3.2. Регистрирующая электроника

Для измерения заряда от КВЭ используются специализированные интеграторы тока. Минимальная величина тока находится на уровне десятков пикоампер, поэтому интегратор и соответствующие электронные компоненты должны обеспечивать регистрацию малых токов с высокой точностью. В отличие от широко распространенных аналоговых интеграторов на основе операционных усилителей, здесь регистрация заряда реализуется посредством цифрового интегрирования. Интегрируемый ток преобразуется в частоту следования импульсов. Число импульсов за выбранный интервал времени однозначно связано с интегралом входного тока за это же время, т.е. пропорционально измеряемому заряду. Точность измерения обусловлена частотой кварцевого генератора и прецизионным резистором. Это позволяет легко менять масштаб и обеспечивает высокую точность. Кроме того, увеличение времени интегрирования здесь не сопровождается ростом погрешности, присущим аналоговому интегратору. Длительность интегрирования определяется лишь емкостью счетчика импульсов. Многократное измерение интенсивности за время вывода пучка осуществляется многократным опросом счетчика. Это позволяет регистрировать временную структуру сброса с частотой до 600 Гц.

3.3. Калибровка и погрешность

Многолетняя практика применения КВЭ на всех крупных ускорителях мира позволила накопить обширный экспериментальный материал, позволяющий определить величину коэффициента вторичной эмиссии для большинства метал-

лов при разных энергиях пучка. Однако, как уже отмечалось, ввиду сильного влияния состояния поверхности эмиттера на величину этого коэффициента, точность приведенных данных оценивается на уровне 15%. Стендовая калибровка сопряжена с большими трудностями. Поэтому для повышения точности измерения абсолютной интенсивности выведенного пучка КВЭ нужно калибровать по другим, более точным приборам при одном и том же пучке. В нашем случае эта проблема решается весьма просто с помощью трансформатора тока, измеряющего интенсивность быстро выведенного пучка. Трассы пучка как при медленном, так и при быстром выводе совпадают в местах установки КВЭ и трансформатора тока. Последний относительно просто калибруется с помощью эталонного электрического заряда с точностью до 0.1%, и эта калибровка может быть осуществлена в любое время при работе У-70. Благодаря высокому быстродействию, интегральные отклики КВЭ пропорциональны только интенсивности, независимо от длительности пучка. Это позволяет осуществлять калибровку камеры при быстром выводе по отношению к трансформатору тока, обеспечивающему абсолютную точность не хуже 2% во всем рабочем диапазоне. Для предотвращения насыщения преобразователя тока в частоту при быстром выводе на его входе предусмотрена расширительная цепочка с постоянной времени 20 мс, отключаемая при медленном выводе. Процедура повторяется дважды в каждом сеансе, так как имеет место медленное изменение коэффициента вторичной эмиссии при увеличении интегральной дозы. Анализ результатов многократных калибровок, проведенных за последние несколько лет, позволяет определить погрешность КВЭ канала № 8 с учетом реальных фоновых условий на уровне не хуже 4% при интенсивностях выше 10^9 протонов/цикл.

3.4. Профилометры пучка

Геометрические размеры выведенного пучка и его положение определяются при помощи многоэлектродных детекторов (профилометров), установленных на трассе пучка на расстоянии 89.4 см перед мишенью и на расстоянии 935.8 см после мишени. Сигнал с каждого электрода образуется за счет вторичной электронной эмиссии, как и в КВЭ. Используются двухкоординатные сборки с электродными полосками шириной 2.5 мм. Шаг электродов выбран так, чтобы ширина пучка на уровне четырех стандартных отклонений укладывалась в 6–8 каналов. Ширина чувствительной зоны равна 40 мм. Электроды изготавливаются из полиамидной пленки толщиной 12 мкм, приклеенной на текстолитовую рамку с последующим вакуумным напылением алюминия. Межэлек-

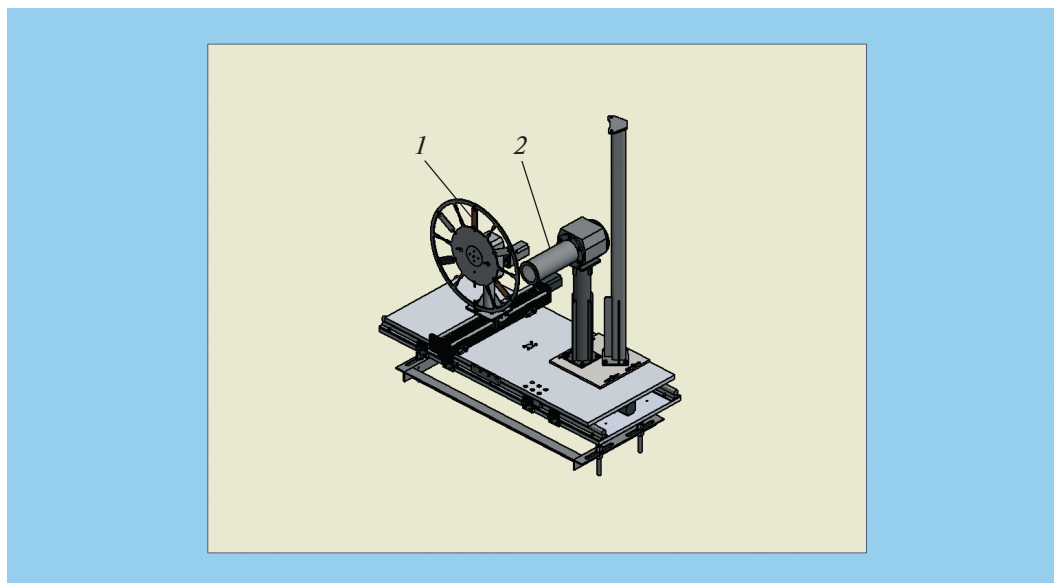


Рис. 2. Мишенная станция установки СПИН. 1 – кассета для ядерных мишеней, 2 – жидководородная мишень.

тродное расстояние между анодом и катодом равно 6.5 мм. Высокая радиационная стойкость пленки (десятки тысяч мегарад) и малое количество вносимого в пучок вещества позволяют использовать профилометры в пучке в течение нескольких сеансов без замены.

4. МИШЕННАЯ СТАНЦИЯ

Автоматизированная мишенная станция представляет собой подвижную платформу (рис. 2), предназначенную для установки в пучок образцов вещества, служащих в качестве мишеней для эксперимента СПИН. Платформа имеет возможность прецизионного перемещения образцов по горизонтали вдоль и поперек направления пучка. На платформе установлены кассета с ядерными мишенями и жидководородная мишень (ЖВМ). В зависимости от задач эксперимента в пучок может быть введена либо ядерная мишень, либо ЖВМ. Точность позиционирования 0.2 мм.

Станция оснащена системой телемеханики для дистанционного контроля и управления перемещением. Управление перемещением и кассетой осуществляется по командам, поступающим от компьютера, отвечающего за медленный контроль. Команды передаются по линии связи

на основе протокола передачи данных RS-485 в специализированный блок управления (производство ООО “Автоматика”) [8], находящийся за защитой на расстоянии 6 м от мишенной станции. Логический протокол связи между компьютером и блоком соответствует стандарту ГОСТ IEC 61107-2011.

4.1. Ядерные мишени

Ядерные мишени представляют собой тонкие пластины из исследуемых веществ, например, вольфрама, меди, алюминия, углерода и т.д. Под тонкими понимаются мишени, для которых поправки на взаимодействие вторичных частиц в материале мишени пренебрежимо малы. Набор ядерных мишеней устанавливается на кассете, выполненной в виде диска. Замена облучаемой мишени осуществляется путем вращения диска. На диске есть шесть мест для установки мишеней. Одно из них оставляют свободным для контрольных измерений на “пустой” мишени. Автоматизированная система обеспечивает замену мишеней без остановки вывода пучка на установку. Типичное время, необходимое для замены, составляет около 15 с, что позволяет получать данные для разных мишеней из одной кассеты при одних и тех же параметрах пучка. Если требуется другой

Таблица 1. Ядерные мишени, использовавшиеся при наборе статистики в 2015 г. на установке СПИН

Характеристика мишени	Мишень			
	Углерод	Алюминий	Медь	Вольфрам
Толщина, г/см ² (% ядерной длины)	0.86 (1.0)	0.81 (0.76)	0.90 (0.66)	0.64 (0.33)

набор мишеней, то смена кассеты с мишенями производится вручную после блокировки пучка и занимает не более пяти 5 мин. В качестве примера в табл. 1 приведены характеристики мишеней одного из наборов, использованных для набора статистики.

4.2. Жидководородная мишень

Жидководородная мишень (рис. 3) способна оживать водород или дейтерий в конденсаторе, охлаждаемом жидким гелием, и содержать его в рабочем объеме в термостабилизированном состоянии при интенсивности пучка вплоть до 10^{12} протонов за цикл У-70. Это достигается реожигением испаряющегося водорода (дейтерия) при постоянном давлении в рефрижераторном режиме работы криостата.

Геометрические параметры мишени:

—длина рабочего объема с водородом, мм	140
—диаметр рабочего объема с водородом, мм	40
—толщина фланцев, мкм:	
рабочего объема с водородом	50 (нержавеющая сталь)
вакуумного объема	100 (алюминий)

На рис. 4 приведены временные зависимости расхода жидкого гелия и температуры с момента начала оживания мишени.

Графики на рис. 4 показывают, что рабочий режим достигается примерно через 4–5 ч после начала работы с ЖВМ. Расход гелия в рабочем ре-

жиме составляет порядка 30 л/сут. Опыт эксплуатации ЖВМ показывает, что одного сосуда Дьюара с жидким гелием емкостью 200 л хватает на 7 сут непрерывной работы мишени, не считая расхода гелия на предварительное охлаждение.

5. МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Эксперимент СПИН изучает кумулятивные процессы в области больших поперечных импульсов. Сечения реакций в этой области исчисляются единицами нанобарн. Чтобы регистрировать столь редкие события, на мишень эксперимента выводится пучок с интенсивностью до 10^{13} протонов за цикл У-70. Из-за высоких радиационных нагрузок располагать детекторы и электронику в непосредственной близости от мишени внутри радиационной защиты канала нельзя. (Для справки: при толщине мишени 0.1% ядерной длины происходит около 10^{10} взаимодействий за 1 с сброса. Это больше, чем в LHC: $40 \text{ МГц} \cdot 27$ взаимодействий на одно пересечение сгустков или порядка 10^9 с^{-1} , и ближе к HL-LHC — 127 взаимодействий на одно пересечение сгустков [9].) Для решения этой задачи используются магнитооптические элементы (МОЭ), которые позволяют выводить через отверстие в защите вторичные заряженные частицы, образующиеся в мишени. Отверстие в защите располагается под углом 30° к направлению пучка.

На рис. 1 показана схема расположения МОЭ. Внутри радиационной защиты находятся две пары квадрупольных линз (Q_1, Q_2 и Q_3, Q_4 типа 20K100Б [10] и два дипольных магнита: M_1 типа

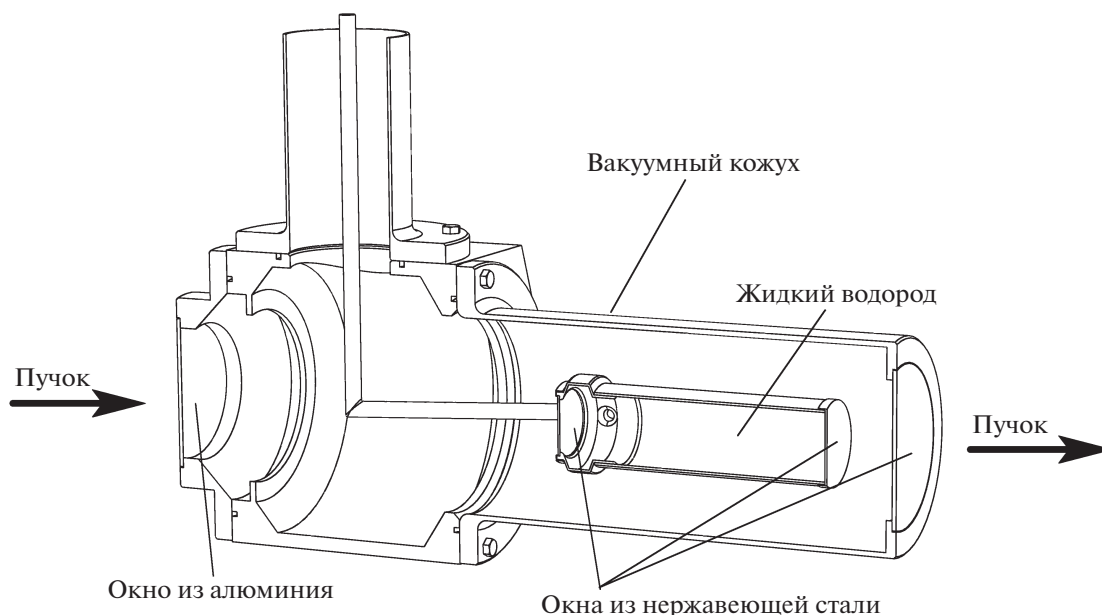


Рис. 3. Схематическое изображение жидководородной мишени.

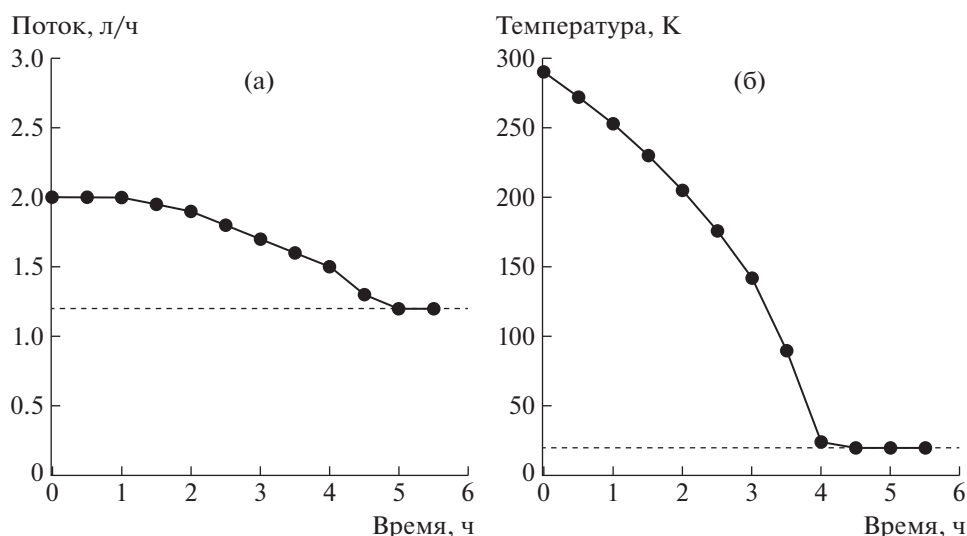


Рис. 4. Графики выхода ЖВМ на рабочий режим: а – расход жидкого гелия; б – температура внутри рабочего объема с водородом. Время $t = 0$ соответствует началу охлаждения ЖВМ.

СП12А и С-образный магнит M_2 типа СП92 [11]. За пределами защиты располагается спектрометрическая часть установки с анализирующим дипольным магнитом M_3 типа СП12А. Основные параметры магнитных элементов представлены в табл. 2. Здесь же приведена величина максимального поля в центре дипольного магнита или на полюсе квадрупольной линзы. Эта величина ограничивается либо конструктивными особенностями, либо источником питания, который подключен к элементу.

Магнитные элементы внутри защиты смонтированы на подставках, которые могут перемещаться по рельсам. Перемещение МОЭ позволяет выбирать угол, под которым вылетающие из мишени вторичные частицы транспортируются в спектрометрическую часть установки через отверстие в радиационной защите. В требуемое положение МОЭ устанавливаются в ручном режиме под контролем геодезической службы. Механика перемещения позволяет выбирать углы в диапазоне от 22° до 54.94° к направлению пучка. Точность установки МОЭ составляет примерно 3 мм при линейном перемещении магнита M_1 и лучше

1 мрад при угловом перемещении линз. Геометрические ограничения, возникающие из-за оптимизации захвата частиц системой МОЭ, таковы, что С-образный магнит M_2 необходимо перемещать линейно и вращать вокруг вертикальной оси. Точность установки M_2 при линейном перемещении составляет 2 мм, при угловом – 2 мрад.

Изменение тока МОЭ позволяет задавать импульс транспортируемых частиц. Геометрические параметры апертуры и максимальное доступное поле магнитных диполей накладывают ограничения на импульс заряженных частиц, которые могут быть выведены за пределы защиты. На рис. 5 показаны ограничения на импульс выводимых частиц в зависимости от угла, на который настроены МОЭ. Для справки показаны импульсы частиц, вылетающих в апертуру спектрометра для реакции упругого pp -рассеяния.

Видимая установкой область взаимодействия пучка с мишенью зависит от угла, на который настроен спектрометр. На рис. 6 показаны размеры области захвата частиц вдоль пучка в зависимости от угла, под которым настроен спектрометр СПИН,

Таблица 2

Магнитооптические элементы	Ширина апертуры (диаметр), мм	Высота апертуры, мм	Длина ярма, мм	Максимально доступное поле, Тл (градиент, Тл/м)
20К100Б ($Q_1 - Q_4$)	200	—	1000	1.3635
СП12А (M_1)	500	200	3000	1.4768
СП92 (M_2)	230	110	1500	1.6975
СП12А (M_3)	200	500	3000	1.5493

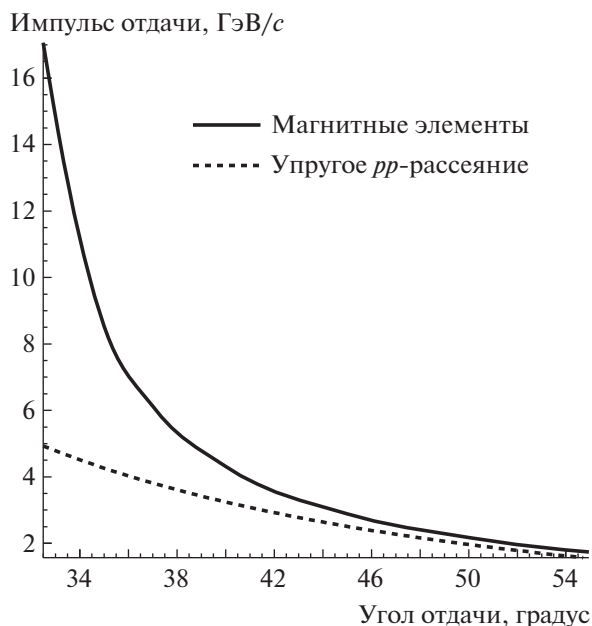


Рис. 5. Ограничения, накладываемые магнитными элементами на максимальный импульс частиц, который может быть выведен за пределы радиационной защиты, в зависимости от угла настройки МОЭ (сплошная линия); для справки показано ограничение на импульсы частиц, вылетающих в апертуру спектрометра, для реакции упругого рассеяния протонов (пунктирная линия).

и положения мишени относительно нулевой точки установки. Этот параметр важен при работе с ЖВМ.

Область захвата при всех углах установки МОЭ такова, что в спектрометр попадают частицы как из рабочего объема ЖВМ, так и из фланцев, ограничивающих водородный и вакуумный объемы.

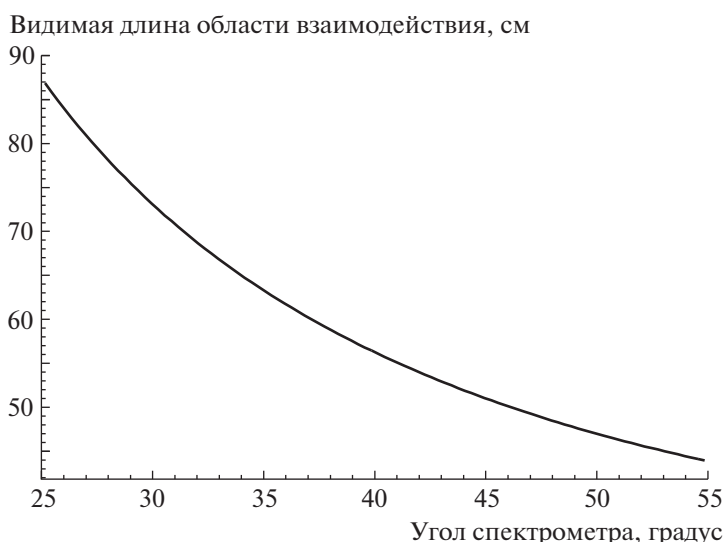


Рис. 6. Размеры видимой области взаимодействия в зависимости от угла, под которым настроен спектрометр СПИН.

Этот факт необходимо учитывать при проведении измерений.

Настройка плеча отдачи на определенный (“центральный”) импульс (P) и угол отдачи (α) выполняется на основе расчетов по методу Монте-Карло. При расчетах используется импульсный спектр протонов из мишени под заданным углом. Этот спектр берется либо из доступных моделей (URQMD, FRITIOF и др.), либо из наших данных для другого угла. Выбираются такие расположения МОЭ в горячей зоне и токи во всех магнитных элементах, при которых будут выполняться следующие условия:

- 1) среднее значение импульса на выходе установки равно P ;
- 2) средние значения полярного (θ) и азимутального (ϕ) углов захвата частиц равны соответственно заданному углу отдачи и нулю;
- 3) средние значения углов (θ , ϕ) не должны зависеть от выбранного импульса в плече отдачи;
- 4) ширина угловых распределений не должна зависеть от измеряемого импульса отдачи и смещений падающего пучка протонов в диапазоне ± 1 см по горизонтали и ± 0.5 см по вертикали от оси канала № 8;
- 5) при выполнении условий 1–4 достигается максимальный угловой захват ($\Delta\theta$, $\Delta\phi$).

На рис. 7 приведен пример расчета по методу Монте-Карло настроек МОЭ для угла 40° при разных значениях центрального импульса.

При заданном угле, на который выставлены МОЭ, экспериментальные данные набираются при различных значениях центрального импульса P . Для настройки на желаемый центральный импульс необходимо установить определенные

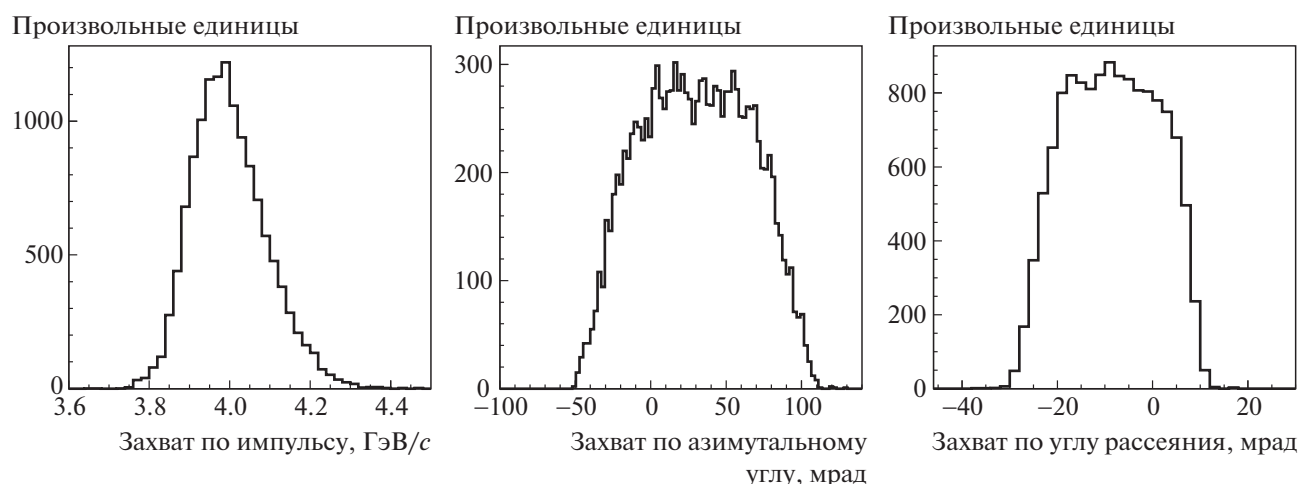


Рис. 7. Захват вторичных частиц по углам и импульсу при угле 40° (расчет по методу Монте-Карло).

режимы всех магнитных элементов. Настройка производится в автоматическом режиме путем обращения к технологической базе данных. Она содержит сведения о величине тока, протекающего в каждом магнитном элементе ускорительного комплекса ИФВЭ. Запись в соответствующие поля технологической базы данных служит сигналом для изменения режима магнитного элемента. В процессе набора статистики система сбора данных установки СПИН после каждого цикла У-70 “читает” технологическую базу данных и контролирует режимы всех МОЭ.

6. ЗАТВОР

При измерении выходов заряженных частиц в спектрометрическую часть установки летят фоновые частицы, которые рождаются не в мишени, а на других конструктивных элементах канала (например, на фланцах вакуумированного ионопровода). Кроме того, возможно проникновение частиц, образовавшихся в мишени, вне трассы, которую определяют МОЭ. Чтобы учесть вклад фоновых частиц, необходимо выполнить три дополнительных измерения как с пустой мишенью, так и с заблокированной апертурой канала МОЭ:

1) измерение с открытым каналом МОЭ и выведенной мишенью (NO–TGT) определяет фон от частиц, рождающихся на конструктивных элементах канала и проникающих в спектрометрическую часть установки как вдоль магнитной оси горячей зоны, так и напрямую через отверстие в биологической защите;

2) измерение с каналом МОЭ, перекрытым затвором, и введенной мишенью (BGR) определяет фон от частиц, рождающихся как на мишени, так и на конструктивных элементах канала и проникающих в спектрометрическую часть установки

через отверстие в биологической защите, минуя канал МОЭ;

3) измерение с каналом МОЭ, перекрытым затвором, и выведенной мишенью (BGR–NO–TGT) определяет фон от частиц, рождающихся на конструктивных элементах канала и проникающих в спектрометрическую часть установки, минуя канал МОЭ.

Нормированный выход фона определяется по формуле

$$Y_{\text{BGR}} = \frac{|\text{NO-TGT}|}{N_{1p}} + \frac{|\text{BGR}|}{N_{2p}} - \frac{|\text{BGR-NO-TGT}|}{N_{3p}}. \quad (1)$$

Каждое слагаемое нормируется на соответствующее число протонов N_{ip} , упавших на мишень за время измерения (здесь индекс i обозначает соответствующее измерение).

Для обеспечения этих измерений в промежутке между первой парой квадрупольных линз Q_1 и Q_2 установлен затвор, перекрывающий апертуру второй линзы. Затвор представляет собой стальной цилиндр диаметром 20 см и длиной 50 см. Затвор оснащен системой контроля положения (введен/выведен) и управляется дистанционно в автоматическом режиме с помощью того же блока, что и мишенная станция.

7. АНАЛИЗИРУЮЩАЯ ЧАСТЬ УСТАНОВКИ СПИН

Измерение потока вторичных частиц, их идентификация и измерение импульса осуществляются в анализирующей части установки СПИН, которая располагается за пределами радиационной защиты канала № 8 в так называемой “холодной” зоне. На рис. 8 схематически представлено расположение детекторов спектрометра. В отверстии в биологической защите находится пороговый че-

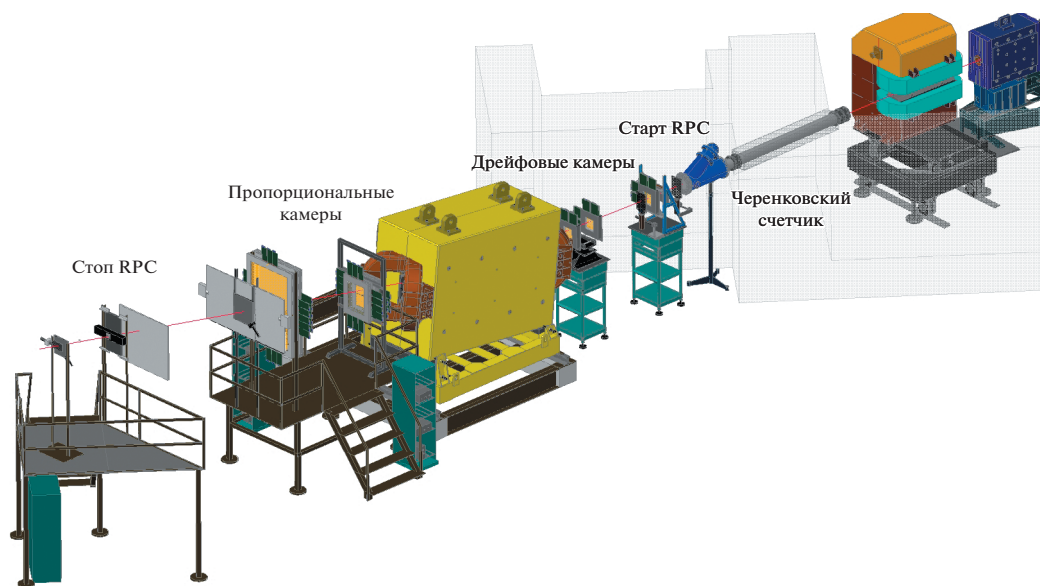


Рис. 8. Схема расположения оборудования в спектрометрической части установки СПИН. Радиационная защита показана в виде контура.

ренковский счетчик, за ним установлены резистивная плоская камера, дающая сигнал *старт* для времяпролетной системы, триггерные сцинтилляционные счетчики, три станции дрейфовых камер, спектрометрический магнит, две станции пропорциональных камер, триггерные сцинтилляционные счетчики, резистивная плоская камера, дающая сигнал *стоп* для времяпролетной системы.

7.1. Пороговый черенковский счетчик

Для идентификации частиц на установке используются пороговый черенковский детектор и времяпролетная система. Разрешение времяпролетной системы не позволяет надежно разделять π - и K -мезоны с импульсами более 2.5 ГэВ/с. Для этого используется сигнал с черенковского счетчика. Счетчик состоит из радиатора, сферического зеркала и фотоэлектронного умножителя XP2041Q с кварцевым окном. Все диоды и катод фотоумножителя питаются от генератора Уолтона–Кокрофта, расположенного на его цоколе. Схематично конструкция счетчика показана на рис. 9. Входное окно радиатора расположено внутри отверстия в радиационной защите. Крепления зеркала и ФЭУ выступают наружу, что обеспечивает удобство настройки и обслуживания. Окна изготовлены из алюминиевой фольги толщиной 100 мкм.

Порог регистрации π -мезонов равен 2.2 ГэВ/с, он выбирался, исходя из возможностей времяпролетной системы. В качестве рабочего газа для черенковского детектора был выбран октафторциклобутан (C_4F_8) с показателем преломления

при нормальном давлении, равным $n = 1.00130$ (см., например, [12]). Зависимость величины $(n - 1)$ от давления приведена там же. Газ находится при давлении 1.7 атм. Длина газового промежутка около 5 м. Расчетное число черенковских фотонов с 1 м пути в диапазоне длин волн 350–500 нм показано на рис. 10 как функция импульса для заряженных π - и K -мезонов. Как следует из этих расчетов, при выбранном давлении газа черенковский детектор должен обеспечивать надежное разделение π -мезонов и K -мезонов в диапазоне импульсов 2.5–5.6 ГэВ/с.

Эффективность работы черенковского детектора при разных импульсах определялась как вероятность срабатывания детектора при прохождении π -мезона по плечу спектрометра. При настройке спектрометра на регистрацию отрицательно заряженных частиц доля π^- -мезонов среди частиц с импульсом $p < 3$ ГэВ/с является, согласно данным времяпролетной системы, основной, что и позволяет измерять эффективность черенковского детектора. Измеренные величины эффективности регистрации π -мезонов приведены на рис. 10б (кривая 1). Выше 2.5 ГэВ/с черенковский детектор выделяет заряженные π -мезоны с эффективностью 97–98%.

Ввиду ограниченности пространства в “холодной” зоне основная часть радиатора была вставлена в отверстие в радиационной защите. Черенковский детектор, размещенный таким образом, оказался чувствительным к потокам фоновых частиц, вылетающих из “горячей” зоны не по плечу спектрометра. На рис. 10б кривой 2 показана вероятность ложного срабатывания черенковского

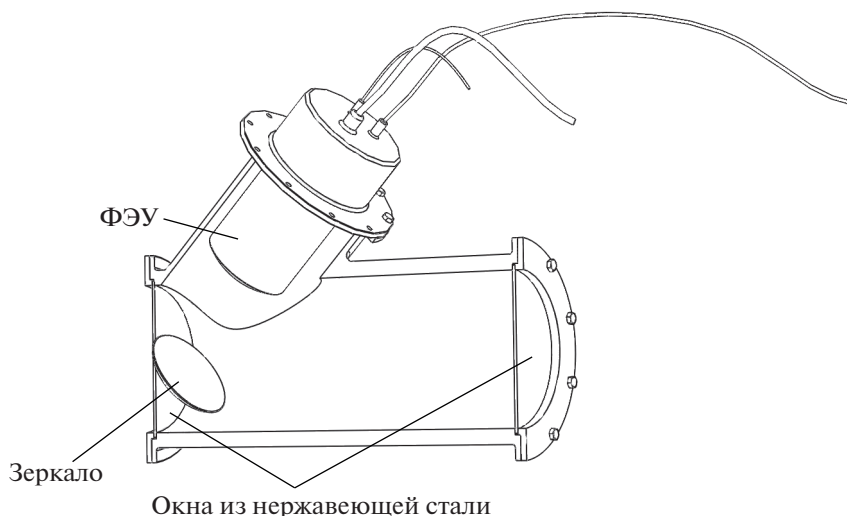


Рис. 9. Схема порогового черенковского счетчика.

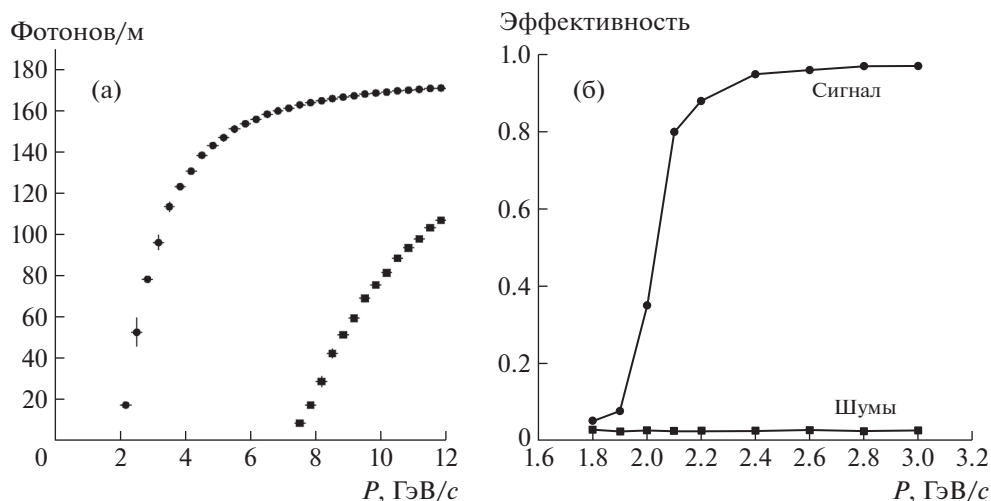


Рис. 10. а — расчетное число фотонов для π -мезонов (круглые символы) и K -мезонов (квадратные символы) при прохождении одного метра газового радиатора; б — измеренная эффективность черенковского детектора при выделении π -мезонов и вероятность ложного срабатывания.

детектора из-за загрузки фоновыми потоками. Вероятность случайного срабатывания не зависит от импульса и может меняться в диапазоне от 2 до 5% в зависимости от интенсивности пучка и типа введенной в пучок мишени.

7.2. Сцинтилляционные счетчики

В холодной зоне расположены шесть сцинтилляционных счетчиков: два — до спектрометрического магнита и четыре — после. При совпадении сигналов со всех этих счетчиков вырабатывается триггер для запуска системы сбора данных установки СПИН. Эффективность срабатывания триггерной системы, состоящей из шести сцинтилляцион-

ных счетчиков, постоянно контролируется в специальной экспозиции и составляет примерно 88.5%.

Счетчики изготовлены из пластин полистирола с добавлением 1.4-ди(5-фенил-2-оксазол)бензола (РОРОР) и *p*-терфенила. Размеры чувствительной области двух счетчиков перед магнитом M_3 соответствуют размерам отверстия в радиационной защите и равны 200 × 200 мм. Толщина пластин 5 мм. После магнита M_3 апертурный триггерный счетчик имеет размеры 505 × 310 мм.

8. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА

Времяпролетная система состоит из двух детекторов. Оба детектора являются многозакорны-

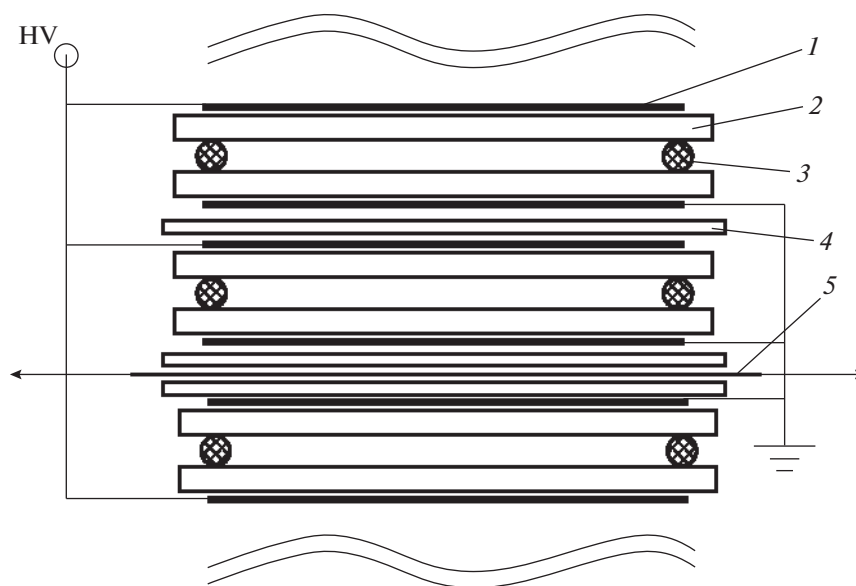


Рис. 11. Схема МРПК. 1 – высоковольтное покрытие, 2 – стеклянный электрод, 3 – прокладка, 4 – изолирующий слой (лавсан), 5 – сигнальный электрод, HV – источник высоковольтного напряжения. Волнистыми линиями обозначены недостающие газовые зазоры сверху и снизу.

ми резистивными плоскими камерами (МРПК). МРПК1 дает начальную временную отметку при прохождении частицы и расположена на выходе из “горячей” зоны установки после черенковского детектора. МРПК2 дает временную отметку при выходе частицы за пределы установки и расположена перед последним триггерным счетчиком. Расстояние между этими детекторами составляет около 12 м.

Обе камеры имеют одинаковую конструкцию, которая схематично показана на рис. 11. МРПК1 состоит из двенадцати независимых газовых зазоров, а МРПК2 – из десяти. К каждому из них прикладывается постоянное рабочее напряжение 1.75 кВ. Газовый зазор формируется двумя стеклами толщиной 0.55 мм. Величина газового зазора 0.25 мм обеспечивается прокладками, в качестве которых используется леска. Стекла, из которых состоят МРПК, произведены компанией Glaverbel. Газовая смесь для МРПК состоит из тетрафторэтана ($C_2H_2F_4$), гексафторида серы (SF_6) и изобутана в соотношении 90/5/5% об.

Плоскость с сигнальными электродами (стрипами) расположена в середине камеры, так что по обе стороны от нее находятся 6 и 5 газовых зазоров соответственно в МРПК1 и МРПК2. Стрипы имеют размеры 25×210 мм для МРПК1 и 25×310 мм для МРПК2. Шаг стрипов равен 26.5 мм. Число стрипов в МРПК1 равно 8, а в МРПК2 – 16. Активная детектирующая зона МРПК1 (ширина, высота) 200×212 мм, МРПК2 – 300×424 мм.

Фоновая нагрузка МРПК1 составляет 2–3 кГц/см² за сброс, а МРПК2 – около 100 Гц/см². Поэтому

для работы при высоких нагрузках МРПК1 использует систему подогрева [13]. Рабочая температура МРПК1 поддерживается равной $27 \pm 0.5^\circ C$. Этот температурный режим обеспечивается регулятором температуры при помощи двух нагревателей, расположенных на поверхностях крышек камеры. Чтобы обеспечить термостабилизацию, МРПК1 вместе с нагревателями закрыта теплоизолирующим материалом. Для МРПК2 необходимости в такой системе подогрева нет.

МРПК оснащены усилителем-дискриминатором на основе микросхемы NINO [14], разработанной для эксперимента ALICE. Выходные сигналы усилителя-дискриминатора преобразователем LVDS–ECL трансформируются в уровни ECL. Затем ECL-сигналы по витой паре категории 5E передаются на модули времяцифрового преобразователя (ВЦП) в экспериментальном домике. Длина кабелей от МРПК1 и МРПК2 до модулей ВЦП – 25 и 12 м соответственно. Используются модули ВЦП модели VX1290A, которые имеют временной квант 25 пс [15]. Разрешение канала накамерной электроники вместе с каналом ВЦП составляет 22 пс.

Для получения точной временной отметки от МРПК используется метод коррекции времени по ширине сигнала (Time over Threshold method). Для этого ВЦП регистрирует времена прихода переднего и заднего фронтов сигнала от МРПК. Зависимость времени прихода переднего фронта от ширины сигнала находится из экспериментальных данных спектрометра, настроенного на регистрацию отрицательно заряженных адронов с импульсом 2 ГэВ/с. Такие данные содержат малое

Произвольные единицы

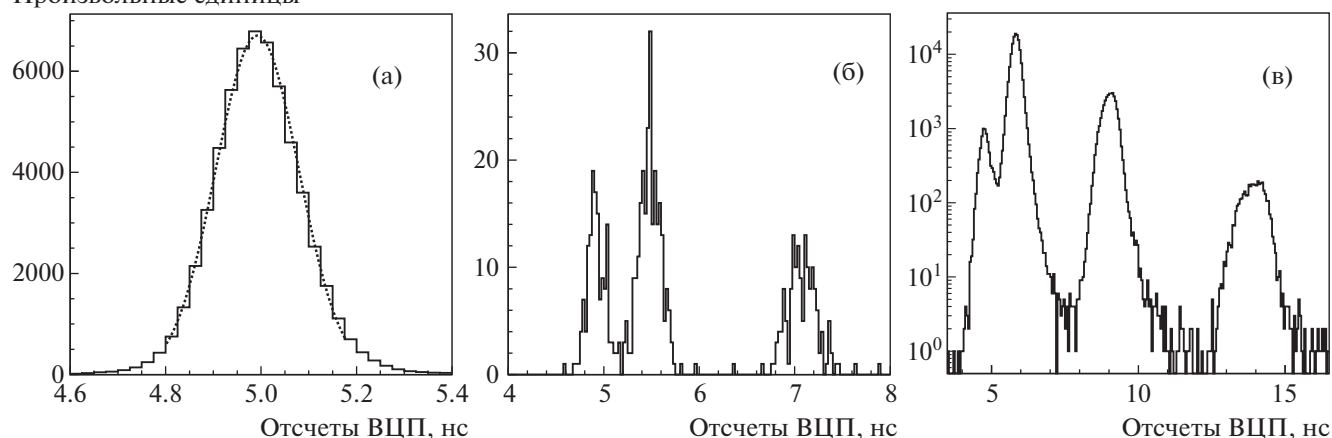


Рис. 12. Распределение по времени пролета в различных сеансах на установке СПИН: **а** — для отрицательных π^- -мезонов при импульсе 2 ГэВ/с (данные получены в 2020 г.), пунктирная кривая — подгонка функцией нормального распределения со стандартным отклонением 86 пс; **б** — для отрицательных частиц при импульсе 2.8 ГэВ/с при условии отсутствия сигнала в черенковском счетчике (данные получены в 2020 г.); **в** — для положительных частиц при импульсе 4.2 ГэВ/с (данные получены в 2018 г.), временное разрешение равно 120 пс.

(примерно 1%) количество K -мезонов и антипротонов, что не затрудняет обнаружение искомой зависимости. Ширина импульсного захвата спектрометра (примерно 5%) дает малое размытие времени пролета пионов (около 60 пс). Описание используемой процедуры можно найти в работе [16]. В сеансе 2020 года полное временное разрешение ВПС составило 86 пс (рис. 12).

На рис. 12а показано распределение по времени пролета для отрицательных π^- -мезонов при импульсе 2 ГэВ/с, полученное в 2020 г. Пунктирная кривая соответствует подгонке функцией нормального распределения со стандартным отклонением 86 пс. На рис. 12б показано распределение по времени пролета отрицательных частиц при импульсе 2.8 ГэВ/с при условии отсутствия сигнала в черенковском счетчике (данные 2020 г.). На распределении видны пики, соответствующие (слева направо) π -мезонам, K -мезонам и антипротонам. Наличие π -мезонов на этом распределении вызвано неэффективностью черенковского счетчика. На рис. 12в приведено распределение по времени пролета для положительных частиц при импульсе 4.2 ГэВ/с. Данные получены в 2018 году, временное разрешение равно 120 пс. Опубликованные до 2021 года данные в эксперименте СПИН получены при этом разрешении.

9. ТРЕКОВАЯ СИСТЕМА

Для измерения импульса вторичных частиц, выведенных за пределы радиационной защиты, на установке СПИН используется спектрометр, состоящий из анализирующего магнита M_3 типа СП12А и трековой системы на основе многопроволочных камер. Перед магнитом размещены три

станции дрейфовых камер, после магнита — две станции пропорциональных камер.

Трековая система позволяет восстанавливать импульс частицы с точностью 0.4%. Измеряемый трек частицы состоит из двух частей: первая определена до магнита M_3 , а вторая — после него. Для определения импульса используется программа GRKUTA из пакета Geant 3.21. С ее помощью с использованием карты магнитного поля трек после магнита M_3 протягивается в обратную сторону так, чтобы пройти через начальную и конечную точки первой части трека (до магнита). Поэтому для каждого трека получаются два предельных значения импульса, которые дают среднее значение и оценки ошибки.

9.1. Дрейфовые камеры

Траектория частицы на входе в анализирующий магнит определяется с помощью дрейфовых камер. Каждая камера содержит 32 анодные проволоки. Шаг анодных проволок 6 мм. Диаметр анодных проволок 50 мкм. Между анодными проволоками расположены разделительные проволоки с катодным потенциалом. Чувствительная область равна 19.2×19 см². Катодные плоскости изготовлены из металлизированного лавсана и отстоят от плоскости анодных проволок на 3 мм. Камеры скомпонованы в три блока. Каждый блок содержит две X - и две Y -плоскости, всего 12 плоскостей. Для разрешения лево-правой неоднозначности положения трека относительно анодной проволоки парные X - и Y -плоскости в каждом блоке смещены друг относительно друга на 3 мм по осям X и Y соответственно. Максималь-

ное расстояние между крайними дрейфовыми камерами составляет 191 см.

В дрейфовых камерах используется газовая смесь, состоящая из аргона и изобутана в соотношении 70/30. Рабочее напряжение для такой смеси равно 1.95 кВ. При этом напряжении максимальное время дрейфа равно 63 нс, а координатное разрешение дрейфовой камеры составляет 0.12 мм.

В качестве накамерной электроники используется усилитель-дискриминатор УПД-16 производства ИФВЭ с порогом 2.5 мкА. Выходные сигналы усилителя-дискриминатора в уровнях ЕСЛ передаются по телефонному кабелю на времяцифровой преобразователь ЛЕ-84, который выполнен в стандарте МИСС [16]. В основе модуля используется микросхема НРТДС [17].

9.2. Многопроволочные пропорциональные камеры

Многопроволочные пропорциональные камеры (МПК) [18] совместно с дрейфовыми камерами предназначены для реконструкции треков заряженных частиц и измерения их импульсов по углу отклонения в магнитном поле спектрометрического магнита M_3 . За магнитом M_3 на базе 2.3 м между двумя блоками установлены семь МПК: четыре малые (400 × 520 мм) и три большие (900 × 1400 мм) камеры, в которых задействована только часть проволочек. Все камеры изготовлены по единой технологии: диаметр анодных проволочек 20 мкм, шаг анодных проволочек 2 мм, зазор анод–катод 5 мм. Относительная погрешность измерения импульса в такой геометрии составляет менее 0.5%.

Наклон анодных проволочек в МПК-У и МПК-В к горизонтали равен 10.8°, эти камеры повернуты относительно друг друга на 180° вокруг вертикальной оси.

В камеры подается трехкомпонентная газовая смесь 70% аргона + 29.5% изобутана + 0.5% хладона 12 по двум направлениям последовательно: в МПК1–МПК4 – с расходом 100 мл/мин и в МПК5–МПК7 – с расходом 200 мл/мин. Плато эффективности регистрации заряженных частиц

для данной газовой смеси начинается при напряжении 4600 В.

Информация снимается с МПК посредством накамерной электроники [19]. Сигналы с усилителей-формирователей РПК-32 с регулируемым порогом чувствительности объединяются в две ветви для четных и нечетных номеров проволочек МПК и поступают в контроллеры БР-РПК системы сбора данных.

10. АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ

Инклюзивные сечения рождения частиц восстанавливаются с помощью итерационной процедуры, в которой используются выходы частиц и таблицы акцептанса. Таблицы акцептанса предварительно вычисляются для каждой конфигурации установки: угла отдачи α , импульса P и положения пучка. Измеряемые выходы частиц зависят от положения и формы пучка, а также уменьшаются на несколько порядков при изменении настроек от минимальных значений импульса $P \approx 1$ ГэВ/с до максимальных. Поэтому при расчете сечения требуется такая процедура, которая будет учитывать импульсные распределения внутри захвата по импульсу для каждой конфигурации.

Для тонких мишеней (С, Al, Cu, W) выход частиц типа i определяется выражением

$$Y_i = \frac{\left(\frac{N(p)}{N_p} - Y_{BGR} \right) fr(i)}{N_{TARG}}. \quad (2)$$

Здесь $N(p)$ – число всех частиц, измеренное установкой для импульса P за время, когда на мишень было сброшено N_p протонов; Y_{BGR} – нормированный фон, он определен ранее выражением (1); $fr(i)$ – доля частиц типа i (где i означает π, K, p, \dots), которая была определена с помощью времяпролетной системы для данного импульса и конкретной мишени.

Для водородной мишени выражение для определения выходов частиц иное:

$$Y_i = \frac{fr_{FULL}(i) \left(\frac{N(P)}{N_p} - \frac{|BGR|}{N_{2p}} \right) - fr_{EMPTY}(i) \left(\frac{|EMPTY|}{N_{1p}} - \frac{|BGR - EMPTY|}{N_{3p}} \right)}{N_{TARG}}, \quad (3)$$

где $|BGR|$, $|EMPTY|$ и $|BGR - EMPTY|$ – измерения фона соответственно с полной мишенью и закрытым затвором, пустой мишенью и открытым затвором, пустой мишенью и закрытым затвором; fr_{FULL} и fr_{EMPTY} обозначают долю частиц типа i , определенную с помощью времяпролетной системы соответственно для полной и пустой

мишеней. Отличие в обработке данных с жидководородной мишенью связано с заметным вкладом обогащенного тяжелыми ядерными фрагментами фона от фланцев мишени.

Дополнительная нормировка на число атомов мишени определяется как

$$N_{\text{TARG}} = \frac{N_A \rho t}{A}, \quad (4)$$

где A – число нуклонов ядра, N_A – число Авогадро, ρ и t соответственно плотность и толщина мишени.

Таблицы акцептанса $\varepsilon_i(p, \theta, \varphi, r)$ вычислялись при помощи программы моделирования физических установок Geant4. Таблицы содержат вероятность для частицы типа i образовать триггерный сигнал в установке в зависимости от ее импульса P , угла (θ , φ) и от точки r ее рождения в мишени. Параметры φ и r в сечение входить не могут, поэтому для расчетов использовались таблицы

$$\varepsilon_i(p, \theta) = \iint \varepsilon(p, \theta, \varphi, \vec{r}) d^3 r d\varphi. \quad (5)$$

Для антипротонов, протонов, тритонов и дейтронов это означает вероятность пройти по магнитному каналу установки от точки излучения до последнего детектора. Заряженный π -мезон при прохождении по магнитному каналу может распадаться с образованием заряженного мюона. Наша времяпролетная система не может отличить такой мюон от родительского π -мезона. Поэтому таблицы для π -мезонов содержат вероятность того, что мезон или его распадный мюон дойдут до конца установки через черенковский детектор, триггерные счетчики и времяпролетную систему. Для идентификации K -мезонов необходимо, чтобы они прошли через черенковский детектор, не распавшись. Моделирование показывает, что если K -мезон распадается в промежутке между МРПК1 и МРПК2, то его заряженные продукты распада практически не дают сигнала во всех триггерных счетчиках, и такими событиями можно пренебречь. Тем не менее, при расчете таблиц акцептанса вычислялась вероятность того, что K -мезон пройдет через черенковский счетчик или дальше, а если он распадется после черенковского счетчика, пионы или заряженные лептоны от его распада дадут сигнал в триггерных счетчиках и детекторах времяпролетной системы. Таблицы акцептанса имеют следующие размеры ячеек по импульсу и углу:

$$\Delta p \leq 0.02P, \quad \Delta \theta \leq 0.008, \quad \Delta \varphi \leq 0.01.$$

Для каждой ячейки разыгрывается такая статистика, чтобы точность вычисления эффективности для данной ячейки (биномиальное распределение) была не хуже 10^{-3} . Границы таблиц находят путем последовательного увеличения числа ячеек вокруг центральной области до тех пор, пока на границе объема эффективность срабатывания любой ячейки не станет меньше 10^{-3} .

После нахождения границ таблицы (фазового объема) размеры ячеек последовательно уменьшаются в 2 раза до тех пор, пока вариация инте-

гральной эффективности в таблице не станет меньше $\sim 10^{-2}$.

Число таблиц для каждого типа частиц равно числу измеренных конфигураций. Если известна зависимость сечения от импульса $\frac{d^3 \sigma(i, p, \alpha) E}{d^3 p} \equiv \sigma_i(p)$, то можно вычислить выход частиц в каждой конфигурации установки. Вычисления выполняются через интеграл

$$Y_i = y_i = \iint \sigma_i(p) \varepsilon_i(p, \theta) d \cos(\theta) \frac{p^2 dp}{E}. \quad (6)$$

Этот выход должен совпадать в пределах ошибок с тем, который определен в формулах (2) или (3). При сравнении восстановленных и экспериментальных выходов используется функция отклонения

$$\chi_i = \sum_{k=N}^{k=1} \left(1 - \frac{Y_i(P_k)}{y_i(P_k)} \right)^2 \frac{1}{\text{Err}_k^2}, \quad (7)$$

где сумма берется по всем экспериментальным точкам; Err_k – относительная точность измерения выхода в данной точке.

Непрерывное сечение $\sigma_i(p)$ задается значениями в N конфигурационных точках $\xi_i(P_k)$, которые затем соединяются кубическим сплайном

$$\sigma_i(p) = f(\xi_i(P_k)), \quad 1 \leq k \leq N.$$

Итерационная процедура восстановления сечений подбирает N значений $\xi_i(P_k)$ так, чтобы была минимальна функция (7). В первом приближении эти значения вычисляются как:

$$\xi_i^1(P) = \frac{Y_i(P)}{\iint \varepsilon_i(p, \theta) d \cos(\theta) \frac{p^2 dp}{E}}.$$

Дальнейшие итерации состоят в выполнении двух операций для каждой точки k последовательно от 1 до N . Первая операция подбирает смещение $\delta \xi$ одновременно для всех $\xi_i(P_k)$, $k \geq j$, так, чтобы функция (7) была минимальна. После соответствующей коррекции выполняется вторая операция, которая подбирает смещение для другой части точек: $\xi_i(P_k)$, $k < j$ – при минимальности функции (7). При завершении цикла по k итерации повторяются до тех пор, пока относительное изменение (между итерациями) в каждой точке $\xi_i(P_k)$ не станет меньше 10^{-3} . Абсолютная ошибка сечения вычисляется по формуле

$$\text{Err}(\sigma(P_k)) = \sigma(P_k) \sqrt{\text{Err}_k^2 + (1 - y(P_k)/Y(P_k))^2}.$$

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описаны основные элементы экспериментальной установки и приводятся их харак-

теристики. Параметры канала транспортировки частиц позволяют выводить на мишень установки до 10^{13} частиц за цикл У-70. Узкоапертурный фокусирующий спектрометр СПИН представляет собой систему из семи магнитных элементов, включающую в себя дипольные магниты и квадрупольные линзы. Расположение магнитных элементов на движущихся платформах дает возможность выбирать угол регистрации вторичных частиц в диапазоне от 25° до 55° к направлению пучка. Система диагностики пучка основана на использовании камер вторичной эмиссии, что обеспечивает долговременную стабильность отклика и позволяет работать в широком диапазоне интенсивностей пучка. Мишенная станция оснащена системой телемеханики, позволяющей выбрать экземпляр вещества мишени. Трековая система состоит из набора дрейфовых и пропорциональных камер, которые обеспечивают измерение импульсов частиц с точностью около 0.5%. Система идентификации сорта частиц основана на пороговом черенковском счетчике и многозачеренковых резистивных плоских камерах для времяпролетной техники и позволяет разделять частицы вплоть до 4 ГэВ/с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят руководство НИЦ “Курчатовский институт”—ИФВЭ за поддержку и внимание при создании установки СПИН и при организации и проведении измерений. Мы благодарим сотрудников У-70, отдела вывода, отдела пучков и отдела энергетических установок за внимательное и доброжелательное отношение при решении возникающих проблем. Много из того, что было задумано, никогда бы не реализовалось без умелых рук и светлой головы Александра Тихоновича Головина; приносим ему искреннюю благодарность за плодотворное сотрудничество.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аммосов В.В., Антонов Н.Н., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Коротков В.А., Мысник А.И., Прудкогляд А.Ф., Свиридов Ю.М., Семак А.А., Терехов В.И., Углеков В.Я., Уханов М.Н., Чуйко Б.В., Балдин А.А., Шиманский С.С. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 9–10. С. 773. <https://doi.org/10.1134/S2079562913090029>
2. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Коротков В.А., Мысник А.И., Прудкогляд А.Ф., Семак А.А., Терехов В.И., Углеков В.Я., Уханов М.Н., Чуйко Б.В., Шиманский С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 9–10. С. 678. <https://doi.org/10.7868/S0370274X16220021>
3. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Мысник А.И., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Терехов В.И., Углеков В.Я., Уханов М.Н., Шиманский С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 11–12. С. 799. <https://doi.org/10.1134/S0370274X18240025>
4. Антонов Н.Н., Балдин А.А., Викторов В.А., Галоян А.С., Гапиенко В.А., Гапиенко Г.С., Гресь В.Н., Илюшин М.А., Прудкогляд А.Ф., Пряников Д.С., Романовский В.А., Семак А.А., Солодовников И.П., Терехов В.И., Уханов М.Н., Шиманский С.С. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 5–6. С. 291. <https://doi.org/10.31857/S0370274X2005001X>
5. Новости и проблемы фундаментальной физики. Специальный выпуск. 2007. № 1. <http://exwww.ihep.ru/ihep/journal/ИНЕР-1-2007.pdf>
6. Новости и проблемы фундаментальной физики. 2009. № 2. <http://exwww.ihep.ru/ihep/journal/ИНЕР-2-2009.pdf>
7. Асанов В.Н., Гришин В.Н., Иванова Н.С., Копырин А.А., Кошелев А.В., Ларионов А.В., Лукьянцев А.Ф., Маконин С.В., Матюшин А.А., Милюткин В.П., Селезнев В.С., Слепцов М.А., Сотников А.Ю., Сытин А.Н. // ПТЭ. 2013. № 4. С. 16. <https://doi.org/10.7868/S0032816213030208>
8. <http://www.autompro.ru/index.htm>
9. Apollinari G., Béjar Alonso I., Brüning O., Fessia P., Lamont M., Rossi L., Taviani L. CERN Yellow Reports: Monographs. V. 4/2017CERN-2017-007. High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC) Technical Design Report V. 0.1.
10. Попов А.В., Самсонов Н.Г. Препринт НИИЭФА № П-Б-0440. Л., 1979
11. Алексеев А.В., Веселов М.Д., Кузнецов В.С., Ласточкин Ю.А., Мозалевский И.А., Никифоровский А.В., Тарасов Б.И., Фролов А.М. Препринт ИФВЭ № ОП 68-62. Серпухов, 1968.
12. Dillon J. Hayes A thesis submitted in partial fulfillment of the requirement for the degree of Bachelor of Science. https://www.wm.edu/as/physics/documents/seniorstheses/class2018theses/hayes_dillon.pdf
13. Kuzmin N.A., Ladygin E.A., Ladygin V.P., Petukhov Yu.P., Sychkov S.Ya., Semak A.A., Ukhanov M.N., Usenko E.A. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2019. V. 916. P. 190. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.098>
14. Anghinolfi F., Jarron P., Martemyanov A.N., Usenko E., Wenninger H., Williams M.C.S., Zichichid A. // Nucl. Instrum. and Methods in Physics Research A. 2004. V. 533. P. 183. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.07.024>
15. <https://www.caen.it/products/vx1290a-2esst/>
16. Бушин Ю.Б., Ваньев В.С., Гончаров П.И., Зимин С.А., Исаев А.Н., Конопляников А.К., Марчихин Н.К., Медовиков В.А., Макаров Г.П., Разумов А.А., Сенько В.А., Солдатов М.М., Шаланда Н.А., Якимчук В.И. Препринт ИФВЭ 88-47. Серпухов, 1988.
17. http://tdc.web.cern.ch/tdc/hptdc/docs/hptdc_manual_ver2.2.pdf
18. Вишневецкий А.В., Голутвин И.А., Зарубин А.В., Злобин Ю.Л., Кишин Ю.Т., Кузьмин Н.А., Светов Л.В., Смолин Д.А., Яцененко Ю.А. // ПТЭ. 1979. № 3. С. 60.
19. Голутвин И.А., Евдокимов Н.Н., Жильцов В.Е., Картавин В.Ю., Попов А.А., Смолин Д.А., Хабаров В.С. Препринт ОИЯИ № P13-81-123. Дубна, 1981.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 53.089.6:539.1.08

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ
НЕЙТРОНОВ СПЕКТРОМЕТРОМ-ДОЗИМЕТРОМ SDMF-1608SN
В РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЯХ РТВ ИОННОЙ УСКОРИТЕЛЬНОЙ
УСТАНОВКИ (PIAF), ГЕРМАНИЯ© 2022 г. П. И. Руднев^{а,*}, И. В. Чешигин^а^а ООО “Центр АЦП”

Россия, 125040, Москва, ул. Верхняя, 6

*e-mail: peter@centeradc.ru

Поступила в редакцию 10.03.2022 г.

После доработки 16.04.2022 г.

Принята к публикации 29.04.2022 г.

Приведены результаты измерений плотности потока медленных нейтронов и энергетических распределений плотности потока быстрых нейтронов с помощью цифрового спектрометра-дозиметра SDMF-1608SN в полях ионной ускорительной установки PIAF (РТВ – Physikalisch-Technische Bundesanstalt Nationales Metrologieinstitut, Германия). Полученные результаты демонстрируют высокую точность измерения энергии и плотности потока нейтронов в широком энергетическом диапазоне (от 24 кэВ до 20 МэВ).

DOI: 10.31857/S0032816222050214

ВВЕДЕНИЕ

Мобильный цифровой спектрометр-дозиметр нейтронного и γ -излучения SDMF-1608SN разработан в ООО “Центр АЦП”, Москва [1, 2]. Внешний вид спектрометра-дозиметра показан на рис. 1.

Для измерения энергетического распределения плотности потока быстрых нейтронов в диапазоне энергий 0.1–16 МэВ используется детектор на основе органического сцинтиллятора. Метод регистрации основан на упругом рассеянии

нейтронов на ядрах водорода с последующим восстановлением энергетического спектра нейтронов из аппаратного спектра протонов отдачи методом сглаживающего дифференцирования [3]. В процессе восстановления учитываются и вводятся поправки на многократное рассеяние нейтрона в сцинтилляторе и краевые эффекты (выход протона отдачи за пределы сцинтиллятора).

Детектор на органическом сцинтилляторе также регистрирует энергетические распределения γ -квантов в диапазоне от 100 кэВ до 8 МэВ. Метод



Рис. 1. Внешний вид спектрометра-дозиметра.

регистрации основан на упругом рассеянии γ -квантов на свободных электронах (комptonовское рассеяние). Энергетическое распределение плотности потока γ -квантов восстанавливается из аппаратного распределения комptonовских электронов методом сглаживающего дифференцирования с введением поправок на многократное рассеяние γ -квантов в сцинтилляторе и краевые эффекты (выход электронов отдачи за пределы сцинтиллятора) [3].

Для измерения плотности потока медленных нейтронов в диапазоне энергий от 0.03 эВ до 100 кэВ используется детектор на основе борного счетчика СНМ-13 с полиэтиленовым замедлителем. Детектор откалиброван в широком диапазоне полей медленных нейтронов, сформированных за различными легкими защитными материалами толщиной от 5 до 50 см. Первичным источником быстрых нейтронов служит радионуклидный источник $^{239}\text{Pu}(\alpha, n)^9\text{Be}$ со средней энергией ~ 4.9 МэВ. Энергетические распределения плотности потока нейтронов с энергией выше 0.1 МэВ за защитными материалами рассчитывались с помощью кода VRAD (Virtual Radiation) [4], реализующего метод расчетного эксперимента Монте-Карло, и измерялись с помощью спектрометра-дозиметра SDMF-1608SN. Результаты расчета сравнивались с измеренными энергетическими распределениями плотности потока быстрых нейтронов и нормировались на них, что позволяло объединить результаты измерений различными детекторами.

Спектрометр-дозиметр в реальном масштабе времени обеспечивает измерение аппаратных распределений импульсов и их идентификацию, восстановление энергетических спектров быстрых нейтронов и γ -квантов с отображением результатов на экране спектрометра-дозиметра и определение (вычисление) мощности эффективной дозы или мощности амбиентного эквивалента дозы (в зивертах) от излучений обоих видов в любом выбранном пользователем диапазоне энергий нейтронов и γ -квантов.

При вычислении мощности эффективной дозы и амбиентного эквивалента дозы используются значения конверсионных коэффициентов (в зиверт-квадратных сантиметрах) на единичный поток нейтронов и γ -квантов при различных энергиях излучения для отечественных (НРБ-99/2009) или международных (ISO-8529(3)-2001, ICRP 74, 1995) норм радиационной безопасности в зависимости от установки пользователя. Для γ -квантов вычисляется также мощность экспозиционной дозы в воздухе (в рентгенах) с использованием значений экспозиционной дозы на единичный поток γ -квантов при различных энергиях излучения (в микрорентген-квадратных санти-

метрах) – так называемая дозовая кривая Снай-дера.

При вычислении мощности эффективной дозы принимается во внимание также геометрия источника излучения (выбирается пользователем) – изотропное поле излучения или мононаправленный пучок излучения. Также для мононаправленного пучка излучения можно выбрать условия облучения человека: грудью, спиной, правым боком, левым боком и круговое облучение (также выбирается пользователем).

Опираясь на определение эффективной дозы, как

$$D_{\text{эф}}(E) = Q(E) \sum w_t D_{\text{abs},t}(E),$$

где $D_{\text{эф}}(E)$ – энергетический спектр эффективной дозы; $Q(E)$ – энергетическое распределение коэффициента качества излучения; w_t – весовой коэффициент для различных органов человека; $D_{\text{abs},t}(E)$ – энергетический спектр поглощенной дозы для различных органов человека, рассчитывается поглощенная доза (в греях) нейтронов и γ -излучения для всего человека. Для γ -квантов также вычисляется поглощенная доза (в радах) в воздухе.

Для спектрометра-дозиметра предусмотрена возможность проведения online измерений, что было активно использовано в настоящей работе.

Спектрометр-дозиметр SDMF-1608SN может применяться, в частности, для измерения энергетического распределения плотности потока быстрых нейтронов и γ -квантов на ядерно-энергетических установках, ускорителях и генераторах быстрых нейтронов, а также при калибровках интегральных дозиметров для γ -квантов и нейтронов.

В этой статье будут описаны результаты работы, относящиеся к нейтронному излучению.

УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ИЗМЕРЕНИЙ

Измерения спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN проводились в полях ионной ускорительной установки PIAF (PTB – Physikalisch-Technische Bundesanstalt Nationales Metrologieinstitut) при энергиях нейтронов: 24, 144, 250, 565 кэВ, 1.2, 2.5, 5.0, 8.0, 14.8, 19.0 МэВ) с 7 по 14 июня 2021 года [5, 6]. Информация о мишенях, использованных нейтронно-образующих реакциях и энергиях нейтронов представлена в табл. 1.

Измерения осуществлялись в полях монохроматических нейтронов в соответствии с общими рекомендациями международных стандартов: ISO 8529-1:2001 “Излучения нейтронные эталонные. Часть 1. Характеристики и методы получения”; ISO 8529-2:2000 “Излучения нейтронные эталонные. Часть 2. Основные принципы калибровки радиационно-защитных приборов, каса-

Таблица 1. Данные моноэнергетических нейтронных полей

Реакция	Мишень	Θ_n	E_n , МэВ	ΔE_n , кэВ
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	76.5°	0.024	8
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	0°	0.144*	11*
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	0°	0.250	9
${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$	Li, 70 мкг/см ²	0°	0.565	8
${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$	Ti(T), 1 мг/см ²	0°	1.2	74
${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$	Ti(T), 2 мг/см ²	0°	2.5	103
${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$	D ₂ , 850 гПа	0°	5.0	124
${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$	D ₂ , 1830 гПа	0°	8.0	100
${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$	Ti(T), 1 мг/см ²	0°	14.8	435
${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$	Ti(T), 2 мг/см ²	0°	19.0	250

Примечание. Для угла падения нейтронов Θ_n , средней энергии нейтронов E_n и половинной ширины на уровне половинной амплитуды распределения прямых нейтронов ΔE_n указаны номинальные значения.

* Из-за распределения лития, отличного от номинального, фактическая средняя энергия была на 3.4 кэВ ниже номинальной, а ширина распределения увеличилась на 6%.

ющиеся основных величин, характеризующих радиационное поле”; ISO 8529-3:1998 “Излучения нейтронные эталонные. Часть 3. Калибровка дозиметров местности и персональных дозиметров, определение их характеристик чувствительности как функции энергии электронов и угла падения”.

Измерения выполнялись в условиях “открытой геометрии” (в помещении размером 24 × 30 × 14 м с малым рассеянием нейтронов) на ускорительном комплексе PIAF РТВ (рис. 2). Температура в помещении в процессе выполнения измерений поддерживалась в пределах $21.5 \pm 1.0^\circ\text{C}$.

При проведении измерений использовались три детектора спектрометра-дозиметра для различных областей энергетического диапазона:

– детектор быстрых нейтронов и γ -квантов № 1 был настроен для диапазона энергий нейтронов от 100 кэВ до 2 МэВ;

– детектор быстрых нейтронов и γ -квантов № 2 был настроен для диапазона энергий нейтронов от 500 кэВ до 21 МэВ;

– детектор медленных нейтронов № 3 с диапазоном энергий нейтронов от тепловых нейтронов до 100 кэВ.

Ниже приводятся условия и процедура проведения измерений, а также результаты, полученные на основании отчетов РТВ [7–9] и данных измерений.

В каждом измерении детектор (№ 1 и № 2) испытуемого прибора размещался в воздухе, так что в точке измерения находилась его передняя стенка (торцевая часть). Расстояние между точкой измерения и реактивным слоем мишени для образования нейтронов составляло 200 см.

В измерениях медленных нейтронов с энергией 24 кэВ нейтроны падали перпендикулярно направлению оси цилиндрического детектора № 3. Детектор размещался таким образом, чтобы точ-

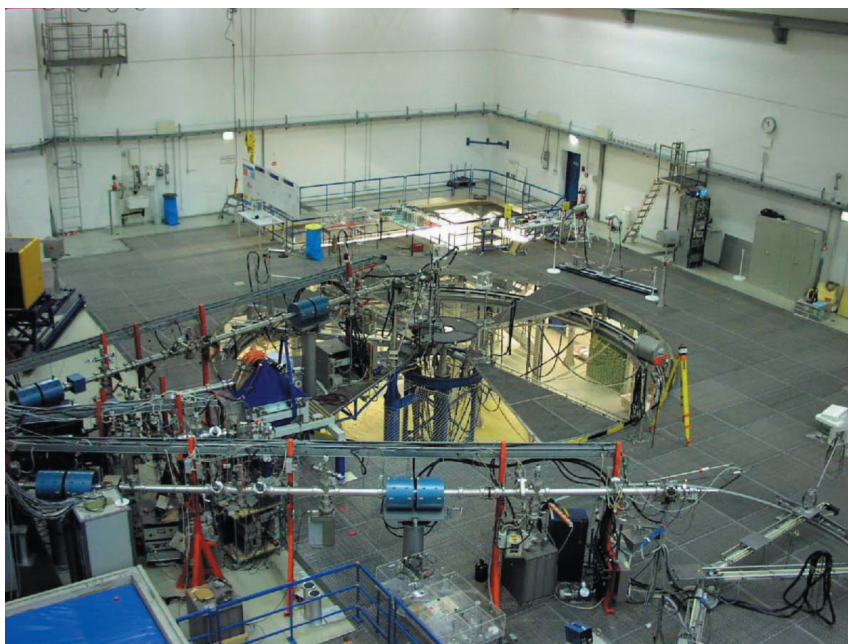
**Рис. 2.** Экспериментальный зал ускорительной установки РТВ.



Рис. 3. Проведение измерения фонового нейтронного излучения.

ка измерений находилась на поверхности детектора в 6 см от передней стенки (торцевой части), которая являлась эффективным центром детектора медленных нейтронов.

Облучение детекторов испытываемого устройства при энергиях нейтронов более 100 кэВ осуществлялось под углом 0° относительно направления ионного пучка, а при более низких энергиях нейтронов (с энергией 24 кэВ) – под углом более 0° (см. табл. 1).

Для определения количества нейтронов, рассеянных в воздухе или в элементах конструкций помещения (ВГ), проводились отдельные облучения с использованием теневого конуса, размещаемого между мишенью и детектором спектрометра-дозиметра (рис. 3). При этом детектор располагался в пределах затененной области. Для некоторых нейтронных полей облучения с тенью конусом не выполнялись ввиду малого числа рассеянных нейтронов.

Таблица 2. Результаты измерений тока пучка заряженных частиц (результаты РТВ)

E , МэВ	Обозначение детектора	MS	t , с	dI/dt , %/(60 · с)	$I_{\text{кон}} - I_{\text{нач}}$, %
1.2	Детектор 1 ВГ	9	351.48	-0.73	$-0.29 \cdot 10^1$
2.5	Детектор 1 ВГ	6	477.01	0.73	$0.44 \cdot 10^1$
14.8	Детектор 1	6	1474.01	-0.346	-7.62
14.8	Детектор 1 ВГ	7	1149.04	-0.402	-6.84

В качестве мишени при энергиях облучения 5 и 8 МэВ использовался газообразный дейтерий. Для учета вклада в суммарный отклик детектора нейтронов, образующихся при взаимодействии ядер дейтерия с материалом входного окна (молибденовая фольга) и *золотым поглотителем пучка*, проводились отдельные облучения с мишенями без газа.

При энергии 19 МэВ поле содержит ионы, возникающие при взаимодействии пучка ядер дейтерия с материалом титана тритиевой мишени (Ti(T)). Для устранения влияния данных нейтронов проводилось отдельное облучение с мишенью из титана той же толщины, но без трития. Помимо этого, такое поле содержит монохроматические нейтроны, образующиеся в результате реакции $D(d, n)^3\text{He}$ с дейтерием, присутствующим в тритии из-за его неидеальной чистоты. Средняя энергия данных нейтронов 5.81 МэВ, а их плотность потока составляет до 3.6% от плотности потока моноэнергетических нейтронов с энергией 19 МэВ, образующихся в результате реакции $T(d, n)^4\text{He}$.

ПРОЦЕДУРА ИЗМЕРЕНИЙ

Все измерения выполнялись в режиме online, при этом экспериментаторы, управляющие спектрометром-дозиметром, находились в России (Москва), а сам спектрометр-дозиметр – в РТВ, Германия (Braunschweig).

Измерения выполнялись по следующей процедуре.

Таблица 3. Результаты измерений при проведении облучений (результаты РТВ)

E , кэВ	Обозначение детектора	MS	d , см	t , с	Q , мКл	Φ_{dir} , 10^5 см^{-2}	Φ_{dir}/t , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
24	Детектор 1	5	200	946.58	3.4677	0.194	$2.04 \cdot 10^1$
	Детектор 3	6	200	1048.24	3.7927	0.213	$2.03 \cdot 10^1$
	Детектор 3 BG	7	200	1042.45	3.7634		
	Детектор 3 сбоку	8	200	1060.67	3.8261	0.216	$2.03 \cdot 10^1$
144	Детектор 1	5	200	2594.41	3.1252	1.78	$6.86 \cdot 10^1$
	Детектор 1 BG	6	200	330.22	0.4060		
250	Детектор 1	5	200	1332.43	4.0737	1.07	$8.1 \cdot 10^1$
	Детектор 1 BG	6	200	636.34	1.9370		
565	Детектор 1	5	200	820.16	2.5368	3.36	$4.10 \cdot 10^2$
	Детектор 1 BG	6	200	533.06	1.6331		
	Детектор 2	7	200	427.58	1.2944	1.73	$4.03 \cdot 10^2$
1200	Детектор 1	8	200	805.23	2.6548	3.38	$4.20 \cdot 10^2$
	Детектор 1 BG	9	200	351.48	1.1528		
	Детектор 2	5	200	1344.92	4.4242	5.64	$4.19 \cdot 10^2$
	Детектор 2 BG	6	200	387.08	1.2816		
2500	Детектор 1	5	200	884.55	1.4015	7.44	$8.4 \cdot 10^2$
	Детектор 1 BG	6	200	477.01	0.7703		
5000	Детектор 1	5	200	1318.68	1.9531	13.5	$1.02 \cdot 10^3$
	Детектор 1 BG	6	200	371.03	0.5534		
	Детектор 1 без газа	7	200	504.82	0.7652		
8000	Детектор 1	7	200	1024.11	0.5913	14.8	$1.43 \cdot 10^3$
	Детектор 1 BG	8	200	604.38	0.3463		
	Детектор 1 без газа	9	200	407.27	0.2322		
14800	Детектор 1	6	200	1474.01	4.9269	10.8	$7.3 \cdot 10^2$
	Детектор 1 BG	7	200	1149.04	3.4659		
19000	Детектор 1	5	200	2603.84	7.6217	5.39	$2.07 \cdot 10^2$
	Детектор 1 BG	6	200	623.00	1.8102		
	Детектор 1 пустой	7	200	602.60	1.7428		

1. Оператор источника нейтронов (специалист РТВ) устанавливал детектор спектрометра-дозиметра на необходимое расстояние от мишени ускорителя и включал спектрометр-дозиметр, устанавливая связь между ним и компьютером оператора спектрометра-дозиметра в Москве (специалист ООО "Центра АЦП").

2. Оператор источника нейтронов (специалист РТВ) запускал пучок и информировал об этом оператора спектрометра-дозиметра (специалист ООО "Центр АЦП") по конференц-связи.

3. Оператор спектрометра-дозиметра выполнял измерения с помощью установленного детектора. По завершении измерений он сообщал об этом оператору источника нейтронов.

4. Оператор источника нейтронов отключал пучок.

5. Все измеренные значения ставились в соответствие времени от включения пучка до его отключения. Длительность фактического интервала измерений не сообщалась. Таким образом, средняя величина плотности потока в течение периода, когда пучок был включен, и периода измерений могли различаться.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты измерений специалистами РТВ приведены в табл. 2, 3. Их надежность многократно подтверждена результатами международных сличений (CCRI(II)-K10, CCRI(III)-K11 [10, 11]). В таблицах приведены обозначения для иденти-

Плотность потока, нейтронов/(см² · с · МэВ)

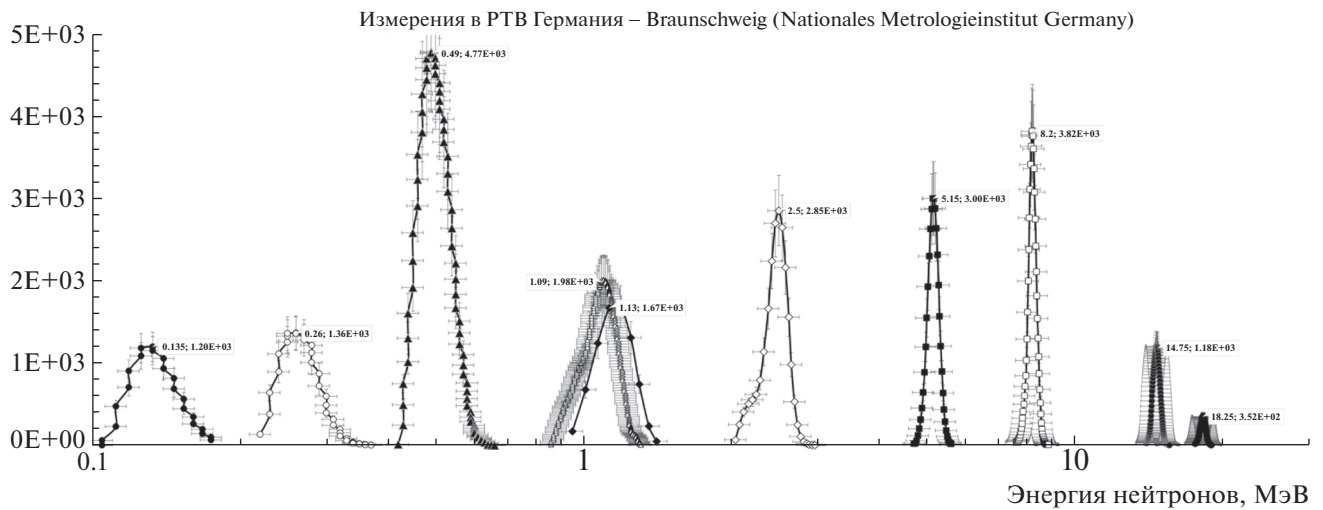


Рис. 4. Энергетические распределения плотности потока быстрых нейтронов, измеренные спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN.

фикации облучения по номеру детектора спектрометра-дозиметра, а также по номеру запуска облучения MS. Для устранения влияния нейтронов, рассеянных в воздухе или испускаемых конструкциями помещения, посредством теневого конуса, расположенного между детектором и мишенью, в данных таблицах приведен заряд пучка Q , т.е. интеграл тока пучка по времени. Аналогично может быть устранено влияние нейтронов, испускаемых мишенью ускорителя, без учета рассеяния в газе.

Величина t соответствует времени измерения, а d — расстоянию между мишенью и точкой расположения детектора. Плотность потока прямых нейтронов Φ_{dir} приведена для точки, расположенной на расстоянии d от мишени, производящей нейтроны. Стандартная погрешность u_d измерений расстояния d составляет 0.2 см. Данные измерений времени t и заряда Q носят информационный характер.

Мониторинг тока пучка I для всех полей, за исключением поля нейтронов с энергией 24 кэВ,

Таблица 4. Сравнение параметров источника (измерения РТВ) и данных измерений спектрометром-диметром SDMF-1608SN

Источник		Измерение		Источник	Измерение	
E , МэВ	ΔE_n , МэВ	E , МэВ	ΔE_n , МэВ	Φ , см ⁻² · с ⁻¹	Φ , см ⁻² · с ⁻¹	$\Delta \Phi_n$, см ⁻² · с ⁻¹
0.024	0.008	0.024	—	20.3	18	2.7
0.144	0.011	0.133	0.00665	68.6	63.7	3.185
0.25	0.009	0.26	0.013	81.4	86.4	4.32
0.565	0.008	0.49	0.0245	410	450	22.5
1.2*	0.073	1.1	0.055	419	428	21.4
1.2**	0.073	1.16	0.058	420	447	22.35
2.5	0.103	2.5	0.125	840	888	44.4
5	0.124	5.16	0.258	1020	1030	51.5
8	0.1	8.2	0.41	1430	1430	71.5
14.8	0.435	14.7	0.735	730	741	37.05
19	0.25	18.2	0.91	203	206	10.3

*детектор № 1

**детектор № 2

Примечание. E — энергия нейтронов; ΔE_n — абсолютная погрешность; Φ — измеренная плотность потока нейтронов; $\Delta \Phi_n$ — абсолютная погрешность измерения плотности потока нейтронов.

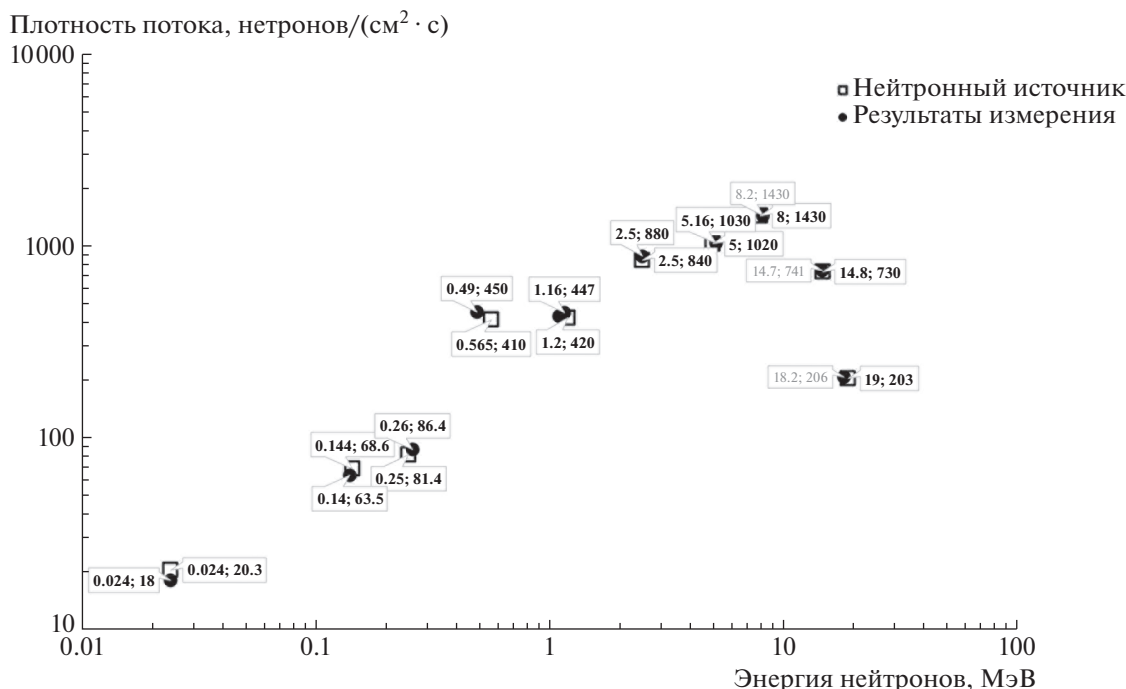


Рис. 5. Сравнение плотности потока источника (измерения РТВ) с данными измерений спектрометром-дозиметром SDMF-1608SN.

выполнялся путем регистрации заряда Q с интервалом в 1 мин. Относительное среднее квадратичное отклонение для этих измерений тока в большинстве случаев составило менее 1.5%. В отдельных случаях наблюдалось линейное отклонение величины I . Соответствующие результаты измерений и наблюдавшиеся отклонения относительно среднего тока для каждого измерения приведены в табл. 2 для обеспечения возможности коррекции и вычисления погрешностей.

На рис. 4 приведены данные измерений энергетической зависимости плотности потока быстрых нейтронов, а в табл. 4 и на рис. 5 — плотность потока источника (измерения РТВ) в сравнении с соответствующими измерениями спектрометром-дозиметром. При энергии нейтронов 1.2 МэВ была выполнена смена детекторов нейтронов (детектор № 1 на детектор № 2). Данные измерений и сличение их с параметрами источника показывают высокую точность проведенных измерений, а также подтверждают способность спектрометра-дозиметра измерять энергетические зависимости абсолютной плотности потока нейтронов в широком энергетическом диапазоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Моисеев Н.Н., Дидык А.В. // Журнал АНРИ. 2016. № 4. С. 24.
2. Руднев П., Моисеев Н., Дидык А. // Электроника НТБ. 2016. № 8. С. 78.
3. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1991.
4. Кожевников А.Н., Мадеев В.Г. // Сборник тезисов докладов 10-й юбилейной научной конференции "Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях". Обнинск, 2015. С. 297–298.
5. Brede H.J., Cosack M., Dietze G., Gumpert H., Guldbakke S., Jahr R., Kutscha M., Schlegel-Bickmann D., Scholermann H. // Nucl. Instrum. and Methods. 1980. V. 169. P. 349. [https://doi.org/10.1016/0029-554x\(80\)90928-3](https://doi.org/10.1016/0029-554x(80)90928-3)
6. Lesiecki H., Cosack M., Scholermann H. // РТВ-Mitteilungen. 1988. V. 97. P. 373.
7. Test Report РТВ-6.4-2021/14N. Braunschweig, 2021.
8. Nolte R., Röttger S. РТВ report РТВ-N-58. Braunschweig, 2018.
9. Schlegel D. РТВ laboratory report РТВ-6.42-05-2. Braunschweig, 2005.
10. Chen J., Wang Z., Rong C., Lövestam G., Plompen A., Puglisi N., Gilliam D.M., Eisenhauer C.M., Nico J.S., Dewey M.S., Kudo K., Uritani A., Harano H., Takeda N., Thomas D.J. et al. // Metrologia. 2007. V. 44. Tech. Suppl. 06005. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/44/1A/06005>
11. Gressier V., Bonaldi A.C., Dewey M.S., Gilliam D.M., Harano H., Masuda A., Matsumoto T., Moiseev N., Nico J.S., Nolte R., Oberstedt S., Roberts N.J., Röttger S., Thomas D.J. // Metrologia. 2014. V. 51. № 1A. Tech. Suppl. 06009. <https://doi.org/10.1088/0026-1394/51/1A/06009>

**БЛОК ДИНИСТОРОВ С УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ
С ВЫСОКОВОЛЬТНЫМ ОБОСТРИТЕЛЕМ ИМПУЛЬСОВ
В ЦЕПИ УПРАВЛЕНИЯ**© 2022 г. С. В. Коротков^{а,*}, Ю. В. Аристов^а^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

Поступила в редакцию 16.03.2022 г.

После доработки 01.04.2022 г.

Принята к публикации 02.04.2022 г.

Приведены результаты исследований высоковольтного блока динисторов с ударной ионизацией в режиме коммутации импульсов тока с амплитудой несколько килоампер и скоростью нарастания до 100 кА/мкс. Описана цепь управления этого блока с обострителем фронта импульсов запускающего напряжения, обеспечивающая существенное уменьшение потерь энергии в динисторах.

DOI: 10.31857/S0032816222050068

Эффективность генераторов быстро нарастающих импульсов тока с емкостными накопителями энергии существенно зависит от потерь энергии в замыкающих коммутаторах, которые определяются временем их включения в состояние с высокой проводимостью. В связи с этим современные полупроводниковые коммутаторы тиристорного типа имеют хорошие перспективы использования, так как обладают достаточно малым временем переключения в хорошо проводящее состояние. В настоящее время наименьшем временем переключения из непроводящего состояния в состояние с высокой проводимостью обладают описанные в работах [1–4] кремниевые коммутаторы тиристорного типа (КТТ), переключаемые в результате ударной ионизации кремния. В этих коммутаторах процесс ударной ионизации инициируется предложенным в [5] способом, состоящим в приложении наносекундного импульса высокого напряжения, амплитуда которого существенно превышает напряжение стационарного пробоя полупроводниковой структуры КТТ. Ударная ионизация обеспечивает очень быструю генерацию электронно-дырочной плазмы. В результате высокая проводимость КТТ достигается за время <1 нс, которое уменьшается при увеличении скорости нарастания запускающего напряжения. Такое малое время переключения в хорошо проводящее состояние определяет рекордно малые потери энергии при коммутации наносекундных импульсов тока. К несомненным достоинствам КТТ можно отнести то, что при последовательном соединении они могут включаться об-

щим запускающим импульсом высокого напряжения.

В данной статье описаны исследования высоковольтного блока динисторов с ударной ионизацией (SID – shock-ionized dynistors) [6], выполненные с целью повышения его эффективности. Конструкция SID была разработана в результате оптимизации известных КТТ. Как показывают исследования [7–9], она обеспечивает эффективное переключение SID при сравнительно малой мощности импульса запуска.

Исследовался блок SID с рабочим напряжением 12 кВ. Его переключение осуществлялось с помощью широко используемой для запуска КТТ цепи управления, которая содержала запускающий генератор с индуктивным накопителем энергии и прерыватель тока в виде блока последовательно соединенных дрейфовых диодов с резким восстановлением (DSRD – Drift Step Recovery Diodes) [10]. Так как напряжение на блоке SID в момент включения велико, то блок DSRD имел большое рабочее напряжение и состоял из высоковольтных диодов с напряжением стационарного пробоя 1.2 кВ, которые не могли обеспечить фронт запускающих импульсов менее 3 нс.

Целью нашей работы являлось исследование возможности уменьшения коммутационных потерь энергии в блоке SID при уменьшении фронта импульсов запускающего напряжения с помощью высоковольтного обострителя на основе SID с малой рабочей площадью.

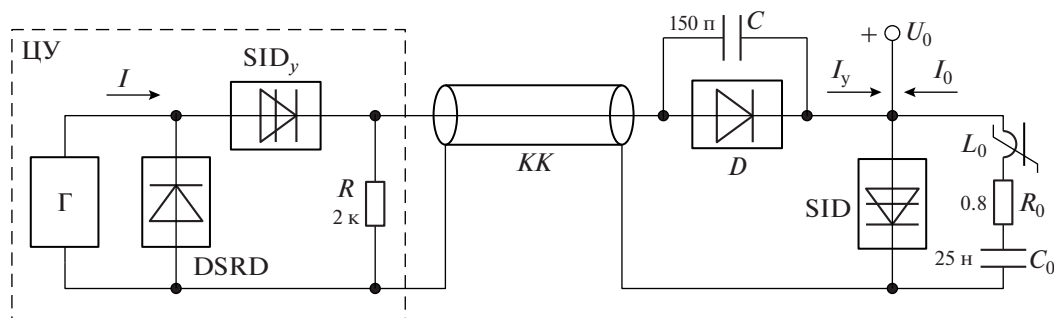


Рис. 1. Электрическая схема опытного стенда. ЦУ – цепь управления; КК – коаксиальный кабель; Г – генератор; D – К100 (2 последовательно); L_0 – сердечник феррит N87 (EPCOS), 5 колец размером $16 \times 9.6 \times 6.3$ мм, $w = 1$.

Исследования проводились на опытном стенде, который был построен по схеме, представленной на рис. 1. Стенд состоял из основной цепи, содержащей конденсатор C_0 , дроссель L_0 и основной блок SID, а также разделительной цепи C–D и коаксиального кабеля КК. Переключение блока SID осуществлялось с помощью цепи управления ЦУ, которая содержала блок DSRD, обостряющий блок SID_y и запускающий генератор Г. В блоках SID и SID_y использовались соответственно 6 и 3 последовательно соединенных диода с напряжением стационарного пробоя 2.5 кВ, которые имели диаметр структур соответственно 24 и 7 мм. Блок DSRD состоял из 35 диодов с диаметром структур 16 мм.

Принцип действия стенда заключается в следующем. В исходном состоянии конденсатор C_0 заряжен до напряжения U_0 . Это напряжение приложено к блоку SID. Цепь C–D и резистор R устраняют возможность приложения напряжения U_0 к цепи SID_y –DSRD. Процесс формирования импульса запуска блока SID начинается после включения генератора Г, который был ранее описан в работе [11]. Сначала через блок DSRD пропускается импульс тока в прямом направлении. Он имеет принципиально малую длительность (~ 350 нс) и обеспечивает накопление заряда в диодах. В момент окончания прямого тока через блок DSRD пропускается быстро нарастающий обратный ток, который за время ~ 150 нс осуществляет вынос всего накопленного заряда. В результате диоды блока DSRD выключаются, и протекающий через генератор Г ток I коммутируется в блок SID_y . При этом происходит быстрая зарядка собственных емкостей диодисторов этого блока, и напряжение на блоке SID_y резко нарастает. Когда напряжение на блоке SID_y достигает величины, достаточной для ударной ионизации диодисторных структур, он включается за время < 1 нс. После включения блока SID_y ток I коммутируется в коаксиальный кабель КК. В результате на входе кабеля формируется импульс напряжения $U_{\text{вх}}$,

амплитуда которого определяется произведением тока I на волновое сопротивление кабеля. Амплитуда импульса напряжения $U_{\text{вх}}$ на выходе кабеля зависит от величины напряжения переключения блока SID и может достигать $2U_{\text{вх}}$.

Быстро нарастающее напряжение $U_{\text{вх}}$ прикладывается к цепи C–D и к блоку SID. В результате через собственную емкость блока SID протекает ток управления I_y , который осуществляет зарядку этой емкости. При этом напряжение на блоке SID резко нарастает до величины, достаточной для его включения. В процессе запуска блока SID дроссель L_0 имеет большую индуктивность и исключает возможность перераспределения тока I_y в силовую цепь. После включения блока SID через него продолжает протекать ток I_y , который поддерживает высокую проводимость диодисторов до момента насыщения сердечника дросселя L_0 . Сердечник дросселя L_0 насыщается спустя несколько наносекунд после включения блока SID. При этом индуктивность дросселя резко уменьшается, и через блок SID протекает быстро нарастающий ток I_0 .

В процессе исследований измерялись токи I , I_0 и напряжение U на блоке SID. Для измерения токов I , I_0 использовался осциллограф Tektronix TDS 3052C с полосой пропускания 500 МГц и датчики тока Pearson current monitor 410. Измерение напряжения U осуществлялось с помощью осциллографа Tektronix DPO 5204 с полосой пропускания 2 ГГц и самодельного низкоомного делителя, который подключался к блоку SID через разделительный конденсатор. Конструкция делителя описана во многих работах, например, в [12]. Нижним плечом делителя являлся коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом. В качестве верхнего плеча использовался частично экранированный малогабаритный резистор с сопротивлением 470 Ом. Делитель был калиброван при использовании импульсов напряжения с фронтом 0.3 нс, которые формировались с помощью генератора И1-15. В результате

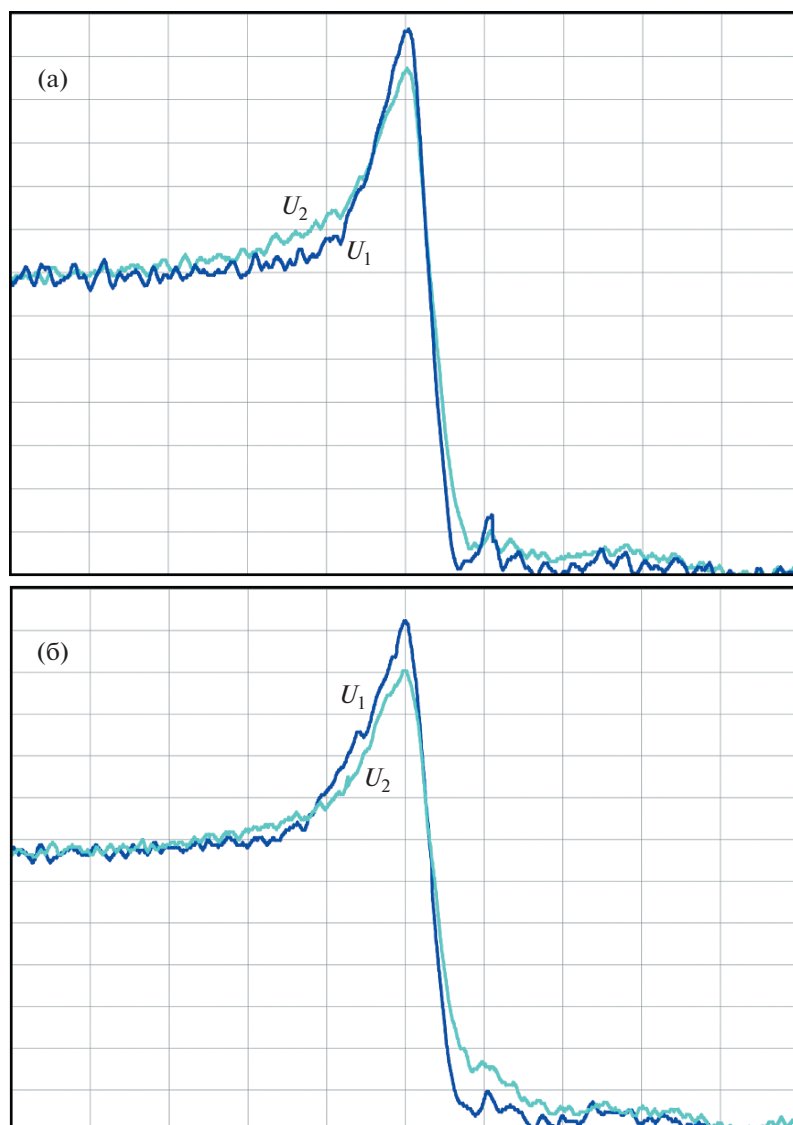


Рис. 2. Осциллограммы напряжения на блоке SID при токе I с амплитудой 300 А (а) и 200 А (б) при использовании обострителя (U_1) и без обострителя (U_2). Масштаб: по вертикали – 2 кВ/деление, по горизонтали – 2 нс/деление.

оптимизации длины экрана резистора верхнего плеча была обеспечена возможность достоверного измерения сигналов с фронтом 0.5 нс.

На рис. 2 приведены осциллограммы напряжения на блоке SID, иллюстрирующие процесс его переключения при использовании блока SID_y, обостряющего фронт запускающего напряжения (кривые с индексом 1) и без блока SID_y (кривые с индексом 2). Они получены при отключенной основной цепи. Осциллограммы на рис. 2а и 2б соответствуют токам I с амплитудой 300 и 200 А соответственно.

Как видно из осциллограмм, величина напряжения на блоке SID в момент его включения составляет более 20 кВ. Она существенно превышает величину суммарного напряжения стационар-

ного пробоя шести используемых динисторов (15 кВ). Такой результат обусловлен тем, что за время нарастания запускающего напряжения стационарный пробой в динисторных структурах развиваться не успевает. Обостритель позволяет увеличить скорость нарастания запускающего напряжения на блоке SID. При этом включение блока SID происходит при более высоком напряжении, которое определяет более высокую интенсивность процессов ударной ионизации в динисторных структурах. В результате уменьшается время включения блока SID и увеличивается его проводимость после переключения. Напряжение включения блока SID увеличивается незначительно, но этого оказывается достаточно для существенного повышения его эффективности.

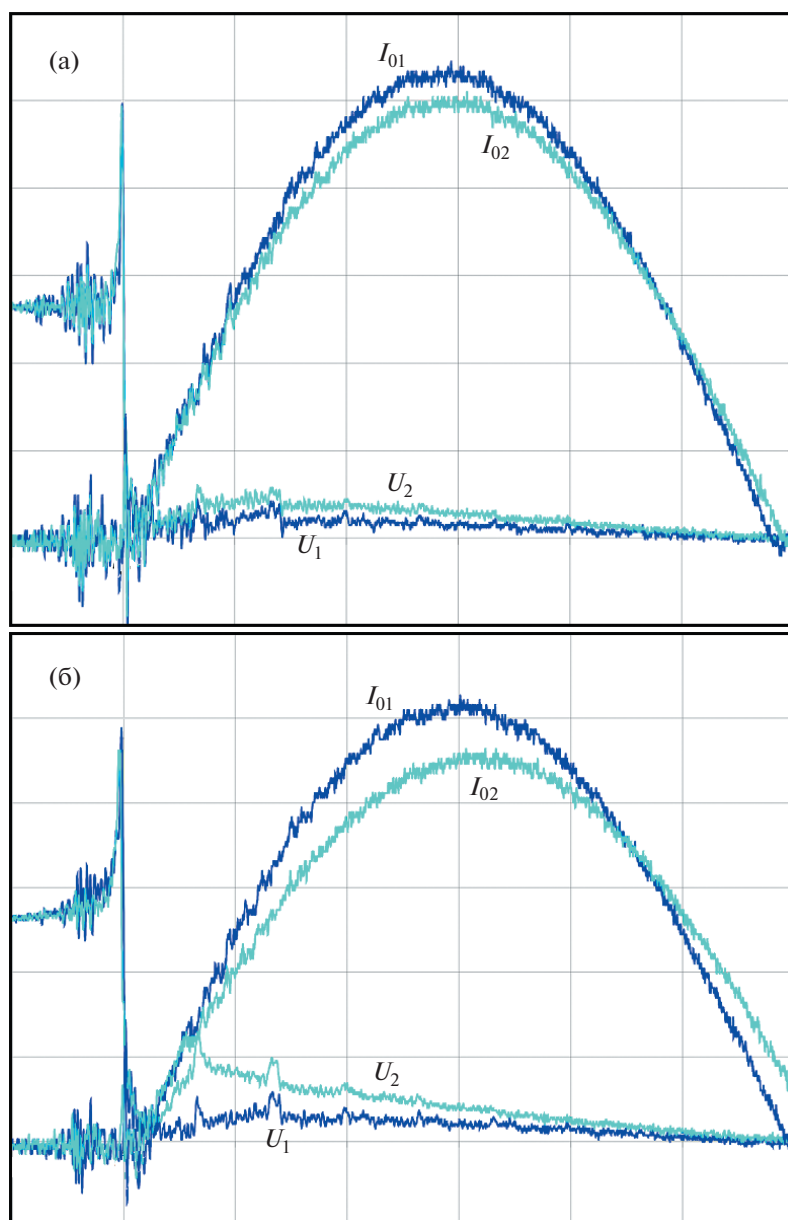


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на блоке SID и основного тока I_0 при использовании обострителя (а) и без обострителя (б). Кривые с индексами 1 и 2 соответствуют току I с амплитудой 300 и 200 А соответственно. Масштаб по вертикали: тока – 500 А/деление, напряжения – 5 кВ/деление; по горизонтали – 50 нс/деление.

На рис. 3 приведены осциллограммы напряжения на блоке SID при протекании основного тока, полученные в стенде (см. рис. 1) при зарядке конденсатора C_0 до напряжения 12 кВ. Осциллограммы на рис. 3а соответствуют экспериментам с обострителем SID_y в цепи управления ЦУ. Осциллограммы на рис. 3б получены без обострителя. Кривые с индексами 1 и 2 соответствуют току I с амплитудой 300 и 200 А соответственно.

Согласно осциллограммам, увеличение скорости нарастания запускающего напряжения, полученное при использовании обострителя, обеспе-

чивает уменьшение потерь энергии в блоке SID при коммутации импульсов основного тока I_0 . Влияние обострителя возрастает при уменьшении тока I . Так, при $I = 300$ А амплитуда тока I_0 при использовании обострителя составляет ~ 2.65 кА, а без обострителя ~ 2.5 кА, а при $I = 200$ А – соответственно ~ 2.5 кА и ~ 2.25 кА.

На рис. 4 приведена осциллограмма основного тока, полученная в экспериментах, когда в рассмотренном стенде не использовался резистор R_0 , а емкость конденсатора C_0 была увеличена до 88 нФ.

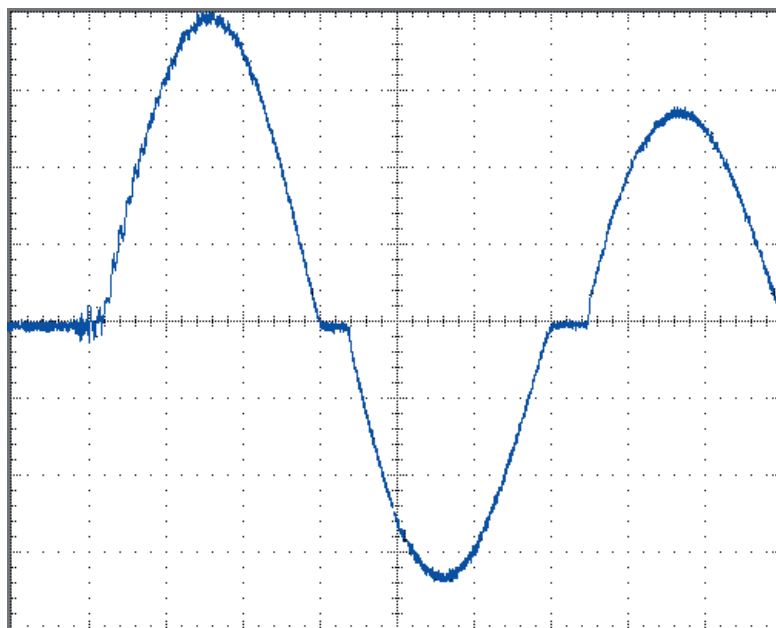


Рис. 4. Осциллограмма основного тока. Масштаб: по вертикали – 2.5 кА/деление, по горизонтали – 100 нс/деление.

Величина напряжения зарядки конденсатора C_0 составляла 12 кВ. Переключение блока SID осуществлялось цепью управления с обостряющим блоком SID_y при токе I с амплитудой 300 А.

Согласно осциллограмме на рис. 4, максимальные амплитуда и скорость нарастания основного тока составляют соответственно 10 кА и 100 кА/мкс. Малое затухание основного тока свидетельствует о малых потерях энергии в цепи разряда конденсатора C_0 . Амплитуда первой полуволны основного тока (I_{m1}) в 1.18 раза превышает амплитуду второй полуволны (I_{m2}). Определенная из соотношения $(I_{m2}/I_{m1})^2$ эффективность процесса коммутации составляет ~72%.

Таким образом, проведенные исследования показали, что разработанный блок SID способен эффективно коммутировать мощные наносекундные импульсы тока, нарастающие со скоростью десятки килоампер в микросекунду. Потери энергии в блоке SID существенно уменьшаются даже при незначительном увеличении скорости нарастания запускающего напряжения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V., Kardo-Sysoev A., Tchashnicov I., Yarin P. // Proc. 22nd Int. Power Modulator Symp. Ft, USA, Boca Raton, 1996. P. 225. <https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>
2. Grekhov I., Korotkov S., Rodin S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. Iss. 2. Part 1. P. 378. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.918661>
3. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2009. № 5. С. 90.
4. Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Tsyranov S.N. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. Iss. 10. Part 1. P. 1888. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
5. Grekhov I., Kardo-Sysoev A. // Sov. Tech. Phys. Lett. 1979. V. 5. Iss. 8. P. 395.
6. Коротков С.В. Патент на полезную модель № 197597 РФ // Опубл. 15.05.2020. Бюл. № 14.
7. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24. <https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
8. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 75. <https://doi.org/10.31857/S0032816220050171>
9. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. 084704. <https://doi.org/10.1063/5.0015284>
10. Grekhov I., Efanov V., Kardo-Sysoev A., Shenderey S. // Solid State El. 1985. V. 28. № 6. P. 597.
11. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2022. В печати
12. Белкин В.С., Шульженко Г.И. Препринт № 91–51. Новосибирск: Институт ядерной физики, 1991.

КОММУТАТОРЫ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТОКА
НА ОСНОВЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ БЛОКОВ ДИНИСТОРОВ
С УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ© 2022 г. С. В. Коротков^{а,*}, Ю. В. Аристов^а, Д. А. Коротков^а^а Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
Россия, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

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

Поступила в редакцию 11.03.2022 г.

После доработки 01.04.2022 г.

Принята к публикации 02.04.2022 г.

Описаны моноблочный и модульный коммутаторы мощных импульсов тока с рабочим напряжением 12 кВ, выполненные на основе последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией. Исследованы процессы переключения этих коммутаторов. Определена зависимость коммутационных потерь энергии от мощности импульса управления. Показана возможность коммутации наносекундных импульсов тока с амплитудой несколько килоампер на частоте несколько сотен герц.

DOI: 10.31857/S003281622205007X

Потери энергии в коммутаторах наносекундных импульсов тока во многом определяются временем их переключения. В связи с этим большой интерес представляют описанные в работах [1–4] кремниевые полупроводниковые приборы, которые имеют разную конструкцию, но переключаются за время < 1 нс. Такое малое время включения достигается в результате использования предложенного в работе [5] способа запуска наносекундным импульсом высокого напряжения, который инициирует процесс ударной ионизации кремния. Носители тока, созданные в процессе ударной ионизации, обеспечивают высокую проводимость полупроводниковых коммутаторов сразу после их включения.

В данной статье приведены результаты исследований мощных коммутаторов с субнаносекундным временем включения, выполненных в виде блоков последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией (SID – Shock Ionized Dynistors), впервые описанных в работе [6]. Как показали исследования [7, 8], определенным достоинством этих динисторов является то, что их эффективное включение может быть обеспечено сравнительно маломощными цепями управления.

На рис. 1 приведена схема разработанного генератора мощных наносекундных импульсов на основе силовой цепи $C_0-R_0-L_0$ и блока SID с рабочим напряжением 12 кВ. Переключение блока SID осуществляется с помощью цепи управления

ЦУ, содержащей размыкающий ключ в виде высоковольтного блока дрейфовых диодов с резким восстановлением (DSRD – Drift Step Recovery Diodes), впервые описанных в работе [9]. Наносекундное время выключения блока DSRD обеспечивается цепью магнитного сжатия на основе повышающего трансформатора Tr , накопительного конденсатора C_1 и транзисторного ключа T с рабочим напряжением 1.2 кВ.

Принцип работы генератора заключается в следующем. В исходном состоянии конденсаторы C_1, C_0 заряжены до напряжений U_1, U_0 . Напряжение U_1 блокирует ключ T , напряжение U_0 приложено к блоку SID и к разделительной цепи $C-D$, которая исключает приложение высокого напряжения к блоку DSRD. После включения ключа T конденсатор C_1 разряжается через первичную обмотку w_1 трансформатора Tr . В результате через вторичную обмотку w_2 протекает ток, который обеспечивает накопление заряда в диодах блока DSRD и зарядку конденсатора C_2 . Этот ток имеет принципиально малую длительность (~ 350 нс), которая необходима для эффективной работы DSRD. В момент окончания процесса зарядки конденсатора C_2 сердечник трансформатора Tr насыщается. При этом индуктивность обмотки w_2 резко уменьшается, и конденсатор C_2 быстро разряжается по цепи $L-DSRD-w_2$. Протекающий через индуктивность L ток I_L выносит из диодов блока DSRD весь накопленный заряд за время

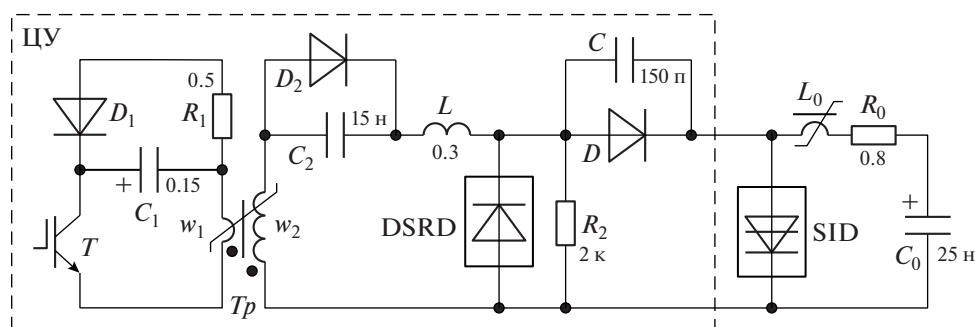


Рис. 1. Электрическая схема генератора наносекундных импульсов на основе блока SID. ЦУ – цепь управления; DSRD – 25 диодов с диаметром структур 16 мм; D – К100 (2 последовательно); D_1 – HER608; D_2 – HER608 (4 последовательно); T – IRGPS60B120KDP (2 параллельно); T_p – сердечник, феррит N87 (EPCOS), 8 колец размером $25.3 \times 14.8 \times 10$ мм, $w_1 = 1$, $w_2 = 3$; L_0 – сердечник феррит N87 (EPCOS), 5 колец размером $16 \times 9.6 \times 6.3$ мм, $w = 1$.

~150 нс. В результате диоды синхронно выключаются за время ~3 нс.

В процессе выключения диодов напряжение на блоке DSRD быстро нарастает и распределяется между цепью $C-D$, блоком SID и индуктивностью монтажных проводов, обеспечивающих их соединение. При этом через блок SID протекает ток управления I_y , который обеспечивает зарядку близких по величине собственных емкостей диодисторов. Когда напряжение на диодисторах блока SID нарастает до величины, достаточной для инициирования процесса ударной ионизации, они включаются.



Рис. 2. Блок SID с рабочим напряжением 12 кВ.

При запуске блока SID дроссель L_0 имеет большую индуктивность, которая до момента включения диодисторов исключает возможность отклонения тока I_y в силовую цепь $L_0-R_0-C_0$. После включения блока SID к дросселю L_0 прикладывается напряжение зарядки конденсатора C_0 , и его сердечник перемагничивается до состояния насыщения. После насыщения сердечника индуктивность дросселя резко уменьшается, и ток в силовой цепи быстро нарастает. В интервале между моментом включения блока SID и моментом насыщения сердечника дросселя L_0 через цепь $C-D$ и блок SID протекает ток I_y , который осуществляет модуляцию проводимости диодисторов.

В наших экспериментах использовался малогабаритный блок SID с размерами $70 \times 35 \times 110$ мм. Он состоял из шести последовательно соединенных диодисторов, которые имели диаметр 24 мм и предельно допустимое стационарное напряжение 2.5 кВ. Фотография блока SID приведена на рис. 2.

Диодисторы были помещены во фторопластовый корпус. Для подвода тока использовались плоские шины. Электрический контакт между шинами и диодисторами осуществлялся прижимным устройством на основе массивных дюралевых пластин, закрепленных между пластинами из капрлона. Прижимное усилие создавалось центральным винтом и стабилизировалось с помощью пружинных шайб.

На рис. 3 показаны осциллограммы напряжения на блоке SID в процессе его переключения при разной амплитуде тока I_L , которая регулировалась путем изменения напряжения зарядки накопительного конденсатора C_1 . Осциллограммы U_1 , U_2 , U_3 соответствуют току I_L с амплитудой 350, 250 и 200 А соответственно. Они получены при использовании в силовой цепи резистора R_0 с большим сопротивлением (1 кОм), который устранял влияние силового тока.

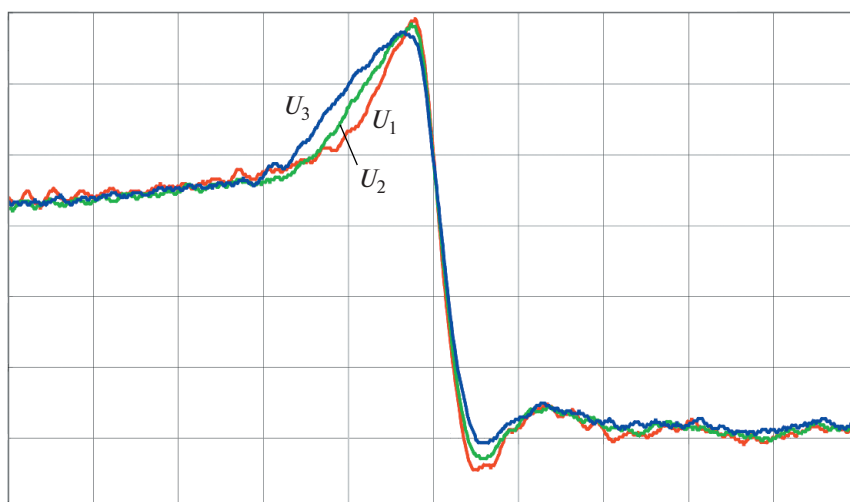


Рис. 3. Осциллограммы напряжения на блоке SID при токе I_L с амплитудой 350 А (U_1), 250 А (U_2) и 200 А (U_3). Масштаб: по вертикали — 4 кВ/деление, по горизонтали — 2 нс/деление.

Согласно осциллограммам, при $I_L = 350$ А скорость нарастания напряжения на блоке SID составляет ~ 5 кВ/нс. В этих условиях блок SID включается при напряжении ~ 24 кВ, которое в 1.6 раза превышает суммарную величину предельно допустимых стационарных напряжений динисторов. Время включения блока SID меньше 1 нс.

При уменьшении тока I_L скорость нарастания напряжения на блоке SID уменьшается и при $I_L = 200$ А составляет ~ 4 кВ/нс. При такой скорости нарастания запускаящего напряжения уменьшается напряжение на блоке SID в момент его включения и увеличивается время включения блока SID, по-видимому, из-за уменьшения интенсивности процесса ударной ионизации.

В процессе исследований была измерена амплитуда импульса напряжения на блоке DSRD. Из-за падения напряжения в цепи $C-D$ и на индуктивности монтажа она на 4 кВ превышала амплитуду напряжения на блоке SID.

На рис. 4 приведены осциллограммы импульсов силового тока (I_{01} , I_{02}) и кривые падения напряжения (U_1 , U_2) на блоке SID, рассчитанные из соответствующих осциллограмм путем вычитания напряжения, падающего на индуктивности блока. Эксперименты проводились при зарядке конденсатора C_0 до напряжения 12 кВ. Индексами 1, 2 обозначены токи и напряжения, полученные при токах I_L с амплитудой 350 и 250 А соответственно.

Измерение напряжения на блоке SID осуществлялось высоковольтным делителем, способным достоверно измерять сигналы с фронтом ≥ 0.5 нс. Делитель был калиброван при измерении импульсов напряжения с фронтом 0.25 нс, полученных с помощью генератора испытательных

импульсов И1-15. Нижним плечом делителя являлся коаксиальный кабель с волновым сопротивлением 50 Ом, верхним — малогабаритный резистор с сопротивлением 470 Ом, скомпенсированный медным экраном. Делитель подключался к блоку SID через разделительный конденсатор. Для измерения тока I_0 использовался датчик тока Pearson current monitor 410.

Как видно из рис. 4, при уменьшении амплитуды тока I_L с 350 до 250 А падение напряжения на блоке SID существенно увеличивается, что свидетельствует о менее однородном распределении силового тока по площади динисторов. При увеличении тока I_L с 350 до 450 А падение напряжения на блоке SID практически не изменялось, поэтому можно считать, что в рассмотренных условиях запуска оптимальным является ток I_L с амплитудой 350 А. При таком токе I_L потери энергии в блоке SID при коммутации импульса тока I_{01} с амплитудой 2.5 кА составляют примерно 320 мДж.

Такие небольшие потери энергии определили сравнительно малый нагрев блока SID при коммутации импульсов тока I_{01} с частотой 150 Гц. При охлаждении потоком воздуха установившаяся температура корпуса блока SID составляла $\sim 70^\circ\text{C}$. Меньший нагрев блока SID можно обеспечить при использовании охладителей, прижатых к токоподводящим шинам. Но при этом динисторы в центральной части блока будут охлаждаться менее интенсивно, чем крайние динисторы.

Более равномерный отвод тепла от динисторов был обеспечен путем разделения блока SID на 3 модуля. Каждый модуль состоял из двух последовательно соединенных динисторов. Между модулями размещались охладители. Фотография опыт-

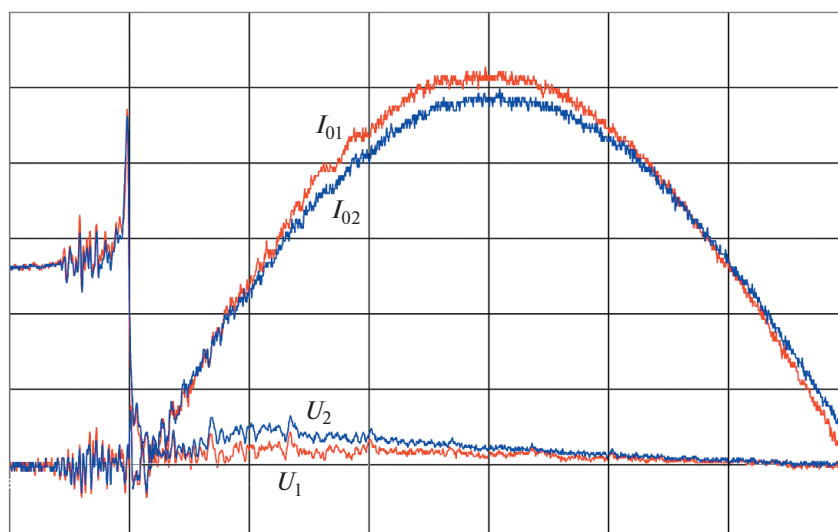


Рис. 4. Осциллограммы силового тока I_{01} , I_{02} и напряжения U_1 , U_2 на блоке SID при токах I_L с амплитудами 350 А и 250 А соответственно. Масштаб по вертикали: напряжения – 5 кВ/деление, тока – 500 А/деление; по горизонтали – 50 нс/деление.

ного образца блока SID модульной конструкции показана на рис. 5.

При запуске модульного блока SID цепью управления ЦУ (см. рис. 1) амплитуда импульсов напряжения на блоке DSRD оказалась чрезмерно велика (33 кВ при токе $I_L = 350$ А). В результате потребовалось увеличить количество диодов в блоке DSRD и принять определенные меры по

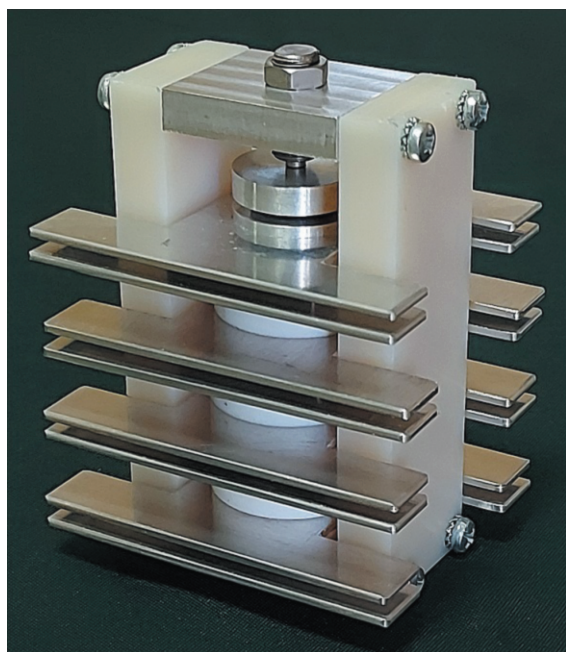


Рис. 5. Модульный блок SID с рабочим напряжением 12 кВ.

усилению изоляционной прочности трансформатора Tp . Такое большое напряжение было обусловлено сравнительно большой индуктивностью модульного блока, включающей в себя индуктивности модулей и индуктивности охладителей.

В связи с этим была разработана схема запуска модульного блока SID, приведенная на рис. 6. В этой схеме переключение модулей SID_1 – SID_3 осуществляется с помощью индивидуальных цепей управления ЦУ₁–ЦУ₃, которые включаются одновременно. Дроссель L_0 задерживает резкое нарастание силового тока на время, которое превышает временной разброс моментов срабатывания цепей управления ЦУ₁–ЦУ₃. В результате переключение запаздывающего модуля происходит при очень малом токе в силовой цепи, влиянием которого можно пренебречь.

В опытном SID-коммутаторе цепи управления ЦУ₁–ЦУ₃ построены так же, как и цепь ЦУ на рис. 1. Они формируют импульсы тока I_L с такой же амплитудой (350 А). Поскольку модули SID_1 – SID_3 имеют малую собственную индуктивность и содержат только два диода, напряжение на них в момент включения составляет ~7.5 кВ. При этом амплитуда напряжения на используемых в цепях ЦУ₁–ЦУ₃ блоках DSRD не превышает 9 кВ, и в этих блоках используются только 10 последовательно соединенных диодов. Поскольку в исходном состоянии к модулям прикладывается третья часть напряжения U_0 , в разделительных цепях C – D используется только один диод К100. Рассмотренная структура модульного коммутатора позволила на 25% снизить потери энергии в цепях ЦУ₁–ЦУ₃ по сравнению с цепью ЦУ на рис. 1.

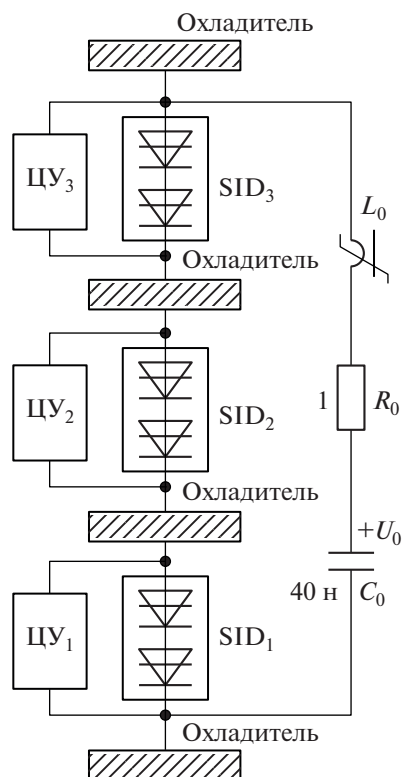


Рис. 6. Электрическая схема генератора на основе модульного блока SID. ЦУ – цепи управления; L_0 – сердечник, феррит N87 (EPCOS), 8 колец размером $16 \times 9.6 \times 6.3$ мм, $w = 1$.

В результате эффективный запуск модулей SID_1 – SID_3 достигался при меньшем напряжении зарядки накопительных конденсаторов C_1 и при меньших размерах трансформаторов T_p .

При обдуве воздухом модульный блок SID был способен коммутировать импульсы тока с амплитудой 3 кА и длительностью 400 нс, следующие с частотой 500 Гц. Исследования проводились без подбора комплектующих элементов в цепях управления ЦУ₁–ЦУ₃. При этом максимальный разброс моментов включения модулей SID_1 – SID_3 не превышал 5 нс.

Определенным достоинством рассмотренного модульного способа переключения высоковольт-

ных блоков SID является то, что он позволяет интенсивно отводить тепло от динисторов при использовании охладителей с большими габаритами. При этом сравнительно большая собственная индуктивность охладителей не препятствует формированию наносекундных импульсов запуска динисторов.

Таким образом, результаты исследований разработанных SID-коммутаторов с рабочим напряжением 12 кВ свидетельствуют о том, что они способны эффективно коммутировать импульсы тока с амплитудой несколько килоампер, нарастающие со скоростью десятки ампер в наносекунду. Принципы работы SID позволяют существенно увеличить рабочее напряжение SID-коммутаторов и использовать их в генераторах наносекундных импульсов со средней мощностью несколько киловатт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Efanov V., Kardo-Sysoev A., Tchashnicov I., Yarin P. // Proc. 22nd Int. Power Modulator Symp. Ft, USA, Boca Raton, 1996. P. 22.
<https://doi.org/10.1109/MODSYM.1996.564440>
2. Grekhov I., Korotkov S., Rodin S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2008. V. 36. Iss. 2. Part 1. P. 378.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2008.918661>
3. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А., Люблинский А.Г. // ПТЭ. 2009. № 5. С. 90.
4. Gusev A.I., Lyubutin S.K., Rukin S.N., Tsyranov S.N. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2016. V. 44. Iss. 10. Part 1. P. 1888.
<https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2542343>
5. Grekhov I., Kardo-Sysoev A. // Sov. Tech. Phys. Lett. 1979. V. 5. Iss. 8. P. 395.
6. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Воронков В.Б. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 24.
<https://doi.org/10.1134/S0032816219010130>
7. Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. // ПТЭ. 2020. № 5. С. 75.
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050171>
8. Korotkov S.V., Aristov Yu.V., Korotkov D.A., Zhmodikov A.L. // Review of Scientific Instruments. 2020. V. 91. 084704.
<https://doi.org/10.1063/5.0015284>
9. Grekhov I., Efanov V., Kardo-Sysoev A., Shenderoy S. // Solid State El. 1985. V. 28. № 6. P. 597.

СХЕМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ОДНОРОДНОГО БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА
С ПОВЫШЕННЫМ УДЕЛЬНЫМ ЭНЕРГОВКЛАДОМ© 2022 г. А. А. Юркин^{а,*}^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53

*e-mail: yurkinaa@lebedev.ru

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 04.04.2022 г.

Принята к публикации 04.04.2022 г.

Представлена схема питания, способная возбуждать мощный однородный барьерный разряд в газах различного состава и давления. Схема содержит генератор высоковольтных импульсов напряжения ~ 10 кВ с крутым фронтом, работающий на согласованную нагрузку на частотах до ~ 10 кГц. Для согласования генератора с барьерным разрядом применены дополнительные элементы, позволившие зажечь однородный разряд на частотах до ~ 7 кГц.

DOI: 10.31857/S003281622205010X

Барьерный разряд (БР) в газе, т.е. разряд в присутствии диэлектрика между электродами, — это востребованный способ создания низкотемпературной неравновесной плазмы [1]. Плазма БР используется для решения многих задач, таких, например, как очистка, модификация поверхности, напыление, синтез химических соединений, разнообразные медико-биологические применения [2–4]. Обычно БР осуществляют в газовом зазоре миллиметрового диапазона при использовании в качестве диэлектрика стекла, кварца, керамики. Конструкция и геометрия разрядного узла выбираются в зависимости от решаемой задачи.

Характеристики плазмы БР зависят от параметров разрядного узла, состава и давления газа и существенным образом — от схемы возбуждения. Для питания БР обычно используют переменное или однополярное частотно-импульсное напряжение достаточно высокого уровня для пробоя газоразрядного промежутка. Если не создавать специальных условий, то, как правило, БР в газах атмосферного и более высокого давления загорается в виде множества распределенных по поверхности электрода микроразрядов длительностью несколько наносекунд. Особенно этот режим горения разряда характерен для газов с высокими скоростями ухода электронов в процессах диссоциативной рекомбинации и прилипания, к коим относится и атмосферный воздух, с которым работают во многих случаях применения БР. Связано это с тем, что плазма, созданная высоковольтным импульсом, практически полностью нейтрализуется к моменту прихода следу-

ющего импульса. Отсутствие же электронов, распределенных в объеме газоразрядной области в достаточном количестве, затрудняет формирование однородного БР.

Важным параметром для режима горения разряда является крутизна нарастания напряжения питания. В ряде работ было отмечено, что фронты импульса питания наносекундного диапазона длительности способствуют реализации режима однородного горения БР [5, 6]. Существует обратная зависимость между E/P и $P\tau$, где E — напряженность электрического поля в газовом зазоре в момент возникновения импульсного пробоя, P — давление газа, а τ — время формирования пробоя. Например, для воздуха $E/P \sim 100 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1} \cdot (\text{мм рт. ст.})^{-1}$ при $P\tau \sim 10^{-6} (\text{мм рт. ст.}) \cdot \text{с}$ [7]. При наносекундных фронтах, атмосферном давлении и миллиметровом и менее газоразрядном промежутке $E \sim 100 \text{ кВ/см}$. При таких больших полях можно ожидать наличия в плазме электронов с энергией несколько десятков электронвольт, что расширяет возможности применения БР, но усложняет физику разряда. При бомбардировке такими электронами поверхности диэлектрика возможно выбивание вторичных электронов и возникновение положительного заряда на поверхности диэлектрика, способного частично сохраниться к приходу следующего импульса питания БР и повлиять на формирование пробоя. Высокое поле приводит к высокой импульсной мощности разряда, а высокая частота импульсов позволяет реализовывать повышенные удельные энергоклады, что заметно интенсифицирует процессы, происходящие в плазме,

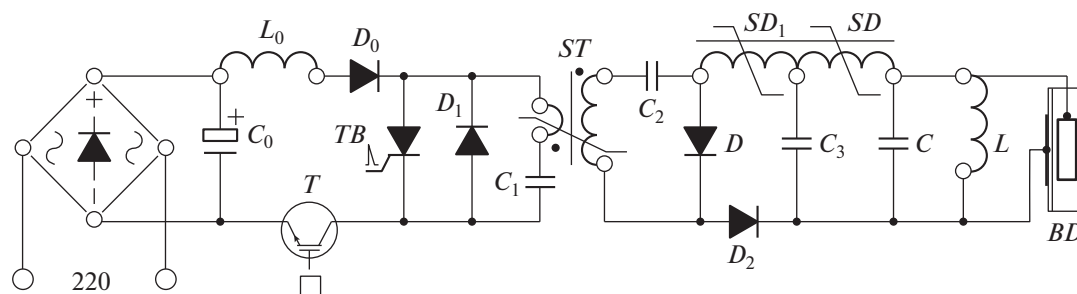


Рис. 1. Принципиальная схема питания барьерного разряда. *BD* – разрядный узел БР; *SD*, *C*, *L* – элементы согласования (*SD* – насыщающийся дроссель (20 витков, сердечник – ферритовое кольцо М1000НН, 20 × 12 × 6 мм), *C* = 100 пФ, *L* = 2.2 мкГн); *SD₁* – насыщающийся дроссель (15 витков, сердечник – ферритовое кольцо М1000НН, 20 × 12 × 6 мм); *D* – последовательная цепочка из 12-ти диодов КД203Г; *TB* – блок из 12-ти параллельно включенных тиристоров КУ221А(Б); *T* – транзистор IRG4PH50UD; *ST* – сборка из пяти насыщающихся трансформаторов (соотношение витков 1/2, сердечник – 14 ферритовых колец М2000НМ, 18 × 8 × 5 мм), первичные витки соединены параллельно, вторичные – последовательно; *D₀*, *D₁*, *D₂* – диоды FR607; *L₀* = 200 мкГн; *C₁* = 0.47 мкФ; *C₂* = 4.7 нФ; *C₃* = 165 пФ.

и, тем самым, сильно повышает эффективность применения БР. Однородность же плазмы повышает ее качество. Поэтому однородный БР с высоким удельным энерговыделением в газах атмосферного давления весьма востребован, но трудно реализуем.

В настоящей работе в экспериментах использовалась коаксиальная конструкция разрядного узла БР со стеклянной трубкой с внешним диаметром 15 мм, а внутренним – 12.3 мм, поверх которой располагался внешний электрод. Диаметр внутреннего цилиндрического электрода выбирался в соответствии с желаемым размером газоразрядного зазора. Разрядный узел размещался в откачиваемой камере в случае работы с газами различного состава и давления.

При подаче на электроды импульса напряжения V в момент пробоя газоразрядного промежутка, согласно граничным условиям, соблюдается равенство электрической индукции на переходе газ–диэлектрик: $D_g = D_d$. Соответственно, для напряженности поля в газе и диэлектрике имеем $E_g = \epsilon E_d$, где ϵ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Отсюда несложно получить, что:

$$E_g = V / (h_g + h_d / \epsilon), \quad (1)$$

где h_g – величина газоразрядного зазора, а h_d – толщина диэлектрика.

При достижении E_g статического уровня пробоя и дальнейшем росте начинается ускоряющееся по времени формирование нарастающего тока разряда, заряжающего емкость диэлектрического барьера. Из формулы (1) следует, что чем круче фронт нарастания импульса напряжения V , тем больше превышение E_g над статическим уровнем по истечении времени формирования τ пробоя. Если это превышение достаточно большое и достигается за время, меньшее, чем характерное время длительности микровысверга при неоднородном

разряде, то некоторые различия условий пробоя в разных точках газоразрядного промежутка нивелируются и можно ожидать зажигания однородного разряда. Таким образом, ключевым параметром импульсного источника питания БР для реализации режима однородного горения является крутизна импульса напряжения. При этом нужно обеспечить достаточно высокие уровни напряжения и тока, а также высокую частоту импульсов для достижения высоких удельных энерговыделений.

В данной работе для питания БР был применен высоковольтный генератор импульсов с крутым фронтом, подобный генератору, использованному для питания лазера на парах меди из работы [8]. Он удовлетворяет изложенным выше требованиям, но предполагает хорошее согласование с нагрузкой для работы на высоких частотах. Связано это с тем, что генератор, по сути, является индуктивным генератором, выдающим в импульсе заданную порцию энергии. И если она не полностью потребляется, то происходит отражение импульса от нагрузки, что сбивает работу генератора. БР же является емкостной нагрузкой и, помимо энергии, выделенной в разрядном промежутке, примет лишь энергию заряда небольшой емкости диэлектрического барьера, что в сумме, как правило, значительно меньше энергии импульса. Для решения этой проблемы были применены элементы согласования генератора с БР.

Принципиальная схема питания БР показана на рис. 1.

Генератор, формирующий на выходе, на емкости C_3 , импульсы напряжения ~ 10 кВ с крутым фронтом, работает следующим образом. При коммутации транзистора T на время $\pi(L_0 C_1)^{1/2}$ происходит зарядка емкости C_1 до удвоенного выпрямленного сетевого напряжения. На фронте выключения T открывается блок тиристоров TB ,

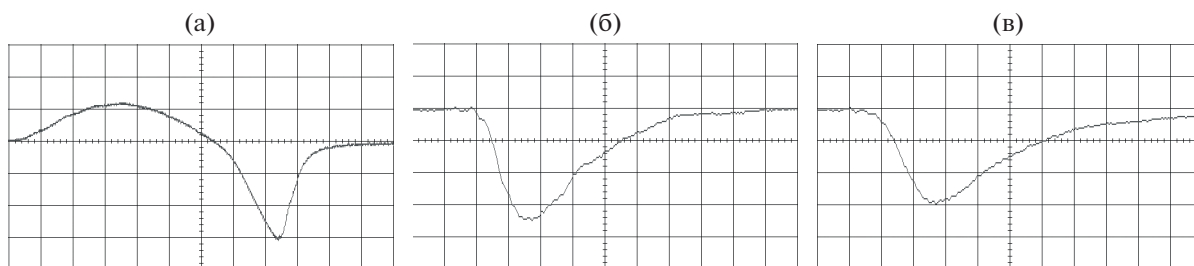


Рис. 2. а – ток вторичной обмотки ST при $C_2 = 4.7$ нФ, масштаб: по горизонтали – 100 нс/деление, по вертикали – 50 А/деление; б, в – ток генератора в нагрузке 82 Ом при $C_2 = 4.7$ нФ (б) и 8.0 нФ (в), масштаб: по горизонтали – 20 нс/деление, по вертикали – 25 А/деление.

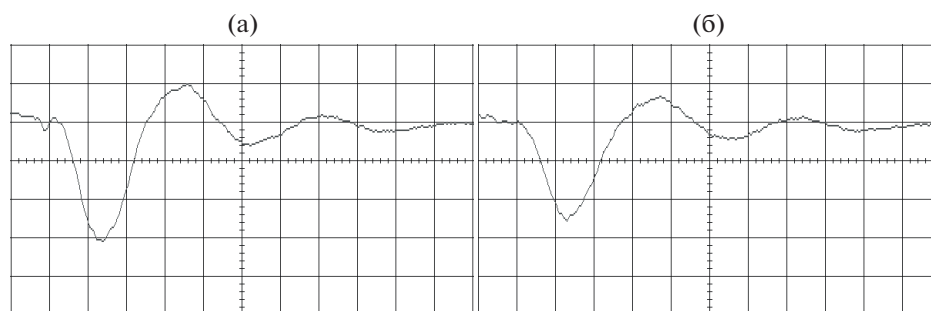


Рис. 3. Ток схемы питания в нагрузке 82 Ом при $C_2 = 4.7$ нФ (а) и 8.0 нФ (б), масштаб: по горизонтали – 20 нс/деление, по вертикали – 25 А/деление.

и C_1 разряжается на первичную обмотку трансформатора ST . При этом происходит зарядка емкости C_2 с одновременным насыщением сердечника ST . Далее идет быстрая разрядка C_2 через насыщенную индуктивность вторичной обмотки ST . Для формирования высоковольтного импульса с крутым фронтом используется явление резкого восстановления проводимости диодов при прохождении обратного тока [9]. При резком восстановлении проводимости диодов D энергия, накопленная в индуктивности вторичной обмотки, поступает через насыщающийся дроссель SD_1 на емкость C_3 . Следует отметить, что оптимальной емкостью является резонансная емкость $C_2 = C_1/n^2$, где n – коэффициент трансформации ST . При этом во вторичную цепь ST передается 50% энергии емкости C_1 . При увеличении C_2 количество передаваемой энергии возрастает, но уменьшаются крутизна фронта и амплитуда импульса напряжения генератора. Это позволяет регулировать параметры выходного импульса под решаемые задачи, что оказалось полезным в экспериментах с БР. Осциллограммы тока вторичной обмотки ST и выходного тока генератора при нагрузке 82 Ом, снятые с помощью трансформатора тока – пояса Роговского, показаны на рис. 2. Генератор может работать на согласованную нагрузку на частотах до ~ 10 кГц.

Схема питания БР, т.е. генератор с элементами согласования, работает на БР без перегрева элементов генератора на частотах до ~ 7 кГц. Осциллограммы тока в нагрузке 82 Ом, подключенной к выходу схемы питания вместо БР, приведены на рис. 3.

Выбор элементов согласования определялся следующими соображениями. Насыщение SD должно происходить с задержкой относительно SD_1 , чтобы ослабить влияние L и C на формирование выходного импульса генератора. Величины L и C выбираются такими, чтобы четверть периода колебаний контура LC была не больше времени насыщения SD . Емкость C меньше или порядка емкости C_3 . При этих условиях отражение импульса от нагрузки на генератор сильно ослабевает, а энергия потребляется нагрузкой и излучается LC -контуром. Колебательный контур LC совместно с индуктивностью контура подключения схемы питания к электродам БР и емкостью диэлектрического барьера определяют вольт-амперные характеристики разряда.

Схема питания БР была апробирована в работе с азотом, аргоном, водородом при атмосферном давлении газа, а также с атмосферным воздухом. Атмосферный воздух, содержащий, помимо основного набора элементов, пары воды, компоненты пыли, многократно ускоряющие уход электронов, является удобным тестовым газом

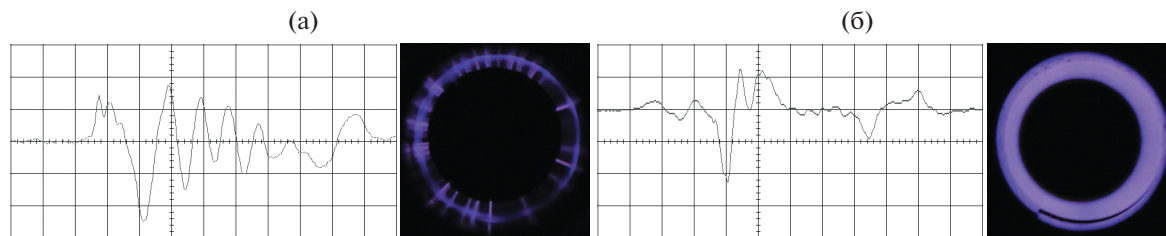


Рис. 4. Ток разряда в воздухе (слева) и фотография зоны разряда (справа) при $C_2 = 4.7$ нФ: **а** – питание без элементов согласования, **б** – с элементами согласования. Масштаб: по горизонтали – 20 нс/деление, по вертикали – 5 А/деление (**а**), 25 А/деление (**б**).

для проверки способности схемы к зажиганию однородного БР. В экспериментах надежно реализовывался мощный однородный разряд со всеми этими газами. При этом, например, при работе с водородом удобнее было использовать $C_2 = 8.0$ нФ, так как в этом газе при высоких полях часто возникали поверхностный пробой в узле БР и токи утечки на стенки камеры. В экспериментах с атмосферным воздухом использовался внутренний цилиндрический электрод длиной 18 мм, диаметром 10 мм, соответственно газоразрядный зазор $h_g = 1.15$ мм. Расчетная емкость диэлектрического барьера ~ 30 пФ. Осциллограммы тока разряда в воздухе и фотографии зоны БР при питании от генератора и от схемы питания с частотой импульсов 5 кГц показаны на рис. 4.

Хорошо видно, что применение элементов согласования переводит режим горения разряда из неоднородного с микроразрядами в однородное, при этом многократно увеличивается мощность БР. При питании БР от генератора на частоте 5 кГц возможна была лишь кратковременная работа из-за нарастающего разогрева элементов генератора.

Представленная схема питания позволяет осуществлять однородный БР с высоким удельным энерговыделением в газах различного состава и давления для решения широкого круга задач. Особенно ценна возможность зажигания однородного БР в газах высокого давления.

Работа выполнена в рамках Соглашения о сотрудничестве между Физическим институтом

им. П.Н. Лебедева и Сыктывкарским государственным университетом им. Питирима Сорокина.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brandenburg R.* // *Plasma Sources Science and Technology*. 2017. V. 26. P. 053001. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/aa6426>
2. *Wagner H., Brandenburg R., Kozlov K.V., Sonnenfeld A., Michel P., Behnke J.F.* // *Vacuum*. 2003. V. 71. P. 417. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00765-0](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00765-0)
3. *Mikheyev P.A., Demyanov A.V., Kochetov I.V., Sludnova A.A., Torbin A.P., Mebel A.M., Azyyazov V.N.* // *Plasma Sources Science and Technology*. 2020. V. 29. P. 015012. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ab5da3>
4. *Daeschlein G., Scholz S., Arnold A., von Podewils S., Haase H., Emmert S., von Woedtke T., Weltmann K.-D., Junger M.* // *Plasma Process. Polym.* 2012. № 9. P. 380. <https://doi.org/10.1002/ppap.201100160>
5. *Tao S., Kaihua L., Cheng Z., Ping Y., Shichang Z., Ruzheng P.* // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2008. V. 41. P. 215203. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/21/215203>
6. *Ayan H., Fridman Gr., Gutsol A.F., Vasilets V.N., Fridman A., Fridman G.* // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2008. V. 36. № 2. P. 504. <https://doi.org/10.1109/TPS.2008.917947>
7. *Петер Г.* Электронные лавины и пробой в газах. М.: Мир, 1968. С. 341.
8. *Юркин А.А.* // *Квантовая электроника*. 2016. Т. 46. № 3. С. 201.
9. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. С. 402.

**ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА**

УДК 537.521

**УСТРОЙСТВО ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ СТАБИЛЬНЫХ ИЗОТОПОВ
В ПЛАЗМЕ МЕТОДОМ ИОННО-ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА**© 2022 г. Е. П. Потанин^{a,b,*}^a *Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”
Россия, 123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1*^b *Всероссийский институт научной и технической информации РАН
Россия, 125315, Москва, ул. Усиевича, 20***e-mail: potanin45@yandex.ru*

Поступила в редакцию 06.03.2022 г.

После доработки 29.03.2022 г.

Принята к публикации 02.04.2022 г.

Описано устройство для разделения стабильных изотопов на основе ионно-циклотронного резонанса. Основное продольное магнитное поле создается с помощью сверхпроводящей магнитной системы. Источник плазмы, зона селективного нагрева и отборники ионов располагаются в вакуумной камере, размещенной в “теплом” отверстии криостата. Ионизация атомов испаренного вещества в источнике осуществляется с помощью нагрева электронов в поле сверхвысокочастотного излучения. Транспортировка микроволнового излучения в зону ионизации разряда электронно-циклотронного резонанса осуществляется с помощью волновода и зеркала. Селективный нагрев ионов целевого изотопа происходит с помощью высокочастотной антенны. Для нагрева и испарения рабочего вещества (гадолиния или других материалов) впервые предлагается использовать электронный пучок, распространяющийся со стороны, противоположной зоне источника. Испарение осуществляется в тигле из тугоплавкого материала, нагреваемом мощным потоком электронов. Оригинальность конструкции заключается в расположении коллектора нагретых частиц в зоне ослабленного магнитного поля установки. Выполнены оценки характеристик коллектора нагретых ионов, размещенного в зоне уменьшенного поля. Проведено сравнение результатов анализа с экспериментальными данными по разделению изотопов лития.

DOI: 10.31857/S0032816222050081

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое применение стабильных изотопов в радиационной медицине, атомной промышленности, а также для решения проблем фундаментальной физики требует поддержания ассортимента получаемых изотопов и увеличения их производства. Известен эффективный и гибкий метод газового центрифугирования [1–3], который позволяет получать сравнительно дешевые стабильные изотопы в значительных количествах, но только тех элементов Периодической системы, которые имеют удобные газообразные соединения при комнатной температуре. Таких элементов в природе не более 27.

Разделение ионов различных масс универсальным электромагнитным способом осуществляется в ионном пучке, распространяющемся поперек магнитного поля в вакууме [4, 5]. Вследствие отталкивающего кулоновского взаимодействия между ионами ионный ток на отборные устройства электромагнитного сепаратора невелик, что приводит к ограничению количества получаемо-

го изотопически обогащенного продукта при сравнительно высокой его цене.

В настоящее время имеется проблема получения стабильных изотопов некоторых элементов, которые не имеют летучих газообразных соединений при нормальных условиях и поэтому не могут быть получены центробежным методом, а требуемые количества этих изотопов превышают производительные возможности электромагнитных сепараторов. Эти стабильные изотопы необходимы для нужд ядерной энергетики (¹⁵⁷Gd), медицины (¹⁰²Pd, ²⁰³Tl) и фундаментальной физики (⁴⁸Ca, ¹⁵⁰Nd). Особое место в перечисленном выше ряду занимает изотоп ¹⁵⁷Gd, мировая потребность в котором оценивается в ~1 т в год. Этот изотоп представляет практический интерес благодаря очень высокому сечению поглощения тепловых нейтронов и может быть использован как выгорающая добавка в ядерных реакторах, когда применение естественной смеси изотопов гадолиния ухудшает теплопроводящие свойства сборок. Возникает пробел в промышленных методах по-

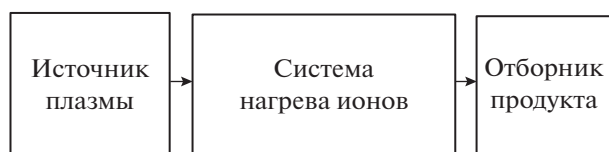


Рис. 1. Основные блоки ИЦР-системы.

лучения стабильных изотопов ряда элементов, требуемых в количествах, составляющих десятки килограммов в год и более. Этот пробел может заполнить плазменный метод разделения, а именно метод ионно-циклотронного резонанса (ИЦР).

Поскольку электростатическое расталкивание ионов пучка за счет кулоновских сил в электромагнитном масс-сепараторе препятствует увеличению производительности разделительного модуля, было высказано предложение использовать для разделения ионов по массам плазму, в которой ионный заряд скомпенсирован электронами [6, 7]. По сравнению с промышленным электромагнитным сепаратором ИЦР-установка должна производить существенно большее количество ценного продукта в силу снятия ограничений на величину перерабатываемого потока вещества, связанных с положительным объемным зарядом ионов.

Основными элементами разделительного ИЦР-устройства являются источник плазмы, система селективного нагрева ионов и отборник продукта (рис. 1).

Для разделения изотопов тугоплавких элементов методом ИЦР известен источник с катодным распылением ионами высокой энергии [8]. К рас-

пыляемой пластине, изготовленной из разделяемого вещества, прикладывают отрицательный электрический потенциал U_{spr} , достаточный для сообщения бомбардирующим пластину ионам такой энергии, чтобы при ударе о пластину выбить с ее поверхности несколько нейтральных атомов (рис. 2). Далее нейтральные атомы ионизируются электронами в зоне разряда электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) вблизи распыляемой пластины. Такой ЭЦР-разряд создают под действием микроволнового (СВЧ) излучения, поступающего по волноводу и отражаемого от зеркала в ЭЦР-зону. Слева внизу на рис. 2 изображен тигель с электрическим нагревателем.

Обычно для организации работы такого источника добавляется буферный инертный газ, чтобы обеспечить необходимое количество бомбардирующих пластину ионов, если образующихся ионов недостаточно для эффективного распыления выбранного тугоплавкого элемента (Gd, W и т.д.). Использование в ИЦР-установке инертного газа вызывает ряд нежелательных побочных эффектов. Из-за столкновений ионов и нейтралов этого газа с ионами разделяемого элемента в зоне ВЧ-антенны уменьшается селективность ИЦР-нагрева. Сам инертный газ не адсорбируется на стенках вакуумной камеры, в результате чего его концентрация может быть значительной во всем объеме разделительной ИЦР-установки.

Более внимательное рассмотрение описанной выше схемы показывает, что существуют серьезные трудности в реализации распылительного механизма, когда требуется получение изотопов гадолиния. Эти трудности связаны со сравнительно невысокой температурой плавления гадо-

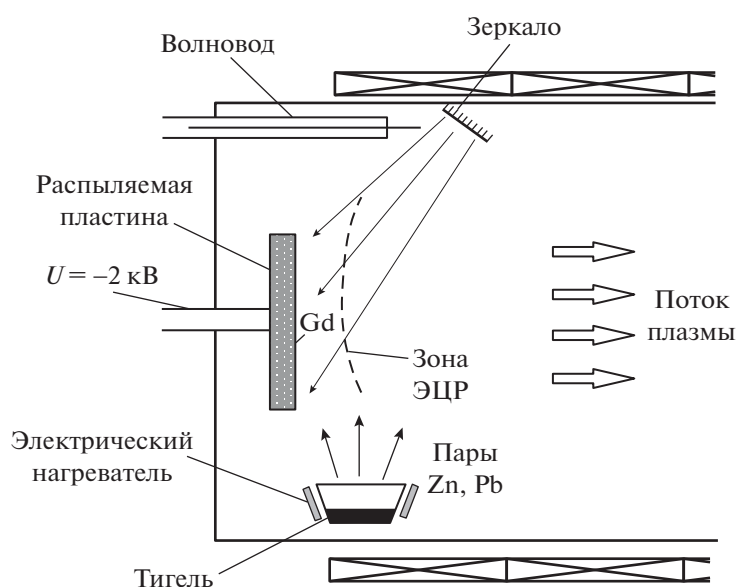


Рис. 2. Схема источника с катодным распылением ионами высокой энергии.

линия (1313°C) и его низкой теплопроводностью. Дело в том, что тепловая мощность, выделяющаяся в катоде при его бомбардировке с целью создания потока расплывшихся атомов на уровне эквивалентного тока 100 А и выше, достигает 100–200 кВт при площади катодной пластины 2000–3000 см². При таких тепловых нагрузках в условиях низкой теплопроводности гадолиния и охлаждения только за счет теплового излучения возникает опасность расплавления пластины (диска). Дополнительное охлаждение может быть осуществлено лишь с тыльной стороны катодной пластины, например, за счет водяного (или другого) охлаждения металлической подложки, к которой крепится распыляемая пластина. К сожалению, создание конструкции, требующей надежного соединения подложки и гадолиниевого диска, выдерживающей высокие напряжения в условиях изгиба диска, вызванного его тепловым расширением, представляет собой трудную инженерную задачу. Однако, даже если бы эту задачу удалось решить, всегда будет существовать серьезная опасность локального проплавления гадолиниевого пластины вследствие трудности поддержания оптимального режима распыления с однородным прогревом пластины со всеми вытекающими отсюда последствиями прорыва охлаждающей жидкости в вакуумную камеру.

В [9] была предложена схема ИЦР-устройства, основанного на получении пара разделяемого элемента с его последующей ионизацией в условиях ЭЦР при испарении из большого контейнера при высокой температуре. Разделительная ИЦР-система для этого ориентирована вертикально, и контейнер, содержащий расплавленный разделяемый элемент, расположен на дне разделительной ИЦР-установки. Пар образуется на поверхности расплава и поднимается, проходя зону ионизации. В такой конструкции зона ЭЦР-нагрева электронов и область ЭЦР-разряда расположены перпендикулярно к потоку нейтралов. Автор работы [9] не описывает способ нагрева контейнера, что является принципиальным вопросом создания реально функционирующего источника паров с достаточно высокой производительностью. В предложенной конструкции источника с ионизацией за счет излучения гиротрона поток не успевших ионизоваться нейтральных атомов поступает через зону ЭЦР-разряда непосредственно в зону расположения зеркал СВЧ-тракта и область ВЧ-нагрева ионов. Это должно приводить к запылению нейтралами элементов линии передачи СВЧ-излучения (и в первую очередь зеркал), а также к тому, что в зону ВЧ-нагрева будет постоянно проникать нейтральная компонента. Последнее весьма нежелательно, поскольку будет приводить к уходу нагретых в ВЧ-зоне целевых ионов из потока в результате резонансной перезарядки на нейтральных атомах. Та-

кие потери существенно снижают коэффициенты использования вещества и степень извлечения ценного изотопа. Соображения о возможности повышения электронной температуры в ЭЦР-разряде за счет повышения мощности СВЧ-излучения для получения более высоких степеней ионизации неубедительны, поскольку в этом случае мы будем иметь значительное количество двухзарядных и даже трехзарядных ионов. Последнее усложнит проблему селективного нагрева и приведет к дополнительным потерям производительности установки.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В настоящей работе подробно описывается горизонтально расположенное ИЦР-устройство для разделения изотопов стабильных элементов (рис. 3). Его основу составляет рабочая камера 1 длиной порядка 6 м, размещенная в “теплом” отверстии криостата 2 [10] с внутренним радиусом около 1 м. Продольное магнитное поле с высокой степенью однородности как по сечению, так и по длине в достаточном большом объеме создается соленоидом 3 на длине порядка 4 м. Предполагается, что однородное магнитное поле возбуждается с помощью сверхпроводящей магнитной системы. В левой части устройства располагается основанный на испарении любого металла в тигле источник плазмы 4. Ионизация атомов испаренного вещества осуществляется с помощью мощных генераторов СВЧ-излучения, к которым в первую очередь относятся клистроны и гиротроны. На рис. 3 показаны системы транспортировки микроволнового излучения в зону ионизации (зона ЭЦР-разряда): волновод 5 и специальное зеркало 6. Селективный нагрев ионов целевого изотопа осуществляется с помощью ВЧ-антенны 7, генерирующей в объеме плазмы переменные электрические поля с частотой, близкой к собственной циклотронной частоте извлекаемого ионного компонента. В результате резонансного циклотронного ускорения целевые ионы приобретают высокую поперечную к магнитному полю энергию, а следовательно, и больший по сравнению с нерезонансными ионами радиус ларморовской орбиты. Цифрами 8 и 9 показаны траектории резонансных и нерезонансных частиц соответственно. Длина зоны нагрева должна составлять несколько метров, чтобы уменьшить времяпролетное уширение линии ИЦР-поглощения энергии.

В данной работе для нагрева и испарения рабочего вещества предлагается использовать электронный пучок. В этом случае нагрев вещества осуществляется в тигле из тугоплавкого материала, нагреваемом мощным электронным пучком 10. Для его создания используются электронные пушки 11. Порт для введения пучка показан в правой нижней части чертежа. Транспортировка пучка

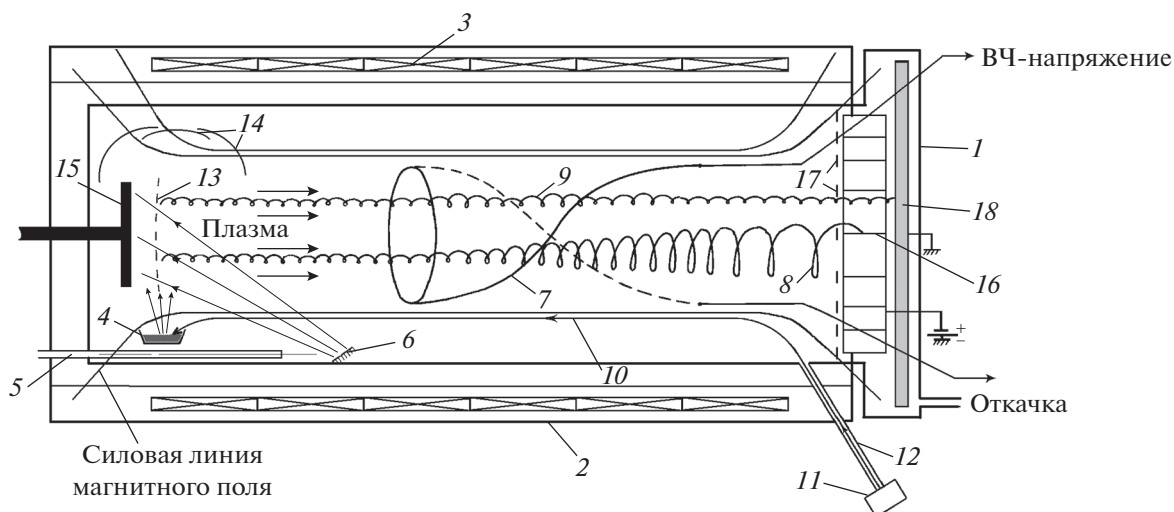


Рис. 3. ИЦР-устройство для разделения изотопов стабильных элементов. 1 – вакуумная рабочая камера; 2 – криостат сверхпроводящей магнитной системы; 3 – соленоид; 4 – тигель; 5 – волновод; 6 – зеркало; 7 – ВЧ-антенна; 8 – траектория целевых ионов; 9 – траектория нерезонансных ионов; 10 – электронный пучок; 11 – электронная пушка; 12 – металлические трубопроводы (полосы); 13 – зона ЭЦР-нагрева; 14 – экраны для сбора нейтралов испаряемого продукта; 15 – электрод (в том числе и гадолиниевый диск); 16 – металлические пластины для отбора целевых ионов; 17 – защитные экраны; 18 – отвальная пластина.

осуществляется вдоль силовых линий магнитного поля. Последние прямолинейны в зоне селективного нагрева и имеют конфигурацию расходящихся линий на торцах системы. На рис. 3 показаны две такие линии, вдоль одной из которых проходит электронный пучок. В нижней части зоны расположения источника, под зоной ЭЦР-разряда в области спадающего магнитного поля, установлен тигель из тугоплавкого материала (например, молибдена, тантала или вольфрама) с твердым гадолинием или другим веществом, изотопы которого разделяются. При этом силовая линия электронного пучка должна проходить через поверхность испарения. Оригинальность конструкции заключается в том, что электронный пучок вводится с правой стороны устройства, противоположной источнику, и распространяется вдоль металлической поверхности вакуумной камеры. Предполагается, что тигель может быть удален и заменен новым с помощью специальной шлюзовой системы. Следует иметь в виду, что Gd является ферромагнитным материалом с точкой Кюри около 30°C , вследствие чего ввод тигля с Gd и размещением его в зоне сильного магнитного поля необходимо осуществлять с подогретым до температуры $100\text{--}200^{\circ}\text{C}$ веществом, потерявшим свои ферромагнитные свойства. Предварительный нагрев тигля с гадолинием может осуществляться с помощью омического подогревателя с бифилярной токопроводящей системой.

Для транспортировки электронных пучков в области, удаленной от металлической поверхности вакуумной камеры, необходимо использовать специальные проводящие трубопроводы или ме-

таллические полосы 12 [11]. Для протекания обратного тока должен быть предусмотрен электрический контакт тигля с трубопроводом или металлической стенкой камеры.

Схема испарения гадолиния или другого тугоплавкого металла, когда пар подается не вдоль направления последующего извлечения ионов, т.е. перпендикулярно магнитному полю, как в [9], а поперек, вдоль зоны ЭЦР-разряда 13 (показана штриховой линией), имеет существенное преимущество. Это преимущество связано с тем, что не успевшие ионизоваться при своем вертикальном распространении атомы испаренного вещества в основном конденсируются в специально приспособленных для этого экранах 14 (показаны в левой верхней части рисунка) вблизи зоны источника плазмы, непосредственно над тиглем, а не распространяются вдоль всей рабочей камеры установки. (В противном случае пары с естественной концентрацией целевого изотопа попадали бы на коллектор, снижая степень разделения.) Этот материал можно периодически собирать с поверхности экранов и снова направлять в систему испарения. В нижней части рабочей камеры, в местах, хорошо защищенных от прямого попадания потока испаряемого материала, размещаются зеркала СВЧ-тракта. На электрод 15 подается отрицательный относительно плазмы потенциал, отталкивающий электроны. В такой схеме источника существенно снижается концентрация нейтральных атомов в области ВЧ-нагрева и исключаются потери, связанные с резонансной перезарядкой ускоренных целевых ионов на нейтральных атомах испаряемого вещества. При плотности мощности

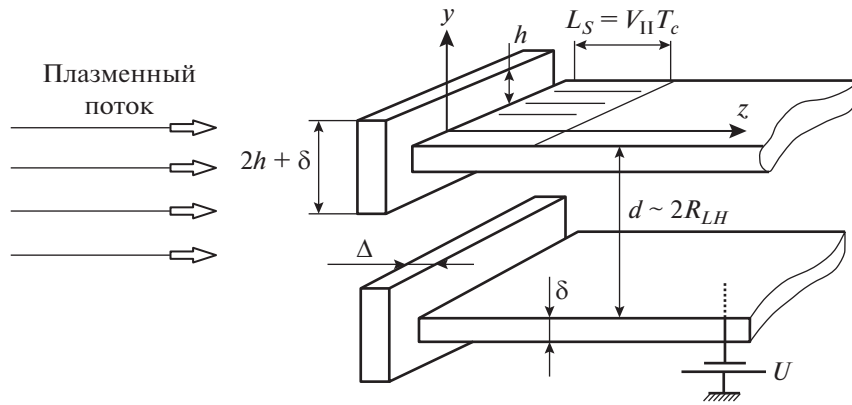


Рис. 4. Схема отборника. h – полувысота переднего экрана, Δ – толщина переднего экрана, d – оптимальное расстояние между отборными пластинами, δ – толщина отборных пластин, V_{II} – средняя скорость продольного ионного потока, T_c – период циклотронного вращения ионов, U – положительный отталкивающий потенциал.

электронного пучка $10\text{--}100\text{ кВТ/см}^2$ скорость испарения различных разделяемых веществ изменяется в диапазоне $2 \cdot 10^{-3}\text{--}2 \cdot 10^{-2}\text{ г/(см}^2 \cdot \text{с)}$.

Самым сложным узлом установки является установленная за зоной нагрева в правой части камеры коллекторная система, состоящая из металлических пластин *16* для отбора целевых ионов, защищенных экранами *17*, и поперечной к потоку отальной пластины *18*.

3. ОБЕСПЕЧЕНИЕ СЕЛЕКТИВНОСТИ НАГРЕВА ЦЕЛЕВЫХ ИОНОВ

Для получения высокой изотопической селективности необходимо, чтобы линия циклотронного поглощения энергии целевого “изотопного” иона была разрешена относительно соседних изотопов. Условие селективности может быть представлено в виде

$$\Delta\omega_{1/2} \ll \omega_{c1} - \omega_{c2} \cong \frac{\Delta m}{\bar{m}} \langle \omega_c \rangle, \quad (1)$$

где $\Delta\omega_{1/2}$ – полуширина линии циклотронного поглощения энергии; ω_{c1} и ω_{c2} – циклотронные частоты ионов соседних изотопов; $\langle \omega_c \rangle$ – средняя циклотронная частота, прямо пропорциональная индукции B магнитного поля.

Величина $\Delta\omega_{1/2}$ в обычных режимах не очень высокой плотности плазмы (порядка 10^{12} см^{-3}), когда можно пренебречь столкновительным уширением, определяется в основном доплеровским и времяпролетным уширением. Введем длину зоны нагрева L . Если времяпролетное уширение $\Delta\omega_{1/2}^{\tau}$ можно оценить как $2\pi/\tau$, где $\tau = L/\langle V \rangle$ ($\langle V \rangle$ – средняя продольная скорость ионов в пучке), то доплеровское уширение порядка $\langle V \rangle 2\pi/\lambda$. Если использо-

вать винтовые антенны с длиной волны, равной длине зоны нагрева, доплеровское уширение, как и времяпролетное, уменьшаются с увеличением длины установки.

Однако сильно увеличивать длину устройства нежелательно. Рассмотрим случай выделения изотопа ^{157}Gd , когда необходимо разрешение линий циклотронного поглощения на уровне $\frac{\Delta m}{\bar{m}} \approx 0.006$.

В силу относительной близости циклотронной частоты иона $^{157}\text{Gd}^+$ и циклотронных частот ионов соседних изотопов $^{156}\text{Gd}^+$ и $^{158}\text{Gd}^+$ одним из наиболее эффективных способов достижения высокой селективности является увеличение разности циклотронных частот резонансного и нерезонансных ионов. Для этого, как следует из неравенства (1), необходимо использовать сильные магнитные поля. К сожалению, в сильных магнитных полях осложняется работа коллекторной системы. Для понимания этого явления остановимся более подробно на принципах работы коллектора, изображенного в увеличенном масштабе на рис. 4.

Плоскопараллельные отборные пластины толщиной δ располагаются на некотором оптимальном расстоянии d порядка среднего диаметра ларморовской окружности R_{LH} нагретых частиц. Передние экраны с полувысотой h порядка ларморовского радиуса холодных нецелевых ионов r_{LC} защищают пластины от потока электронов и холодных ионов нецелевого изотопа. Оптимальное расстояние d подбирается из следующих соображений. Увеличение расстояния d между пластинами коллектора свыше величины $2R_{LH}$ будет приводить к уменьшению эффективности извлечения ценного продукта, а уменьшение d ниже величины $2R_{LH}$ – к снижению коэффициента разделения. Ларморовский радиус ионов зависит

от его поперечной к магнитному полю скорости V_{\perp} (а следовательно, энергии W_{\perp}) и магнитной индукции B_z в соответствии со следующей зависимостью: $R_{LH} = mV_{\perp H}/(qB_z)$, где m и q — соответственно масса и заряд иона. Чтобы увеличить степень разделения, на отборные пластины коллектора следует подать положительный отталкивающий потенциал U . Величина потенциала выбирается такой, чтобы, с одной стороны, максимально уменьшить поток холодных ионов на пластины, а с другой — минимально уменьшить поток нагретых целевых ионов. Фактически, эффективный выбор отталкивающего потенциала зависит от величины поперечной энергии нагретых частиц. Использование отталкивающего потенциала увеличивает степень разделения, но снижает полный поток ионов на коллектор и степень извлечения целевого изотопа. Необходимо также учитывать, что энергия ускоренных ионов должна быть ограниченной и не может превышать величину, при которой начинается эффективный процесс самораспыления собираемого целевого вещества (т.е. не более 300–500 эВ).

В сильных магнитных полях ларморовский радиус целевых ионов, при сохранении их поперечной энергии на таком предельно допустимом уровне, снижается и может оказаться слишком малым с точки зрения конструктивной реализации коллекторной системы: при изготовлении коллектора передний экран и пластины должны охлаждаться и не могут иметь малые размеры или быть очень тонкими. Так, например, при разделении изотопов гадолиния в магнитных полях порядка 4 Тл средний ларморовский радиус “нагретых” ионов при их поперечной энергии $W_{\perp} = 200$ эВ составляет всего около $R_{LH} \approx 6$ мм, а высота экрана для холодных ионов (10 эВ) должна составлять около 1 мм. В этих условиях изготовление охлаждаемого водой коллектора представляет довольно сложную конструктивную задачу. По этой причине при больших рабочих магнитных полях в зоне нагрева при сохранении поперечной энергии на уровне, предотвращающем самораспыление, когда необходимо сближать пластины коллектора, чтобы избежать уменьшения коэффициента извлечения ценного изотопа, становится заметной относительная доля нежелательных потерь целевых ионов на передние экраны (изготовление их очень тонкими и с малой высотой представляет трудность) по сравнению с потоками ионов на отборные пластины.

4. ОТБОРНИК В ОБЛАСТИ ОСЛАБЛЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Еще одна трудность, которая может проявиться при отборе продукта в условиях сильных магнитных полей, связана с уменьшением продоль-

ного размера L_S зоны осаждения вещества в силу малого шага спирали ионов: $L_S \approx \langle V_z \rangle T_c$, где T_c — период циклотронного вращения ионов. Величина L_S обратно пропорциональна магнитному полю. Относительно небольшой продольный размер зоны напыления приводит к нежелательным локальным тепловым перегрузкам и невозможности осуществления долговременных наработок продукта без удаления обогащенного вещества с передней кромки отборной пластины. Действительно, поскольку в силу спирального характера траектории ионов основной сбор обогащенного вещества осуществляется на переднюю кромку отборной пластины протяженностью $L_S \approx 1$ см ($T_{\perp 7} = 5$ эВ), через несколько часов работы сепаратора высота напыленного продукта может превысить высоту h переднего экрана и эффективность экрана заметно снизится. Это существенно для изотопов, к которым относится ^{157}Cd , исходная концентрация которого относительно высока (15%). В результате резко уменьшается разделительный эффект во время сбора материала на коллекторе из-за снижения эффективной высоты экрана.

К сожалению, этим не ограничиваются проблемы отбора в сильных полях, одна из которых связана с конечной толщиной Δ переднего экрана. Во-первых, часть горячих ионов будет концентрироваться на обращенной вверх поверхности экрана, что уменьшает коэффициент извлечения целевого изотопа. Во-вторых, в процессе работы толщина напыленного на эту поверхность продукта будет увеличиваться, препятствуя нормальной работе разделительной установки.

Для снижения нежелательных эффектов, связанных с отмеченными выше обстоятельствами, и повышения эффективности работы устройства предложено [12, 13] размещать коллектор в области уменьшенного магнитного поля. При пролете нагретых ионов через зону спадающего поля происходит преобразование поперечной энергии W_{\perp} ионов в продольную W_{\parallel} в силу закона сохранения адиабатического инварианта. Это приводит к тому, что траектории центров ларморовских окружностей ионов становятся более пологими. Последнее способствует “размазыванию” извлекаемого вещества по длине пластины в продольном направлении. По этой причине снимаются трудности, связанные как с быстрым ростом толщины напыленного вещества, так и с локальными тепловыми перегрузками. Кроме того, поперечно “нагретые” в ВЧ-зоне ионы приобретают в этом процессе существенно более высокую продольную энергию, чем “холодная” составляющая. Это выражается в том, что шаг спирали винтовой траектории горячих ионов становится существенно больше соответствующей величины для холод-

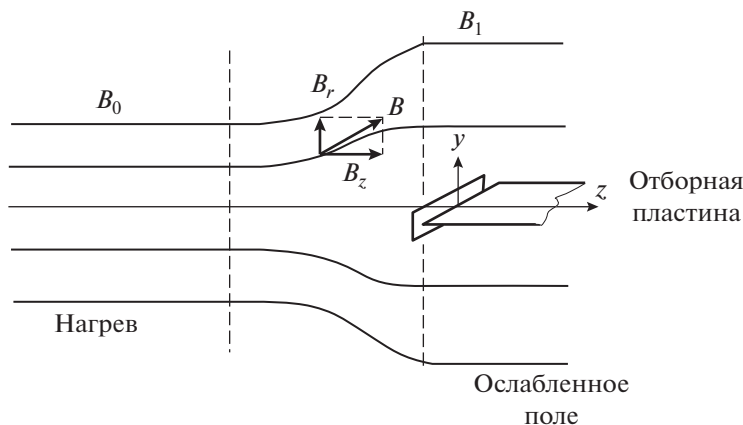


Рис. 5. Схема расположения коллектора в зоне ослабленного магнитного поля. B_0 – магнитная индукция в зоне нагрева ионов; B_r и B_z – радиальная и осевая компоненты магнитной индукции в переходной области; B_1 – магнитная индукция в зоне отборника.

ных ионов. Последнее способствует преимущественному осаждению нецелевой “холодной” составляющей в начале отборной пластины, а “горячей” – на значительно большем протяжении, что приводит к дополнительному продольному разделению на отборной пластине. Это обстоятельство позволяет при расположении плоского коллектора в зоне ослабленного магнитного поля оптимизировать полувысоту h переднего экрана и использовать его как средство ограничения электронного тока при подаче положительного отталкивающего потенциала U на отборную пластину. Последнее будет способствовать увеличению коэффициента извлечения ценного изотопа.

Поместим отборник в виде плоских пластин сразу за зоной спадающего магнитного поля в область ослабленного однородного поля. Пусть ось y – поперечная к плоскости пластин координата. Схема расположения отборника (рис. 5) условно показана без изображения толщин элементов. На рисунке B_0 – индукция основного поля, в котором происходит циклотронный нагрев, B_1 – индукция ослабленного поля. Проанализируем результаты расчетов потоков ионов на коллектор, выполненные применительно к экспериментальной установке [13], с помощью которой получены данные по напылению ионов лития при расположении отборника в зоне спадающего магнитного поля. В этих экспериментах коллектор располагался в зоне слабонеоднородного поля с магнитной индукцией порядка B_1 , так что величина “пробочного отношения” $B_0/B_1 \cong 1.2$. На рис. 6 показаны расчетные зависимости от координаты z безразмерных потоков ионов ${}^6\text{Li}$ для различных полувысот h переднего экрана. При этом оцененные начальные поперечные и продольные энергии ионов ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ равны:

$$W_{\perp 0}^6 = 40 \text{ эВ}, W_{\parallel 0}^6 \approx 10 \text{ эВ}, W_{\perp 0}^7 \approx 5 \text{ эВ}, W_{\parallel 0}^7 = 10 \text{ эВ}.$$

На рис. 6 штриховой линией также показана зависимость потока при $h = 0$ в случае, когда коллектор размещен в зоне основного однородного магнитного поля ИЦР-установки ($B_0/B_1 = 1$). Влияние переднего экрана в случае $B_0/B_1 \cong 1.2$ для указанных величин полувысот h на потоки ионов не столь значительно в большей части поверхности отборной пластины, исключая область непо-

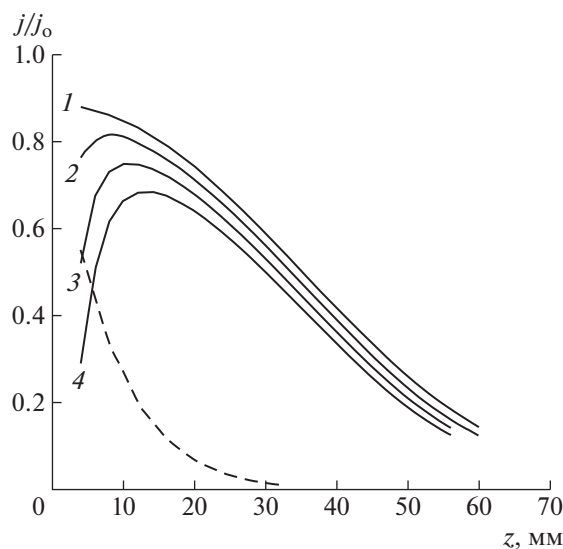


Рис. 6. Зависимость безразмерных потоков ионов ${}^6\text{Li}$ на коллектор от продольной координаты z для различных полувысот переднего экрана h , мм: 0 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4). Штриховой кривой показана зависимость потока при $h = 0$ в случае, когда коллектор размещен в зоне основного однородного магнитного поля ИЦР-установки.

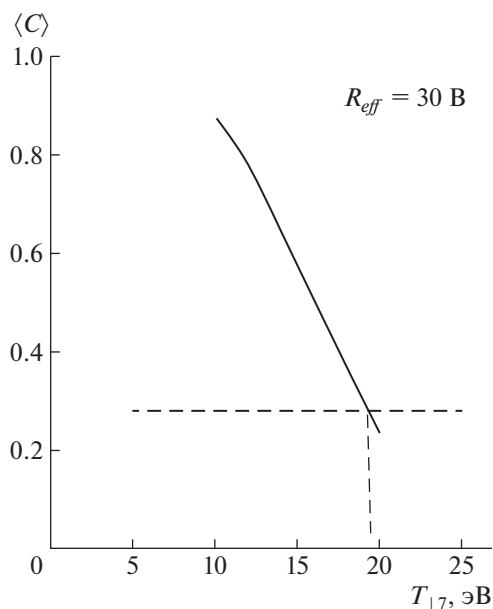


Рис. 7. Зависимость средней концентрации изотопа ${}^6\text{Li}$ от поперечной температуры $T_{\perp 7}$.

средственно за экраном. Сравнение кривой $I(h=0)$ со штриховой кривой (для обычного расположения коллектора в зоне однородного поля) показывает заметное преимущество предлагаемого расположения коллектора в уменьшенном поле при “пробочном отношении” $B_0/B_1 \cong 1.2$. Согласно полученным результатам, расположение коллектора в зоне ослабленного магнитного поля существенно увеличивает степень разделения. Кроме того, перекачка поперечной энергии ионов в продольную позволяет расширить область выделения продукта на пластинах коллектора. Последнее должно существенно уменьшить локальные тепловые перегрузки коллектора.

По оценкам [13], учитывающим только доплеровское и времяпролетное уширения, эффективная температура ${}^7\text{Li}$ должна составлять около 5 эВ. Используя это значение, можно определить среднюю концентрацию $\langle C \rangle$ выделяемого изотопа по длине коллектора. В эксперименте, действительно, наблюдается увеличение концентрации с ростом координаты z . Однако величина этого эффекта оказывается меньше расчетной. Если принять, что эффективный потенциал коллектора на 10 В ниже величины U , средняя на длине около 30 мм измеренная концентрация выделяемого изотопа при эффективном потенциале коллектора 30 В составит $\langle C \rangle_{\text{exp}} \approx 0.28$, тогда как расчет дает для концентрации величину порядка $\langle C \rangle \approx 0.9$. Наиболее вероятная причина расхождения может быть связана с неточностью оценки нагрева нецелевого иона ($T_{\perp 7} \approx 5$ эВ). На рис. 7 показана рас-

четная зависимость средней на длине 30 мм концентрации $\langle C \rangle$ от температуры нецелевого изотопа ${}^7\text{Li}$ при эффективном потенциале коллектора $U_e = 30$ В. Как видно, совпадение экспериментальных и расчетных результатов имеет место при средней поперечной энергии нецелевого изотопа около 20 эВ.

Как уже отмечалось выше, в области ослабленного однородного магнитного поля процесс сбора нагретых целевых ионов с помощью системы плоскопараллельных пластин может оказаться более эффективным, чем при расположении коллектора в зоне основного магнитного поля, совпадающего по величине с рабочим полем в области нагрева ионов. Это позволяет отделить нагретый компонент от холодных нецелевых составляющих изотопной смеси в пространстве вдоль по длине коллектора. Зона однородного ослабленного поля может быть создана с помощью изменения конструкции сверхпроводящей магнитной системы и дополнительных токовых обмоток.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена конструкция основанной на ИЦР-нагреве целевых ионов плазменной разделительной установки, в которой основные и наиболее дорогостоящие структурные элементы — это сверхпроводящая магнитная система, гиротроны, ВЧ-генератор, электронные пушки и вакуумное оборудование. Эти узлы в настоящее время являются достаточно разработанными и испытанными устройствами. Последнее является существенным аргументом в пользу применения для разделения изотопов гадолиния и некоторых стабильных изотопов в промышленных масштабах именно плазменного метода.

Наиболее выгодно получать в больших количествах на основе ИЦР-метода такие стабильные изотопы, как: ${}^{48}\text{Ca}$, ${}^{102}\text{Pd}$, ${}^{150}\text{Nd}$, ${}^{157}\text{Gd}$ и ${}^{203}\text{Tl}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Official website of the Production Association Electrochemical Plant, the town of Zelenogorsk, Siberia, Russia. <http://www.ecp.ru>
2. Sosnin L.J., Suvorov I.A., Tcheltsov I.A., Rudnev A.I. // Nucl. Instrum. and Methods. Phys. Res. 1993. V. A334. P. 41. [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)90526-N](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)90526-N)
3. Потанин Е.П., Соснин Л.Ю., Чельцов А.Н. // Атомная энергия. 2019. V. 127. № 3. С. 140. <https://doi.org/10.1007/s10512-020-00603-9>
4. Кашеев Н.А., Дергачев В.А. Электромагнитное разделение изотопов и изотопный анализ. М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Кабанов И.А. // Перспективные материалы. Специальный выпуск. 2011. Т. 10. С. 86.

6. Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D., Fried B.D., Gould R.W., Heflinger L., O'Kennel C.F., Romesser T.E., Stenzel R.L., Wong A.Y., and Wuerker R.F. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1531.
7. Dawson J.M. Patent USA 4.059. 1977. С. 761.
8. Romesser T.E., Vanek V., Tang T. // IEEE Int. Conf. Plasma Sei. Abstracts. 1983. P. 71.
9. Louvet P. US Patent № 5.422. 1995. P. 481.
10. Карчевский А.И., Потанин Е.П. Патент РФ № 2217223 // Оpubл. 27.11.2003. Бюл. № 33.
11. Беломытцев С.Я. Физика сильноточных пучков заряженных частиц: учебное пособие / Под ред. С.Я. Беломытцева, И.В. Пегель. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008.
12. Долголенко Д.А., Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А., Пашковский В.Г. // Доклад на 2-й Всероссийской научной конференции "Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул". Звенигород, 29 сентября–3 октября 1997, С. 94.
13. Карчевский А.И., Потанин Е.П. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 1. С. 96.

**КВАДРУПОЛЬНАЯ АНТЕННА И ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ
ИОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИИ
ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ В СТЕЛЛАРАТОРЕ L-2M**© 2022 г. А. И. Мещеряков^{a,*}, И. А. Гришина^a, И. Ю. Вафин^a^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

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

Поступила в редакцию 31.03.2022 г.

После доработки 28.04.2022 г.

Принята к публикации 30.04.2022 г.

На стеллараторе L-2M сконструирована и изготовлена квадрупольная антенна для экспериментов по ионному циклотронному нагреву плазмы и генерации токов увлечения. С использованием измерителя мощности падающей и отраженной волн проведены первые измерения сопротивления излучения антенны в режиме омического нагрева. Получена зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы. Показано, что доля поглощенной мощности, приходящаяся на коаксиальные моды, составляет 25%. Созданная квадрупольная антенна может быть также использована для генерации токов увлечения. Предлагаемый метод основан на конверсии быстрых магнитозвуковых волн в медленные магнитозвуковые волны с их последующим поглощением электронами плазмы, сопровождаемым генерацией токов увлечения.

DOI: 10.31857/S0032816222050287

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее распространенных методов дополнительного нагрева плазмы в тороидальных магнитных ловушках является метод ВЧ-нагрева в диапазоне ионных циклотронных частот с помощью быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн. Этот метод используется на многих установках наряду с методами электронного циклотронного резонансного нагрева, нагрева в области нижнегибридных частот и нейтральной инжекции.

В настоящее время для возбуждения волн в диапазоне ионных циклотронных частот используют петлевые антенны, состоящие из одной или нескольких токовых полос, создающих азимутальные токи внутри вакуумной камеры тороидальной магнитной ловушки. Наилучшие результаты с точки зрения эффективности возбуждения БМЗ-волн и нагрева продемонстрировали квадрупольные антенны, состоящие из четырех токовых витков. Это связано с тем, что такие антенны позволяют возбуждать БМЗ-волны с нужными тороидальными и полоидальными волновыми числами и значительно уменьшить амплитуду возбуждения паразитных поверхностных волн и цилиндрических мод с низкими продольными волновыми числами. При этом значительно снижается нагрев периферийных слоев плазмы и пристеночной области (scrape-off-layer) и, соот-

ветственно, уменьшается поступление примесей в плазму во время ионного циклотронного нагрева.

Эксперименты по ионному циклотронному резонансному (ИЦР) нагреву плазмы с помощью квадрупольных антенн проводились на многих токамаках, например: JET, ASDEX, D-III-D, KSTAR, EAST. Наиболее успешные эксперименты по ИЦР-нагреву, в которых в плазму вводилась максимальная мощность, были проведены на токамаке JET. Токамак JET является самым большим действующим токамаком в мире. В экспериментах на этой установке было получено 16 МВт термоядерной энергии синтеза [1]. В экспериментах по ИЦР-нагреву плазмы на токамаке JET использовались четыре четырехвитковые антенны и восемь ВЧ-генераторов. Кроме того, использовалась специальная система согласования отдельных витков антенны и генератора, включающая в себя гибридные 3dB-разделители. Такая система питания антенн позволяет избежать резких изменений нагрузки генераторов при возникновении ELM-событий. В эксперименте по ИЦР-нагреву D+H-плазмы в токамаке JET максимальная поглощаемая в плазме мощность составила 22 МВт [2]. В результате этого увеличились электронная температура от 2.5 до 8 кэВ, ионная температура плазмы от 2 до 7 кэВ, а энергосодержание плазмы от 1.5 до 6 МДж. Излучаемая в плазму мощность,

деленная на площадь антенн, в этих экспериментах достигла 1 МВт/м^2 . В настоящее время на токамаке JET проходит испытание антенна, предназначенная для работы на строящемся токамаке ITER [1], для нее излучаемая мощность, приведенная к единице площади антенны, составляет около 4 МВт/м^2 .

Система ИЦР-нагрева плазмы на токамаке ASDEX-Upgrade состоит из четырех ВЧ-генераторов мощностью 2 МВт каждый и четырех квадрупольных антенн. Каждая антенна имеет площадь 0.8 м^2 . В экспериментах по нагреву D+H-плазмы максимальная мощность, поглощаемая в плазме, достигала 7.2 МВт (90% мощности ВЧ-генераторов), а приведенная мощность, излучаемая антенной, составила 2.25 МВт/м^2 [3].

Токамак KSTAR функционирует с 2008 года и является одной из установок, обладающих полностью сверхпроводящими магнитными катушками. Система ионного циклотронного нагрева включает в себя антенну, состоящую из четырех токовых витков, расположенных внутри вакуумной камеры токамака [4]. Мощность, излучаемая одним витком антенны, составляет 1.5 МВт , а мощность всей системы ионного циклотронного нагрева – 6 МВт .

Китайский токамак EAST также имеет полностью сверхпроводящую магнитную систему. Система ИЦР-нагрева на токамаке EAST специально предназначена для экспериментов с длинными разрядами с высоким β (β – отношение газодинамического давления к давлению магнитного поля). Система ИЦР-нагрева на токамаке EAST состоит из двух антенн, в каждой из которой имеется по четыре токовых витка [5]. Фаза напряжения, подаваемого на каждый токовый виток, может быть подобрана таким образом, чтобы оптимизировать спектр возбуждаемых волн. ВЧ-генераторы системы ИЦР-нагрева способны подавать мощность $P_{\text{ICRH}} = 12 \text{ МВт}$ на две антенны в импульсе длительностью $t = 1000 \text{ с}$.

ВЧ-методы также используются для генерации токов увлечения в тороидальных магнитных ловушках. Для обеспечения непрерывного цикла работы токамака-реактора проблема создания стационарного плазменного тока за счет генерации токов увлечения является ключевой. В настоящее время на действующих тороидальных установках ведется активный поиск наиболее эффективных методов создания токов увлечения.

На сегодняшний день наибольших успехов в создании токов увлечения на токамаках удалось добиться с помощью волн в нижнегибридном ($1-10 \text{ ГГц}$) диапазоне частот. Этот метод состоит в том, что с помощью волноводных гриллов в плазме возбуждается медленная волна, которая распространяется в центр плазменного шнура, где поглощается на электронах в области нижнеги-

бридного резонанса. Этот метод генерации токов увлечения является довольно эффективным, однако обладает принципиальным ограничением по плотности плазмы для каждой конкретной установки. Для волн в этом частотном диапазоне существует область непрозрачности на краю плазменного шнура, что препятствует проникновению медленной волны в центральные области плазмы. Для каждой установки ограничение метода по плотности плазмы определяется магнитным полем данной установки, а также спектром волн, возбуждаемых используемой антенной.

Наиболее успешными были эксперименты по нижнегибридной генерации токов увлечения на токамаке JT-60U [6]. На этом токамаке была достигнута наибольшая эффективность генерации токов увлечения ($3.5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2} \cdot \text{А/Вт}$), а также получен наибольший для тороидальных магнитных ловушек ток увлечения 3.6 МА . Эти значения являются рекордными для экспериментов по генерации токов увлечения любыми методами.

В настоящее время на тороидальных установках исследуется еще один метод генерации токов увлечения – с использованием волн в диапазоне электронных циклотронных частот ($20-200 \text{ ГГц}$). В этих экспериментах генерация токов увлечения происходит в результате электронного циклотронного резонансного поглощения СВЧ-волны. Такие эксперименты проводились на токамаках T-10 [7] и DIII-D [8]. Поскольку механизм поглощения волны циклотронный, энергия волны увеличивает поперечную (по отношению к направлению магнитного поля) скорость электронов. В результате эффективность создания токов увлечения вдоль магнитного поля оказывается низкой. Например, в экспериментах на токамаке DIII-D [8] эффективность создания токов увлечения составила $0.19 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2} \cdot \text{А/Вт}$ при возрастании электронной температуры примерно до 7 кэВ . Таким образом, полученная в экспериментах на этих токамаках эффективность генерации токов увлечения волнами в диапазоне электронных циклотронных частот оказалась как минимум на порядок ниже, чем при использовании методов нижнегибридной генерации токов увлечения.

На токамаках также проводятся исследования генерации токов увлечения волнами в диапазоне ионных циклотронных частот. На токамаке DIII-D проведены эксперименты по генерации токов увлечения с помощью быстрых магнитозвуковых волн в диапазоне $60-83 \text{ МГц}$ [9]. За счет фазировки трех антенн в эксперименте добивались распространения БМЗ-волны вдоль плазменного тока или в обратном направлении. БМЗ-волна поглощалась на электронах за счет механизма затухания Ландау. В этом эксперименте эффективность создания токов увлечения составила $0.54 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-2} \cdot \text{А/Вт}$. Видно, что по эффективно-

сти этот метод создания токов увлечения заметно уступает методу с использованием волн в нижне-гибридном частотном диапазоне.

В данной статье описана квадрупольная антенна, которую предполагается использовать в экспериментах по ионному циклотронному нагреву и генерации токов увлечения на стеллараторе Л-2М. Описан также диагностический комплекс, с помощью которого предполагается исследовать распространение и поглощение БМЗ-волн в плазме, а также изложены результаты, полученные в первых экспериментах.

2. КВАДРУПОЛЬНАЯ АНТЕННА ДЛЯ ИЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М

Квадрупольная антенна для ИЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М состоит из четырех токовых витков, расположенных в двух соседних сечениях вакуумной камеры стелларатора. На рис. 1 представлены два токовых витка 1 и 2, находящиеся в одном сечении. Соседнее сечение, в котором расположены два идентичных токовых витка, отстоит от данного сечения на расстояние 22.5 см вдоль оси плазменного шнура. Ширина каждого токового витка составляет 7.5 см, а площадь поверхности – 2.5 дм². Поверхность каждого витка, обращенная к плазме, повторяет форму поверхности сепаратрисы и отстоит от нее на 1 см (рис. 1). Токовые витки не защищены электростатическим экраном. Каждый виток питается от генератора отдельным ВЧ-фидером, поэтому в зависимости от сдвига фаз напряжения, поданного на отдельные витки антенны, имеется возможность возбуждать БМЗ-волны с различными тороидальными и азимутальными модами. Вакуумные вводы собраны на основе высоковольтных керамических изоляторов, которые позволяют подавать на антенну ВЧ-напряжение до 15 кВ. При подаче такого напряжения на квадрупольную антенну (с учетом общей площади антенной системы $S_{an} \approx 0.1 \text{ м}^2$) можно ожидать, что излучаемая мощность P_{ICRH} квадрупольной антенны в экспериментах по ИЦР-нагреву D+H-плазмы составит более 200 кВт.

В приближении цилиндрической плазмы решение волнового уравнения для компонент электрического вектора БМЗ-волны может быть получено в следующем виде:

$$E(r, \varphi, z) = E_0(r) \exp[-i(\omega t - m\varphi - k_{\parallel}z)],$$

где m – азимутальное волновое число, k_{\parallel} – продольное волновое число и $E_0(r)$ – радиальное распределение компонент электрического поля волны.

Рассмотрим спектры азимутальных и тороидальных мод, которые данная квадрупольная антенна может возбуждать в плазме стелларатора

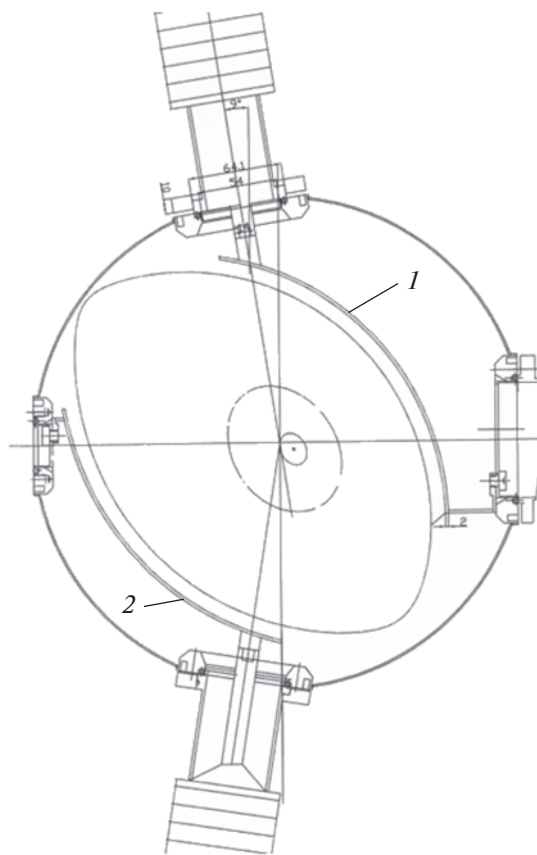


Рис. 1. Два (1, 2) из четырех токовых витков квадрупольной антенны, расположенные в одном поперечном сечении стелларатора Л-2М.

Л-2М. Эти спектры получены при разложении тока антенны в ряд Фурье по азимутальным и тороидальным модам. На рис. 2 представлены расчетные спектры азимутальных мод, полученные в условиях, когда витки антенны 1 и 2 (см. рис. 1) запитаны либо в противофазе ($0 - \pi$), либо синфазно ($0 - 0$). Согласно рис. 2, при запитывании витков в противофазе максимум амплитуды азимутальных мод приходится на $m = 1$. Ранее на стеллараторе Л-2М проводились исследования возбуждения и распространения БМЗ-волн в плазме стелларатора Л-2М [10]. При этом было установлено, что в экспериментальных условиях стелларатора Л-2М, когда плотность плазмы составляет $n_e = (1-3) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, в плазме возбуждается только одна азимутальная мода $m = 1$. Поэтому для эффективного возбуждения БМЗ-волн в плазме стелларатора Л-2М следует использовать только противофазное питание витков квадрупольной антенны, находящихся в одном сечении.

Рассмотрим спектр тороидальных мод, которые можно возбудить с помощью описываемой квадрупольной антенны. На рис. 3 представлены расчетные спектры тороидальных мод, полученные в условиях, когда витки, расположенные в

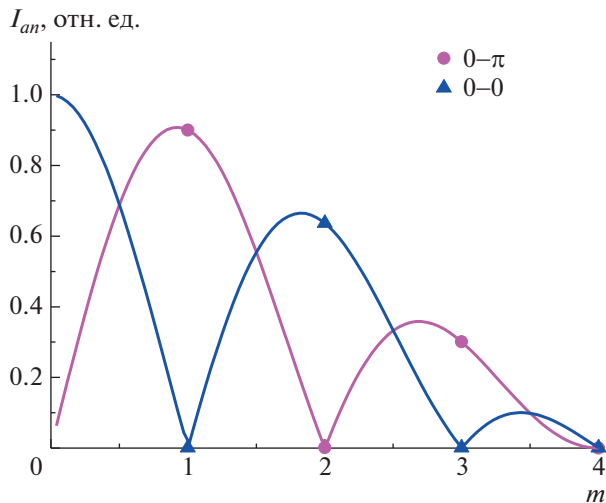


Рис. 2. Спектр азимутальных мод.

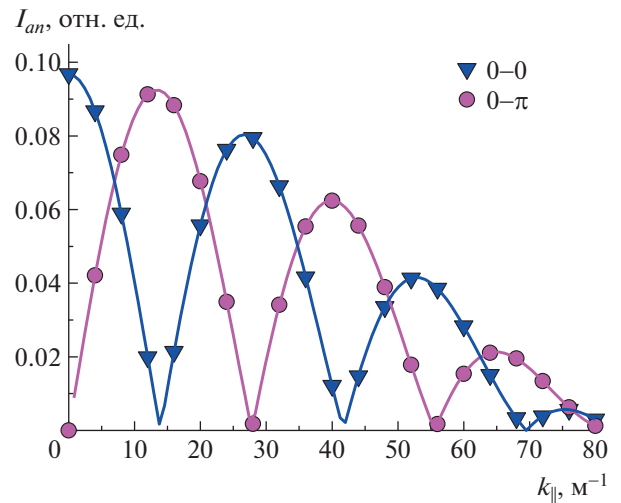


Рис. 3. Спектр тороидальных мод.

соседних сечениях плазмы, запитаны либо в противофазе ($0 - \pi$), либо синфазно ($0 - 0$). Согласно рисунку, при запитывании в противофазе витков, находящихся в соседних сечениях, максимум амплитуды тороидальных мод приходится на $k_{\parallel} = 14 \text{ м}^{-1}$. Ранее было экспериментально показано [10], что в рабочем диапазоне плотностей стелларатора Л-2М $1 \cdot 10^{19} \leq n_e \leq 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ возможно возбуждение тороидальных мод с $k_{\parallel} = 5 - 15$. Таким образом, при запитывании в противофазе витков, находящихся в соседних сечениях, возникают условия для эффективного возбуждения БМЗ-волн.

Отметим, что антенна, состоящая из одного витка, способна возбуждать также поверхностные волны и коаксиальные моды. Продольные волновые числа этих волн близки к нулю. Поэтому, чтобы эти волны не возбуждались, необходимо обрезать спектр тороидальных мод в области $k_{\parallel} \rightarrow 0$. Согласно рис. 3, это можно сделать, подав противофазное напряжение на витки антенны, расположенные в соседних тороидальных сечениях.

Таким образом, анализ спектров азимутальных и тороидальных мод позволяет утверждать, что для эффективного возбуждения БМЗ-волн в стеллараторе Л-2М с помощью квадрупольной антенны необходимо, чтобы каждые два соседних витка (как в тороидальном, так и в азимутальном направлениях) были запитаны в противофазе. Направления токов в витках квадрупольной антенны при питании, оптимальном для возбуждения БМЗ-волн, схематически показаны на рис. 4.

3. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС СИСТЕМЫ ДЛЯ ИЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ И ГЕНЕРАЦИИ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ

В состав диагностического комплекса системы ИЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М входят измеритель амплитуд падающей и отраженной волн в ВЧ-фидере и система магнитных зондов.

Измеритель амплитуд падающей и отраженной волн представляет собой участок высокочастотного фидера, внутри которого расположены два проводника, образующие две дополнительные распределенные линии (рис. 5). Сигналы с выходов дополнительных линий пропорциональны амплитудам падающей U_{in} и отраженной U_{ref} волн. Отношение амплитуды падающей (отраженной) волны в дополнительной линии $U_{in}^{ad} (U_{ref}^{ad})$ к ам-

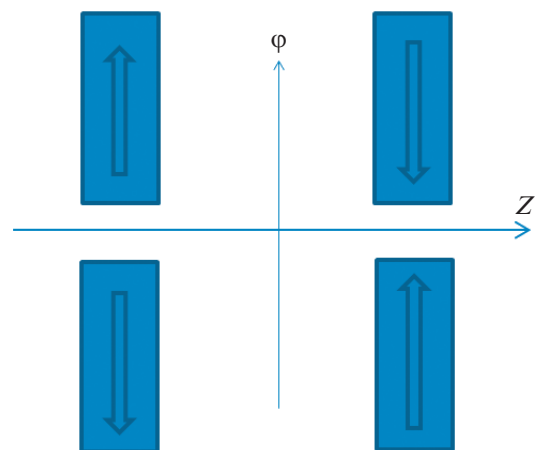


Рис. 4. Направления токов в витках квадрупольной антенны при питании, оптимальном для возбуждения БМЗ-волн.

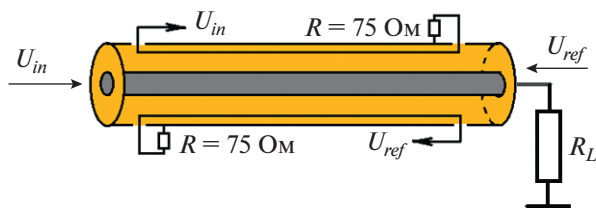


Рис. 5. Конструкция измерителя амплитуд падающей и отраженной волн.

плитуде падающей (отраженной) волны в основном ВЧ-фидере $U_{in}(U_{ref})$ определяется следующим выражением [11]:

$$U_{in}^{ad}(U_{ref}^{ad})/U_{in}(U_{ref}) = [\ln(R_0/r)/\ln(R_0/r_0)] \sin(kl),$$

где r_0 , R_0 – радиусы центрального проводника и оплетки фидера соответственно; r – расстояние от центра фидера до дополнительного проводника; k – волновое число волны, распространяющейся в фидере; l – длина дополнительной линии.

В используемом измерителе амплитуд падающей и отраженной волн это отношение равно $U_{in}^{ad}/U_{in} = U_{ref}^{ad}/U_{ref} = 1.1 \cdot 10^{-2}$. Калибровка измерителя амплитуд падающей и отраженной волн показала, что ошибка измерения данного прибора составляет 10%.

Данный прибор позволяет проводить измерения ВЧ-мощности, поглощенной в плазме, а также сопротивления излучения антенны и тока в антенне. ВЧ-мощность P_{ab} , поглощаемая в нагрузке, может быть определена из измерений амплитуд падающей и отраженной волн: $P_{ab} = U_{in}^2/(2\rho) - U_{ref}^2/(2\rho)$, где ρ – волновое сопротивление фидера. Проводя измерения поглощаемой мощности с плазмой и без плазмы, можно по разности сигналов определить ВЧ-мощность, поглощенную в плазме P_{pl} .

Высокочастотный ток в антенне I_{an} также можно найти из измерений амплитуд падающей и отраженной волн: $I_{an} = U_{an}/\rho_{an}$. Здесь $U_{an} = U_{in} + U_{ref}$ (в данном случае волновое сопротивление нагрузки больше, чем волновое сопротивление фидера), а $\rho_{an} = L_{an}\omega$ – волновое сопротивление антенны.

При известных ВЧ-мощности, поглощаемой в плазме, и токе в антенне можно определить сопротивление излучения антенны, воспользовавшись следующим соотношением:

$$P_{pl} = (1/2)I_{an}^2 R_{load}.$$

В отсутствие плазмы $R_{load} = 0$. Сопротивление излучения антенны зависит как от конструкции антенны, так и от используемого метода нагрева, т.е. от типа возбуждаемых волн и параметров плазмы, влияющих на распространение и затуха-

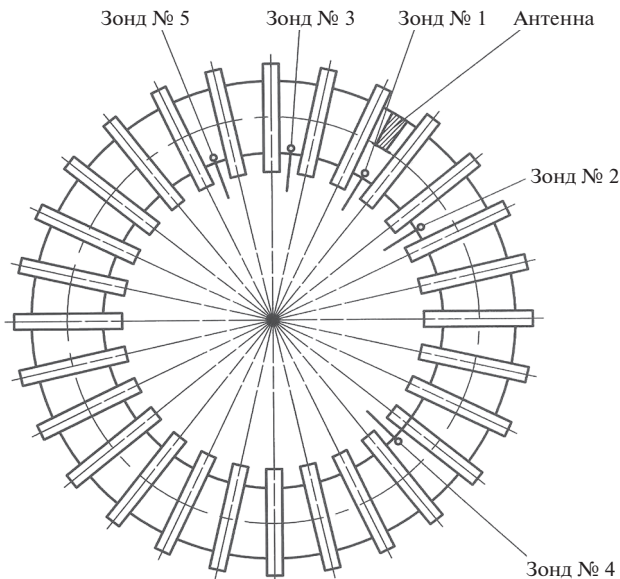


Рис. 6. Схема расположения магнитных зондов в камере стелларатора Л-2М.

ние этих волн. Исследуя зависимость сопротивления излучения антенны от параметров плазмы, можно определить оптимальные условия нагрева плазмы для используемого метода нагрева.

Вторым элементом диагностического комплекса системы ИЦР-нагрева является система магнитных зондов. Пять магнитных зондов размещены в пяти патрубках с внутренней стороны вакуумной камеры стелларатора (рис. 6). Каждый магнитный зонд представляет собой катушку диаметром 6 мм, состоящую из 12 витков. Зонды расположены в контейнерах с керамическим колпачком, отделяющим зонд от вакуумного объема камеры. Это позволяет менять поляризацию зонда, не нарушая вакуум в камере. Зонды измеряют компоненту магнитного поля БМЗ-волны в направлении ее распространения (B_z -компоненту) и в перпендикулярном направлении (B_ϕ -компоненту).

Сигнал магнитного зонда имеет вид синусоиды с частотой, равной частоте генератора. Фазовые соотношения сигналов зондов, расположенных в различных сечениях камеры, позволяют определить фазовую скорость распространения БМЗ-волны, а амплитудные – длину ее затухания. Сигналы зондов регистрируются с помощью АЦП (32-канальная быстродействующая система регистрации с объемом буферного запоминающего устройства 2 Гб, производитель – Институт ядерной физики им. Г.М. Будкера СО РАН, Новосибирск). Оцифровку сигнала можно выполнять с частотой $\nu_0 = 50, 25, 12.5$ мегаотсчетов в секунду. Разрешение по амплитуде составляет 12 бит. По сдвигу фаз $\Delta\phi$ сигналов двух зондов, разнесен-

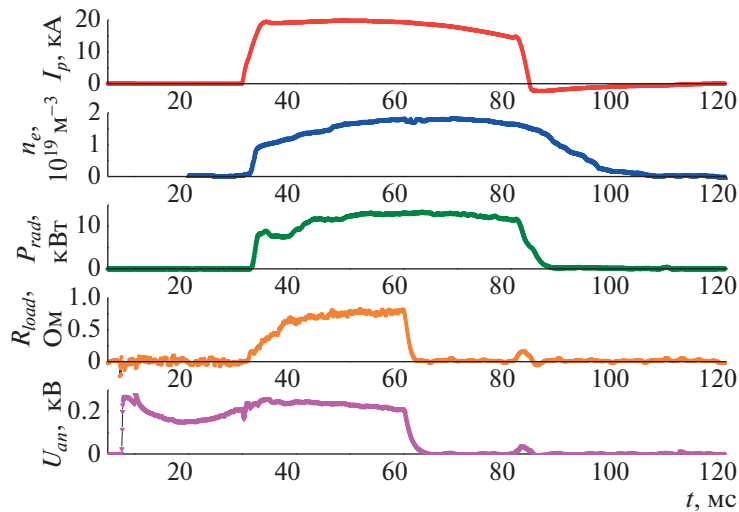


Рис. 7. Сопротивление излучения антенны R_{load} и параметры плазмы в режиме омического нагрева: I_p — ток омического нагрева, n_e — средняя по хорде электронная плотность плазмы, P_{rad} — интенсивность радиационных потерь, U_{an} — высокочастотное напряжение на антенне.

ных на расстояние Δl , можно определить фазовую скорость распространения волн вдоль тора V_φ и продольное волновое число $k_{||} = \omega/V_\varphi$.

Данный диагностический комплекс позволит измерять фазовые скорости и спектральный состав возбуждаемых БМЗ-волн, а также определять условия, в которых эффекты нагрева и генерации токов увлечения будут максимальными.

4. ПЕРВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КВАДРУПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ

На стеллараторе Л-2М были проведены первые эксперименты по тестированию описанной выше квадруполевой антенны в режиме омического нагрева. На рис. 7 представлена эволюция основных параметров плазмы в этом эксперименте: тока омического нагрева $I_p(t)$, средней по хорде электронной плотности плазмы $n_e(t)$, интенсивности радиационных потерь $P_{rad}(t)$, сопротивления излучения антенны $R_{load}(t)$ и высокочастотного напряжения на антенне $U_{an}(t)$. Эксперименты проводились при мощности омического нагрева около 65 кВт и плотности плазмы $n_e \sim (1.5-2.0) \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Сопротивление излучения антенны определялось с помощью измерителя амплитуд падающей и отраженной волн, согласно методике, описанной выше. В данном эксперименте мощность ВЧ-генератора не превышала 1 кВт. При помощи фидера она подавалась на один из четырех витков квадруполевой антенны. Импульс ВЧ-генератора заканчивался на 60 мс.

Рисунок 7 позволяет проследить динамику сопротивления излучения антенны в течение импульса плазмы. На начальном этапе (30–36 мс) происходит нагрев плазмы, и сопротивление излучения антенны быстро нарастает. Вклад в него вносят коаксиальные моды и БМЗ-волны. После излома на кривой $R_{load}(t)$ (с 36 мс) температура плазмы достигает стационарного значения, и дальнейший медленный рост сопротивления излучения антенны уже связан с дальнейшим ростом плотности плазмы.

По данным рис. 7 можно построить зависимость сопротивления излучения антенны от плотности плазмы, которая подтверждает сделанные выше утверждения о типах волн, дающих вклад в сопротивление излучения антенны. Эта зависимость приведена на рис. 8. Видно, что на начальном этапе создания и нагрева плазмы, когда плотность возрастает от $0.2 \cdot 10^{19}$ до $0.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, сопротивление излучения антенны остается примерно постоянным (~ 0.2 Ом). Этот уровень сопротивления излучения антенны соответствует вкладу коаксиальных мод. Коаксиальные моды существуют в области между стенкой вакуумной камеры и сепаратрисой (SOL, scrape-off-layer), где плотность плазмы в стеллараторе Л-2М составляет $2 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-3}$ и не зависит от плотности плазмы внутри плазменного столба [12]. На следующем этапе омического разряда (при плотности, превышающей $0.9 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) плазма начинает прогреваться, и появляются условия для поглощения БМЗ-волн, возбуждаемых антенной. Это вызывает быстрый рост сопротивления излучения антенны примерно до 0.65 Ом (см. рис. 8). После того как температура плазмы достигает

стационарного значения, сопротивление излучения антенны возрастает практически линейно примерно до 0.8 Ом уже за счет роста плотности. Такая линейная зависимость сопротивления излучения антенны от плотности наблюдалась в более ранних экспериментах по ИЦР-нагреву на стеллараторе Л-2М [13]. Как видно, доля “паразитных” коаксиальных мод, возбуждаемых антенной, составляет примерно 25%.

Таким образом, тестовые измерения сопротивления антенны с малой мощностью показали, что максимальное сопротивление излучения созданной антенны, установленной на стеллараторе Л-2М, составляет порядка 0.8 Ом. Такой уровень сопротивления излучения антенны позволяет ожидать, что при подаче на нее рабочего напряжения около 12 кВ и использовании всех четырех витков антенны мощность, поглощаемая в плазме, составит 250 кВт. При этом возбуждение коаксиальных мод квадрупольной антенной будет значительно меньше по сравнению с одно-витковой антенной, использованной в данном тестовом эксперименте.

5. ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КВАДРУПОЛЬНОЙ АНТЕННЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ В СТЕЛЛАТОРЕ Л-2М

Созданная на стеллараторе Л-2М квадрупольная антенна может быть также использована для генерации токов увлечения. Предлагаемый метод основан на конверсии БМЗ-волн в медленные магнитозвуковые (ММЗ) волны с их последующим поглощением электронами плазмы, сопровождаемым генерацией токов увлечения.

Ранее на стеллараторе Л-2М проводились эксперименты по ионному циклотронному нагреву дейтериевой плазмы с добавкой водорода БМЗ-волной, создаваемой при помощи петлевой антенны [14]. Эксперименты показали, что в рабочем диапазоне параметров стелларатора Л-2М в дейтериевой плазме с добавкой водорода происходит возбуждение БМЗ-волны, распространяющейся в одном тороидальном направлении. Далее происходит ее линейная трансформация в ММЗ-волну с сохранением продольного волнового числа. В дальнейшем ММЗ-волна замедляется в области ион-ионного гибридного резонанса. Ее фазовая скорость уменьшается, в результате чего появляется возможность ее поглощения электронами за счет механизма затухания Ландау. Механизм Ландау затухания ММЗ-волны на электронах обеспечивает генерацию токов увлечения за счет передачи импульса от волны к электронам в направлении распространения волны. Таким образом, в дейтериевой плазме с добавкой водорода в стеллараторе Л-2М можно создать условия для генерации токов увлечения при помощи волн в ион-

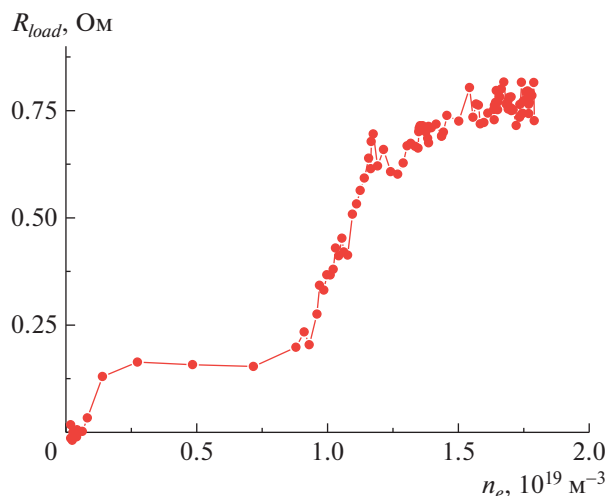


Рис. 8. Зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности.

ном циклотронном диапазоне частот. Использование квадрупольной антенны в этих экспериментах предпочтительно, поскольку она позволит более эффективно возбуждать в плазме БМЗ-волну. Ожидается, что эффективность предлагаемого метода генерации токов увлечения окажется того же порядка, что и эффективность метода генерации токов увлечения волнами нижегибридного диапазона частот.

Особенностью стелларатора является возможность его работы в бестоковом режиме (режим электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы). В бестоковом режиме работы стелларатора Л-2М с помощью пояса Роговского можно будет измерять токи увлечения малой величины (вплоть до 100 А). Проведение таких экспериментов на стеллараторе Л-2М позволит провести детальное исследование этого нового метода генерации токов увлечения.

6. ВЫВОДЫ

Создана квадрупольная антенна, которую предполагается использовать в экспериментах по ионному циклотронному нагреву и генерации токов увлечения на стеллараторе Л-2М. Рассчитаны спектры азимутальных и тороидальных мод, которые данная квадрупольная антенна может возбуждать в плазме стелларатора Л-2М. На основе анализа спектров азимутальных и тороидальных мод показано, что для эффективного возбуждения БМЗ-волн в стеллараторе Л-2М с помощью квадрупольной антенны необходимо, чтобы каждые два соседних витка (как в тороидальном, так и в азимутальном направлении) были запитаны в противофазе.

Создан диагностический комплекс, состоящий из измерителя амплитуд падающей и отраженной волн и набора магнитных зондов. Измеритель амплитуд позволяет исследовать зависимость сопротивления излучения антенны от параметров плазмы и определить оптимальные условия для нагрева плазмы и генерации токов увлечения. Набор магнитных зондов позволит измерять фазовые скорости, а также тороидальные и азимутальные волновые числа возбуждаемых БМЗ-волн.

Проведены первые тестовые эксперименты с антенной в режиме омического нагрева. Получена зависимость сопротивления излучения антенны от средней плотности плазмы в одном выбранном импульсе. На основании этой зависимости определена доля сопротивления излучения антенны, приходящаяся на коаксиальные моды (25%). Полученная величина сопротивления излучения антенны позволяет ожидать, что с помощью квадрупольной антенны можно будет ввести в плазму мощность до 250 кВт. При этом возбуждение коаксиальных мод данной антенной будет значительно меньше, по сравнению с одновитковой антенной, использованной в данном тестовом эксперименте.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием по теме “Физика высокотемпературной плазмы. Фундаментальные проблемы динамики, удержания и нагрева плазмы в трехмерных магнитных конфигурациях” (FFWG-2019-0006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Keilhacker M.*, Report JET-P(98)70. Abington, 1999. <https://scipub.euro-fusion.org/wp-content/uploads/2014/11/JETP98070.pdf>
2. JET Joint Undertaking Progress Report EUR14434 EN (EUR-JET-PR9). Abington, 1992. <http://aei.pitt.edu/58111/1/JET.J.U.1991.V.1.pdf>
3. *Faugel H., Angene P., Becker W., Braun F., Bobkov V.I., Eckert B., Fischer F., Hartmann D.A., Heilmaier G., Kneidl J., Noterdaeme J.-M., Siegl G., Würsching E.* // Fusion Eng. Des. 2005. V. 74. P. 319. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2005.06.268>
4. *Park B.H., Yoon S.W., Na Y.S., Park J.M., Kim J.Y.* // Proc. of the 33rd EPS Conference on Plasma Physics (Rome, 2006) ECA. 2006. V. 30I. P-2.180. P. 2. https://www.researchgate.net/publication/238490814_Study_on_ICRH_and_FWCD_for_KSTAR_baseline_operation_period
5. *Zhang X.J., Qin C.M., Liu L.N., Zhao Y.P., Mao Y.Z., Yang H., Lv B., Chang J.F., Huang J., Wang L., Yuan S., Deng X., Chen G., Cheng Y., Ju S.Q. et al.* // AIP Conference Proceedings. 2020. V. 2254. Iss. 1. P. 030004. <https://doi.org/10.1063/5.0013587>
6. *Naito O.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35. P. B215. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/35/SB/017>
7. *Alikaev V.V., Bagdasarov A.A., Borshegovskij A.A., Chistyakov V.V., Dremmin M.M., Gorelov Yu.A., Gorshkov A.V., Esipchuk Yu.V., Evdokimov D.B., Kislov A.Ya., Kislov D.A., Krupin V.A., Kuznetsova L.K., Lysenko S.E., Notkin G.E. et al.* // Nucl. Fusion. 1995. V. 35. P. 369. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/35/4/I01>
8. *Petty C.C., Prater R., Lohr J., Luce T.C., Fox W.R., Harvey R.W., Kinsey J.E., Lao L.L., Makowski M.A.* // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. P. 1366. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/42/12/303>
9. *Petty C.C., Baity F.W., de Grassie J.S., Forest C.B., Luce T.C., Mau T.K., Murakami M., Pinsker R.I., Politzer P.A., Porkolab M., Prater R.* // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 1421. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/39/10/305>
10. *Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Морозов А.Е., Голиков А.А., Нечаев Ю.И.* // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 3. С. 231.
11. *Кузнецов В.Д.* // Радиотехника. 1957. № 10. С. 36.
12. *Berezhetskii M.S., Budaev V.P., Ivanov R.S., Rakowez A.A., Popov S.N., Kholnov Yu.V., Andryukhina E.D., Dyabilin K.S., Fedyanin O.I.* // J. Nucl. Matter. 1989. V. 162–164. P. 831. [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(89\)90371-1](https://doi.org/10.1016/0022-3115(89)90371-1)
13. *Мещеряков А.И., Морозов А.Е., Голиков А.А., Вафин И.Ю., Бережецкий М.С., Нечаев Ю.И.* // Прикладная физика. 2007/ № 6. С. 51. <https://arplphys.orion-ir.ru/appl-07/07-6/PF-07-6-51.pdf>
14. *Гребеничков С.Е., Мещеряков А.И., Сбитникова И.С., Суходольский В.Н., Худолеев А.В.* // Труды ИОФАН. 1991. Т. 31. С. 130.

**АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ ИНСТРУМЕНТ РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКОГО
ИССЛЕДОВАНИЯ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА
В ПРОТОНООБМЕННЫХ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ
НА ОСНОВЕ НИОБАТА ЛИТИЯ**

© 2022 г. Р. С. Пономарев^{a,b,*}, Ю. А. Константинов^a,
М. Е. Белокрылов^{a,b}, Д. И. Шевцов^b, П. В. Карнаушкин^a

^a Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

^b Пермский государственный национальный исследовательский университет
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

*e-mail: rsponomarev@gmail.com

Поступила в редакцию 23.03.2022 г.

После доработки 26.04.2022 г.

Принята к публикации 29.04.2022 г.

Разработана система исследования пироэлектрического эффекта в интегрально-оптических модуляторах (ИОМ) на основе протонообменных канальных волноводов на подложке из ниобата лития с возможностью контроля стыковки чипа ИОМ и оптического волокна. В систему интегрирован лабораторный сертифицированный оптический рефлектометр частотной области, который обеспечил достаточную точность определения пространственной координаты исследуемого образца и высокую чувствительность при регистрации обратного рассеяния и отражения. Применение аттестованного метрологического оборудования позволяет паспортизовать температурный дрейф показателя преломления в волноводах ИОМ и качественно наблюдать вариацию фазового состояния излучения в каждой точке волновода. Применение автоматизированной системы обработки сигнала, обеспечивающей возможность наблюдения пользователем всех искомым параметров исследуемого образца при вариации пространственной координаты по длине ИОМ, позволило снизить количество рутинных исследовательских процедур при анализе данных и сосредоточиться на их содержании. Проанализированы преимущества и недостатки использования коммерческой OFDR-системы (Optical Frequency Domain Reflectometry) вместо самостоятельно изготовленного макета на основе перестраиваемого лазера. Созданный и примененный фильтр на основе алгоритма динамического нелинейного усреднения в пространстве позволил увеличить отношение сигнал/шум данных на 6–10 дБ.

DOI: 10.31857/S0032816222050202

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные фотонные интегральные схемы, также известные как интегрально-оптические схемы на основе канальных волноводов, полученных протонообменным способом, являются основой для создания интегрально-оптических модуляторов (ИОМ) инфракрасного излучения, широко используемых в различных направлениях оптоэлектроники (сенсоры [1–6], телекоммуникации [7–9], морская и воздушная навигация [10] и т.д.). Стоит отметить, что ИОМ также повсеместно применяются в различных задачах квантовой криптографии [11–13] и конструкциях детекторов для фотонного счета [14]. Приборы на основе ИОМ, функционирующие в данных областях, должны выдерживать значительные измене-

ния температуры, включая ее резкие перепады. Ранее в работе [15] был продемонстрирован экстремальный рост коэффициента затухания оптического сигнала в канале, а также полное прекращение каналирования излучения в нем при нагреве интегрально-оптической схемы на подложке из ниобата лития, предварительно охлажденной до -60°C . Это может быть крайне опасным при эксплуатации ИОМ в составе навигационных приборов летательных аппаратов, постоянно подвергающихся резким перепадам температуры.

Физически прекращение каналирования излучения обусловлено тем, что контрастность волновода Δn относительно окружающего кристалла становится ниже критического значения. Это связано с тем, что пироэлектрический эффект

увеличивает показатель преломления подложки, не меняя показатель преломления волновода, поскольку волновод экранируется от пироэлектрического поля подвижными заряженными дефектами [16]. Подтверждение проявления данного эффекта в ходе испытания ИОМ в лабораторных условиях продемонстрировано в работе [15]. В этой же работе регистрировалась оптическая мощность излучения на выходе модулятора. В публикации [17] авторами было показано, что исследуемый эффект носит распределенный характер, т.е. каналирование излучения прекращается почти по всей длине волновода. В этой работе были применены распределенные метрологические методы на основе оптической рефлектометрии в частотной области (Optical Frequency Domain Reflectometry – OFDR), которая, в отличие от хорошо известной в отрасли телекоммуникаций оптической рефлектометрии временной области (Optical Time Domain Reflectometry – OTDR), дает возможность проводить быстрое измерение с пространственным разрешением порядка десятков микрон при отсутствии мертвых зон оптической природы [18, 19]. Принцип работы данного метода основан на фурье-преобразованиях оцифрованного сигнала, получаемого при сканировании непрерывным когерентным лазером по частоте. Пространственная координата отражателей, на которых происходит рассеяние Рэлея, пропорциональна частоте интерференционного биения прямой и обратной волн. Метод обладает высокой, в том числе поляризационной, чувствительностью, что делает его удобным для исследования компонентов и волокон, где важно состояние поляризации в разных их локациях [20, 21].

Однако, во-первых, стоит отметить, что изучение описанного эффекта происходило всего на нескольких десятках образцов, а рефлектометрическое исследование – всего на нескольких образцах. Пока не исключено, что в некоторых случаях пироэффект в ИОМ может сохранять распределенный характер, но при этом характер его распределения по длине модулятора будет иным. Или же, в предельном случае, он будет и вовсе иметь локальный точечный вид. Это требует дальнейшего изучения. Во-вторых, как уже было отмечено, данный эффект может приводить к выключению интегрально-оптических схем в условиях резких перепадов температуры. Несмотря на то что довольно эффективные технические средства борьбы с пироэффектом в ИОМ существуют и эксплуатируются, производимые серийно изделия должны выборочно подвергаться испытаниям в промышленной лаборатории. Поскольку только лишь серийные OFDR-системы обладают специальными техническими средствами (такими как, например, контролирующий линейность перестройки лазера интерферометр и малощумящие фотодетекторы) и могут быть приняты для

паспортизации сигнала по величине обратного отражения и координаты неоднородности, построение экспериментального рабочего места на данном этапе возможно только на таком оборудовании. В-третьих, проведенные ранее исследования были довольно трудоемкими: помимо сборки стенда и времени термоциклирования образцов, львиная доля времени эксперимента ушла на совершение однотипных действий при измерении и обработке полученного сигнала.

Таким образом, в рамках данного исследования ставится задача создания гибкого автоматизированного исследовательского стенда на основе аттестованного OFD-рефлектометра, обеспечивающего обработку сигнала и выдающего параметры обратного рассеяния в зоне действия пироэффекта в ИОМ. Для обеспечения полного цикла работы OFD-рефлектометра с фотонными и интегрально-оптическими схемами, а также интегрально-оптическими модуляторами необходимо также внедрить в стенд возможность контроля их стыковки со световодами, которая до этого реализовывалась только на экспериментальных макетах OFDR-систем [22, 23].

2. АППАРАТНАЯ ЧАСТЬ СИСТЕМЫ

Исследуемые образцы представляют собой модуляторы фазы излучения на основе протонообменных канальных волноводов, сформированных в ниобате лития X-среза. Их каналы образуют Y-разветвители. С каждой стороны от каналов Y-разветвителей размещены электроды, необходимые для подачи модулирующего напряжения. Фактически, без поданного напряжения данный ИОМ является планарным Y-разветвителем (рис. 1). До определенной координаты в чипе присутствует всего один канал, который разделяется на два в точке деления. Все три выхода предназначены для стыковки с оптическими волокнами типа “Панда”, сами волноводы являются поляризующими, поддерживая распространение только TEM-моды излучения.

Перед началом эксперимента кристаллы ИОМ тщательно очищались от возможных поверхностных загрязнителей, скрывающих действие пироэлектрического эффекта. Для проведения термоциклов использовалась программируемая камера тепла/холода Espec 712R. В камере образцы сначала медленно охлаждались до -60°C со скоростью $0.5^{\circ}\text{C}/\text{мин}$, а затем нагревались со скоростью $4^{\circ}\text{C}/\text{мин}$ до 60°C . Чистое время измерения таким образом для каждого образца составляло 3 ч 17 мин.

2.1. Модуль для исследования пироэффекта

На рис. 2 изображена схема экспериментального стенда, предназначенного для изучения пи-

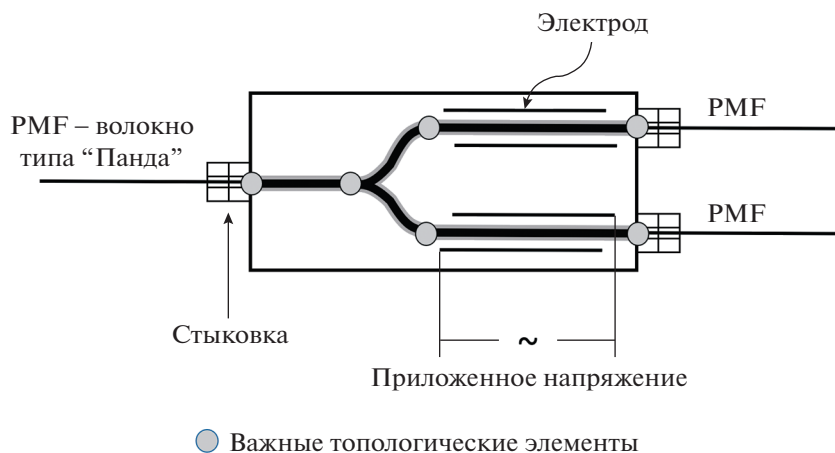


Рис. 1. Схема исследуемого образца.

роэффекта в ИОМ с дополнительной возможностью измерения обратных отражений во время стыковки чипа ИОМ и оптического волокна. В основе схемы – серийный оптический рефлектометр частотной области, аттестованный на измерение обратных отражений в изучаемой среде и имеющий функцию контроля перестройки лазера по частоте излучения. Контроль перестройки лазера необходим для осуществления нелинейного преобразования Фурье с последующим восстановлением значений координаты отражающего события в оптической линии. Также необходимо, чтобы рефлектометр управлялся с персонального компьютера, операционная система которого предусматривает многозадачную эксплуатацию приложений, в том числе пользовательских. В идеале желательно наличие собственной среды разработки и/или компонентов средств разработки SDK (Software Development Kit), интегрируемых в популярные языки программирования. Большинству этих требований удовлетворяют все современные OFDR-системы. Команды по управлению этими рефлектометрами исходят от специального программного обеспечения под управлением распространенных операционных систем (например, Microsoft Windows), а данные об обратном рассеянии поступают через внутренний аналого-цифровой преобразователь (АЦП) на компьютер, который в дальнейшем можно использовать для цифровой обработки сигнала и получения данных с других АЦП.

Когерентное, сканирующее по длине волны излучение (КИ) поступает с рефлектометра по одномодовому патч-корду на оптический свитч (ОС). Последний коммутирует два ответвления линии: первое обеспечивает доставку зондирующего излучения через волоконный пигтейл (ВП) в исследуемое устройство ИОМ₁, второе ведет к линии контроля стыковки модулятора и ВП. Оп-

тический свитч может быть механическим, в том числе не автоматизированным, т.е. фактически ручным. Основные требования к нему: обеспечение коэффициента затухания зондирующего излучения ≤ 3 дБ, а также использование соединений типа APC (угловая полировка) для снижения уровня обратных отражений. ИОМ₁ помещен в камеру тепла/холода (КТХ) модели Espec 712 (Япония). Камера должна обеспечивать изменение температуры в диапазоне $\pm 60^\circ\text{C}$ с постоянной заданной скоростью. Выполненные ранее эксперименты показали, что для появления желаемого эффекта необходима скорость нагрева не менее $4^\circ\text{C}/\text{мин}$ во всем диапазоне температур [15, 17]. Для проведения корректного измерения ИОМ₁ уже должен быть состыкован как минимум с двумя ВП. Использование выходного, а не входного ВП для зондирования обусловлено достаточно большой длиной входного ВП (около 7 м), что приводит к непопаданию исследуемого устройства в зону функционирования рефлектометра некоторых популярных метрологических OFDR-систем. Выходной ВП передает прошедшее через модулятор излучение на оптический делитель-объединитель ОД-О с соотношением мощности в плечах 1/1, после которого оно доставляется на фотодетектор ФД. Принятое детектором излучение оцифровывается АЦП и поступает на обработку в персональный компьютер (ПК). Это необходимо для того, чтобы в большом объеме полученных с OFD-рефлектометра данных по прописи с ФД можно было легко установить временные промежутки действия пироэффекта. В этом случае пороговый алгоритм возвращает некоторой булевой переменной, поставленной в соответствие отсчетам на шкале времени, значение *true*, если выходное напряжение ФД становится ниже U_{th} , т.е. при прекращении каналирования света под действием пироэффекта. Также внутри КТХ уста-

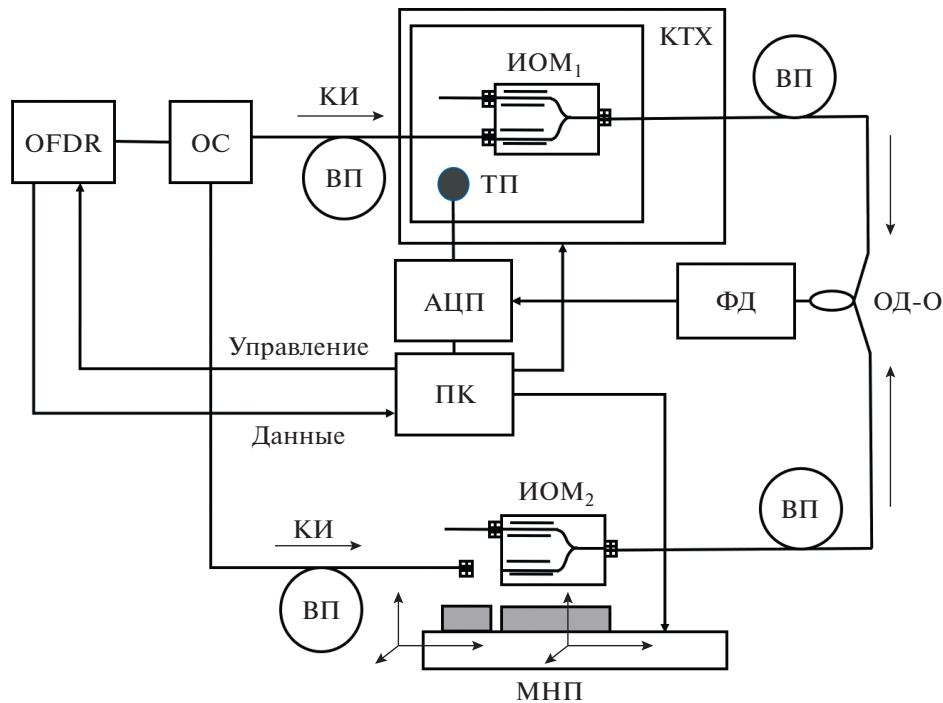


Рис. 2. Принципиальная схема установки. ОС – оптический свитч; КИ – когерентное сканирующее излучение; ВП – волоконный пигтейл; ИОМ₁ и ИОМ₂ – исследуемые интегрально-оптические модуляторы; КТХ – камера тепла/холода; ОД-О – оптический делитель-объединитель; ФД – фотодетектор; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ПК – персональный компьютер; МНП – моторизованный нанопозиционер; ТП – измерительная термопара.

новлена термопара (ТП), показания которой поступают на АЦП и ПК. Термопара, расположенная в непосредственной близости от исследуемого модулятора, необходима для получения действительных значений температуры образца.

В ходе всего эксперимента ПК посылает сигнал OFD-рефлектометру о циклическом снятии рефлектограмм с их последующим сохранением. В необработанном виде эти рефлектограммы представляют собой прописи значений оптической мощности, полученных с фотодетекторов, во времени при циклических перестройках длины волны источника с 1530 до 1570 нм и обратно. Параллельно компьютер записывает значения выходного напряжения ФД и данные о температуре, поступающие с ТП. У многих лабораторных рефлектометров частотной области нет функции циклической регистрации, поэтому авторам пришлось прибегнуть к написанию скрипта автоматизации устройств ввода ПК при помощи программного обеспечения (ПО) Perfect Automation. Для более сложных задач целесообразным будет использование SDK рефлектометра.

2.2. Стыковка чипа ИОМ и оптического волокна по сигналу рефлектометра

Исследование характеристик волноводов в чипе ИОМ методами OFDR при его стыковке с во-

локонным пигтейлом может быть очень важно с точки зрения производства фотонных интегральных схем. Такое исследование позволяет на раннем этапе провести отбраковку чипов с дефектами волноводов, например: дефектами фотолитографии, царапинами, дефектами, вызванными неоднородностью подложки. Ранняя отбраковка чипов позволяет сэкономить значительные средства и время работы сборочного участка.

После поступления на ПК данных, пришедших на рефлектометр с точки стыковки чипа ИОМ и ВП, требуется первоначальная обработка сигнала. В конечном итоге она сводится к нелинейному преобразованию Фурье циклически поступающих пакетов данных. После этого рефлектограмма представляет собой изменяющийся во времени, дискретно заданный массив значений обратно отраженной мощности для каждой координаты линии, в том числе и зоны стыковки исследуемого ИОМ₂ и ВП. Помимо этой зоны, особый интерес представляет место выхода излучения из модулятора в волокно. Оба этих события проявляются на рефлектограмме локальными всплесками, ширина которых не превышает некоторой величины dl . Тогда производная мощности по координате dP/dl будет обращаться в ноль в тех областях рефлектограммы, где находятся интересующие точки. Это условие является необходимым, но не достаточным для корректного

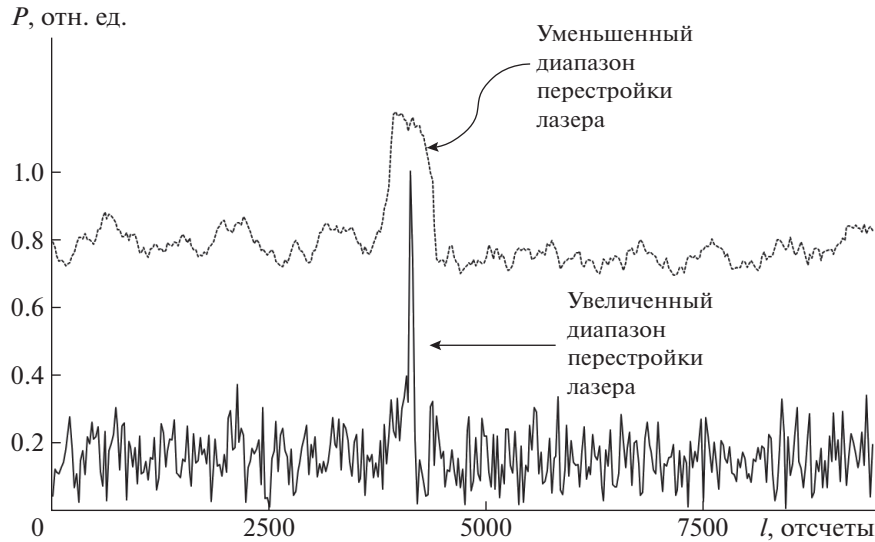


Рис. 3. Пример “стыковочного” события на рефлектограмме. График пунктирной линией смещен вверх для наглядности.

поиска входного и выходного пиков. Второе условие, которое должно выполняться, — обратно отраженная мощность в данной области не должна быть ниже некоторой величины P_{th} . Исходя из данных о двух этих пиках осуществляется управление движением моторизованного нанопозиционера (МНП), на котором установлен ВП, торец которого перемещается относительно сердцевины канала ИОМ₂ по осям X , Y и Z . Если зондирующее излучение не поступает в ИОМ₂, на пространственной развертке видно лишь отражение от торца ВП. В момент, когда оптическое излучение из торца ВП частично поступает в ИОМ₂, появляется второй пик, обусловленный отражением от выходного торца модулятора. Поиск значений координат, при которых амплитуда выходного пика максимальна, осуществляется итерационно, с применением квадратичной аппроксимации целевой функции в текущей точке поиска и максимизации этой аппроксимации. Этот подход позволяет осуществлять точную юстировку всего за 5 итераций.

Более подробно стратегия обработки сигнала для управления процессом стыковки модулятора и оптического волокна уже описана авторами в работе [22], поэтому в настоящей статье авторы не уделяют этому много внимания.

Использование лабораторного коммерческого рефлектометра для стыковки ИОМ₂ и ВП имеет ряд преимуществ и недостатков. К неоспоримым преимуществам стоит отнести высокое пространственное разрешение большинства серийных изделий, обусловленное широким диапазоном сканирования по длине волны излучения. Разумеется, подобный диапазон измерений можно использо-

вать и в макетной установке, представленной авторами ранее [22], однако малая скорость сканирования по диапазону в 40 нм (единицы секунд) делает труднореализуемой работу устройства в реальном времени, в то время как лабораторные OFDR-системы осуществляют полный проход нескольких десятков нанометров приблизительно за десятые доли секунды. Малое время перестройки увеличивает временное разрешение прибора. Вторая особенность, касающаяся пространственного разрешения, — это использование контроля линейности перестройки и осуществление нелинейного преобразования Фурье, которое невозможно провести в реальном времени типовым лабораторным осциллографом. Такой подход предотвращает “размазывание” сигнала по пространственной координате. Разницу в разрешении рефлектограмм, полученных с разными диапазонами перестройки лазера, легко увидеть на рис. 3. Здесь изображен фрагмент OFDR-измерения, приходящийся на область стыковки ИОМ и ВП. В одном случае использованный диапазон сканирования составляет единицы нанометров (пунктирная линия), в другом — десятки нанометров (сплошная линия).

Однако обратной стороной высокого пространственного разрешения системы является зашумленность сигнала: пики более изрезаны, менее стабильны по амплитуде. Еще одним небольшим недостатком использования лабораторной OFDR-системы является разнородность происхождения элементов программного обеспечения: одни из них поставляются с рефлектометром, другие разработаны исследователями. Это приводит к сложностям в обмене данными при обработке сигнала: созданию новых “буферных” фор-

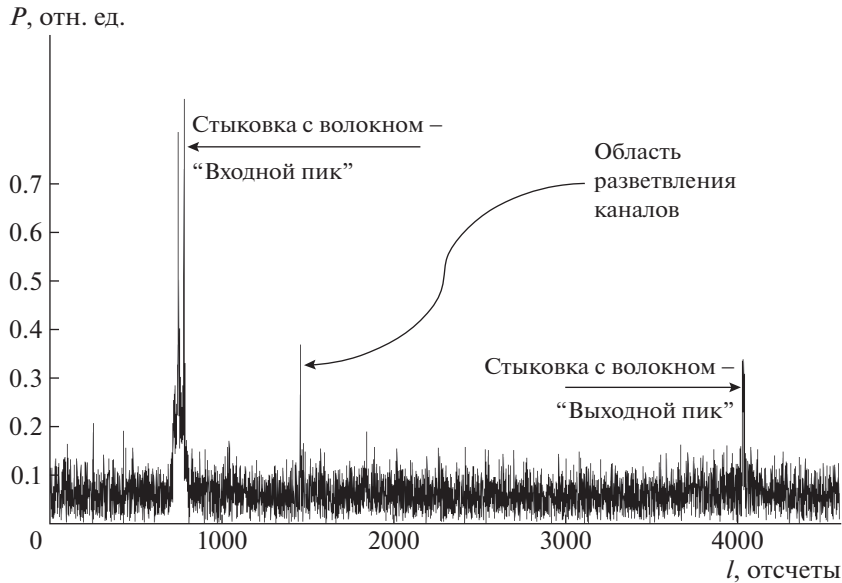


Рис. 4. Отражение на рефлектограмме топологии основных элементов модулятора. Рефлектограмма получена до начала резкого нагрева ИОМ₁ ($T = -60^{\circ}\text{C}$).

матов, чрезмерному задействованию постоянно-запоминающего устройства (ПЗУ) с созданием временных директорий и файлов. Все это также ведет к снижению скорости и удобства измерения.

3. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА И ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Обработка сигнала при исследовании пироэффекта может быть разделена на несколько этапов.

1. OFDR-система при помощи своих программно-аппаратных средств регистрирует временную развертку P_{raw} обратно рассеянного сигнала, которую с учетом сканирования по частоте можно представить как спектр, начальные значения которого приходятся на 1530 нм, а конечные — на 1570 нм. Далее вычисляется нелинейное преобразование Фурье от всего объема данных (или в некоторых случаях, требующих экономии вычислительного ресурса, от их фрагмента):

$$P_{\text{Re}} = \text{Re}[FFT_{\text{NL}}(P_{\text{raw}})], \quad (1)$$

$$P_{\text{Im}} = \text{Im}[FFT_{\text{NL}}(P_{\text{raw}})], \quad (2)$$

где P_{Re} и P_{Im} — действительные и мнимые части спектра; FFT_{NL} — нелинейное преобразование Фурье.

Тогда значения амплитудного и фазового спектров будут выглядеть как:

$$P = \sqrt{P_{\text{Re}}^2 + P_{\text{Im}}^2}, \quad (3)$$

$$P_{\phi} = -\arctg \frac{P_{\text{Im}}}{P_{\text{Re}}}. \quad (4)$$

В итоге амплитудный спектр представляет собой рефлектограмму, в которой каждая гармоника отвечает за отражение или рассеяние в областях линии, координаты которых пропорциональны частоте в спектре. Эти данные позволяют наблюдать за температурным дрейфом координат важнейших топологических элементов исследуемого ИОМ₁, дающих отражающие события и представленных на рефлектограмме в виде пиков. Как показали предыдущие исследования [17], разность пространственных координат входных и выходных пиков ИОМ, меняющаяся при изменениях температуры, обусловлена: вариациями показателя преломления кристалла за счет действия термооптического эффекта; флуктуациями показателя преломления из-за изменения физической длины кристалла за счет линейного теплового расширения; а также перераспределением заряженных дефектов в кристаллической решетке. В работе [17] также показано, что вклад первых двух компонентов достаточно легко оценить простыми расчетами, тогда как третий компонент, отвечающий за пироэффект, вычисляется вычитанием вклада первых двух компонентов из суммарного удлинения оптического пути. Типичная топология основных элементов модулятора представлена на рис. 4. Температурный дрейф входных и выходных пиков подробно описан в [17].

Опыт работы с рефлектограммами исследуемых образцов показывает, что зачастую недостаточно высокое отношение сигнал/шум амплитудного спектра P негативно сказывается на качестве детектирования пика (отражение по своей интенсивности может быть сравнимо с шумовой

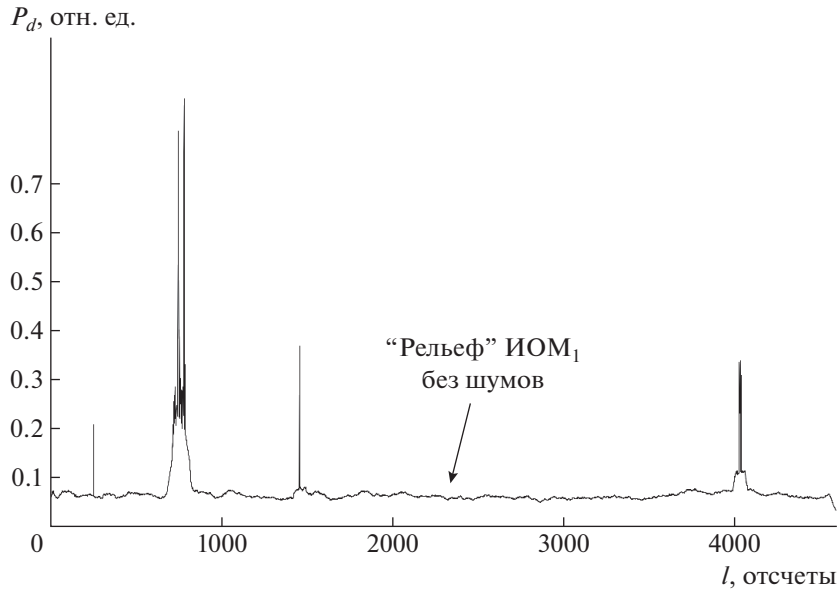


Рис. 5. Результат обработки рефлектограммы при помощи алгоритма динамического нелинейного усреднения в пространстве.

флуктуацией) и препятствует простому визуальному определению элементов топологии ИОМ₁ и “рельефа” рефлектограммы, т.е. тонкой структуры областей, находящихся между точками входа и выхода излучения в кристалл. В таких случаях уместно использовать фильтрацию сигнала. Оптимальный способ устранения случайных составляющих сигнала — его усреднение с накоплением данных во времени. Однако в условиях необходимости быстрой регистрации рефлектограмм на резком перепаде температур такой подход применять крайне затруднительно. Вейвлет-обработка и корреляционные методы хоть и проявили свою эффективность при обработке данных рефлектометрической техники, тем не менее, являются довольно ресурсозатратными и могут применяться в системе только на стадии постобработки. Именно поэтому для адекватной визуализации данных непосредственно во время эксперимента авторами был создан фильтр на основе алгоритма динамического нелинейного усреднения в пространстве. Подобные подходы нашли свое применение в биржевой аналитике при исследовании курсов мировых валют. По информации авторов, для обработки данных с рефлектометров в частотной области такой алгоритм применяется впервые.

Итак, сначала выбирается некоторое окно размером w' дискретных отсчетов. Оптимально, если в него будет полностью уместиться самое масштабное отражающее событие на рефлектограмме, с передним и задним фронтами. Далее, при сканировании этим окном вдоль пространственной координаты для всех точек от $w'/2$ до $N - w'/2$

вычисляется среднеквадратичное отклонение σ величин P .

После этого содержимое окна нормируется таким образом, чтобы все его значения по длине находились в пределах от 0 до 1 (σ_{norm}). Тогда усредненная рефлектограмма может быть получена следующим образом:

$$i - \frac{w_j}{2} \geq 0; \quad i - \frac{w_j}{2} < N \rightarrow P_{d(j)} = \frac{1}{w_j} \sum_{i=\frac{w_j}{2}}^{i+\frac{w_j}{2}} P_i, \quad (5)$$

$$w_j = w'(1 - \sigma_{\text{norm}}).$$

Рефлектограмма после обработки этим простым фильтром представлена на рис. 5. Согласно рисунку, пики по-прежнему четко локализуемы, а “рельеф” канала модулятора достаточно хорошо визуально различим. Эксперименты показали, что применение данного фильтра позволяет увеличить отношение сигнал/шум на 6–10 дБ.

2. На следующем этапе будет задействован фазовый спектр P_Φ . Снятие первой рефлектограммы происходит, когда исследуемый образец находится в КТХ при стабильной температуре -60°C . Это так называемое референсное измерение. Далее определяется размер сканирующего окна w , предназначенного для установления диапазонов расчета обратного преобразования Фурье $iFFT$. Изначально w полагается равным размеру окна, успешно использованному в предыдущий раз, однако в ходе процесса его можно изменять. Пространственные координаты первого и последнего отсчетов сканирующего окна (w_s и w_f соответ-

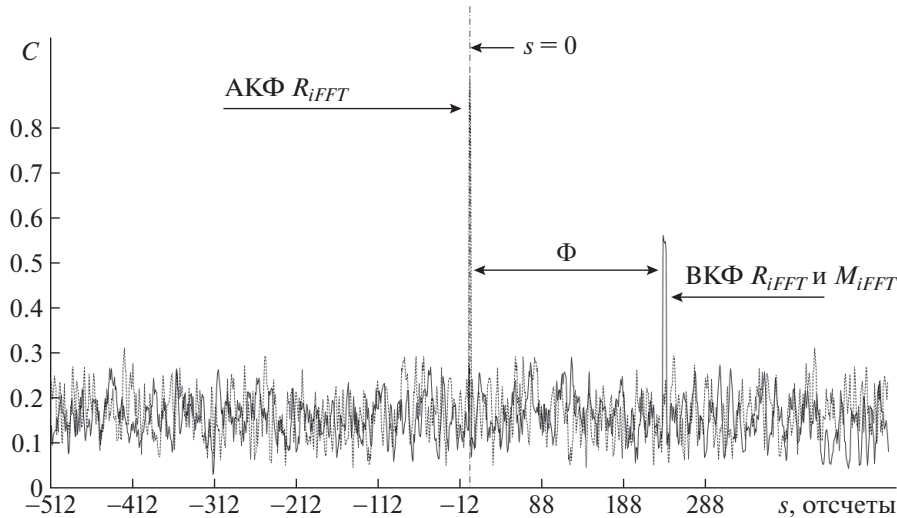


Рис. 6. Пример нахождения сдвига спектров рассеяния Рэлея в ИОМ при изменении температуры. АКФ – автокорреляционная функция, ВКФ – взаимно-корреляционная функция.

ственно) определяются следующим образом: $w_s = i$, $w_j = i + w$, где i итерационно принимает целочисленные значения в диапазоне от 0 до $N - w - 1$, а N – общее число дискретных отсчетов рефлектограммы.

Далее запускается фаза термоцикла с резким температурным переходом, и стартует циклическое сохранение рефлектограмм. После каждого сохранения рефлектограммы осуществляется сканирование окном размером w по пространственной координате рефлектограммы. Для каждого значения i вычисляется $iFFT$ и заносится в массив (вектор) M_{iFFT} размерности $w/2$. При расчете обратного преобразования Фурье необходимо использовать не только амплитудный, но и фазовый спектр. После снятия первой рефлектограммы аналогичные действия проводят для референсного измерения, после чего результаты сканирования рефлектограммы окном сохраняются в ПЗУ как R_{iFFT} .

3. В том же самом цикле, где осуществляется $iFFT$, вычисляется взаимно-корреляционная функция между R_{iFFT} и M_{iFFT} :

$$C(s) = \sum_{s=0}^w R_{iFFT}(f) M_{iFFT}(f - s), \quad (6)$$

где f – частота сигнала, s – аргумент взаимно-корреляционной функции. В работе [24] показано, что числовые значения двух этих массивов (до обработки сглаживающим фильтром) связаны: M_{iFFT} получен сдвигом элементов R_{iFFT} , равным Φ (который локализуется максимумом взаимно-корреляционной функции) и пропорциональным температуре, деформациям материала, а также изменению фазы, вызванному пирозэффектом.

Первые два компонента можно оценить при помощи известных физических констант, связанных с материалом канала волновода ИОМ₁, и вычесть их из полученного значения Φ . Так характеризуется фаза сигнала в каждой точке исследуемого образца. Перед исследованием реальных ИОМ процесс анализа таких взаимно-корреляционной и автокорреляционной функций многократно моделировался авторами [25]. Пример определения Φ по функции $C(s)$ представлен на рис. 6. Взаимно-корреляционная и автокорреляционная функции реальных данных обратного рассеяния, полученные в ходе первичных экспериментов, качественно выглядят таким же образом.

Значение Φ выводится для всех значений каждой рефлектограммы, сохраненной в течение всего термоцикла. Поскольку изменения показателя преломления материала и фазы света связаны, система фактически выдает два параметра, ассоциированные с одним и тем же явлением. Это способствует их взаимному уточнению в период эксплуатации системы.

4. ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ОБРАБОТКИ СИГНАЛА

Доходчиво описать программную реализацию обработки сигнала в рассматриваемой системе можно при помощи демонстрации рабочих окон программ, реализованных авторами в средах Delphi, Python и С# и работающих на базе операционной системы Microsoft Windows, установленной на управляющем компьютере системы. Разделим окна программ, представленные на рис. 7, на области А–І.

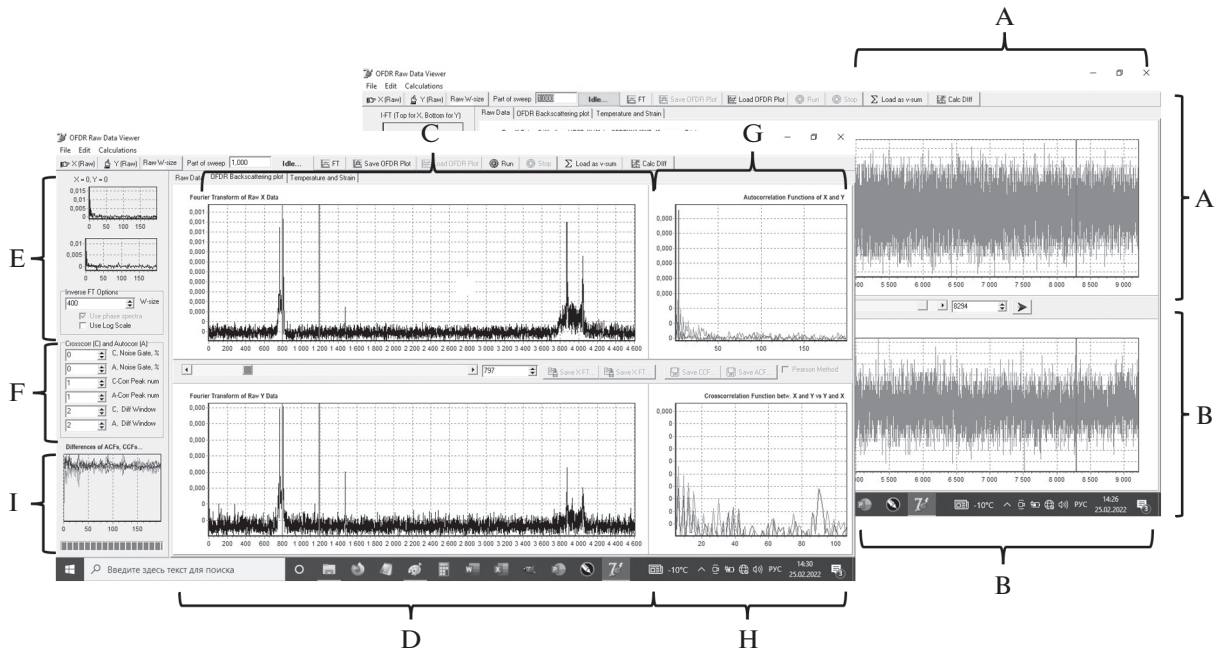


Рис. 7. Интерфейс ПО системы.

А – область интерфейса программы, в которой отображается референсное измерение в исходном виде. Серийные лабораторные рефлектометры не всегда позволяют наблюдать эти данные в главных окнах программы. В этих случаях требуется взять обратное фурье-преобразование для всех данных рефлектограммы.

В – область, где представлены аналогичные данные, соответствующие измерению при изменении температуры образца. Если в исходных данных слишком много точек (для единичного измерения >38 Мбайт), появляются передвижные маркеры, предназначенные для ручного установления диапазона исследователем.

Дальнейшие части программы представлены на следующей закладке окна.

С и D – области рабочего окна программы, в которых отображаются амплитудные спектры референсной и исследуемой рефлектограммы исследуемого ИОМ₁. В каждой из этих областей расположены маркеры, положение которых можно изменять. Расстояние между этими маркерами в дискретных отсчетах равно размеру окна *iFFT*.

Е – область, где в миниатюрном исполнении представлены обратные преобразования Фурье *iFFT* в окне размером *w* для позиции первого маркера *i*. В этой же области можно вручную задать размер окна *w* в отсчетах.

F – область, в которой содержатся настройки алгоритма фильтрации корреляционных функций.

G – область, где представлена автокорреляционная функция *iFFT* референсного сигнала. Са-

ма по себе эта функция полезной информации не несет, однако используется для шумоподавления взаимно-корреляционной функции *iFFT* референсной и исследуемой в заданной точке термоцикла рефлектограммы.

H – область, где представлена взаимно-корреляционная функция *iFFT* референсной и исследуемой в заданной точке термоцикла рефлектограммы в локации ИОМ₁, соответствующей позиции первого маркера. По координате пика данной функции оценивается изменение фазы излучения применительно к каждой точке модулятора.

I – область для испытания новых методов цифровой обработки сигнала. Алгоритмы подключаются отдельными модулями.

Данные всех окон динамически изменяются при передвижении маркера по рефлектограмме и могут быть сохранены отдельно как функции координаты.

5. ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕЙ РАБОТЫ

В данной работе ключевые фундаментальные основы, изложенные в предыдущих публикациях нашей научной группы, были применены для создания системы исследования пирозффекта в интегрально-оптических модуляторах на основе протонообменных канальных волноводов на подложке из ниобата лития, причем на этапе как собранного устройства, так и в процессе стыковки чипа ИОМ и оптического волокна. В систему был

интегрирован лабораторный сертифицированный оптический рефлектометр частотной области, который обеспечил линейность измерения пространственной координаты исследуемого образца и высокую чувствительность при регистрации обратного рассеяния и отражения. Применение аттестованного метрологического оборудования позволило паспортизовать температурный дрейф показателя преломления и качественно наблюдать вариацию фазового состояния излучения в каждой точке волновода. Применение автоматизированной системы обработки сигнала, обеспечивающей возможность наблюдения всех искомым параметров исследуемого образца при вариации координаты пользователем, позволило радикально снизить количество рутинных исследовательских процедур при анализе данных и сосредоточиться на их содержании. Помимо этого, в работе проанализированы положительные и отрицательные стороны использования коммерческой OFDR-системы вместо самостоятельного изготовленного макета на основе перестраиваемого лазера. Одним из существенных недостатков применения коммерческого технического решения является недоступность промежуточных данных, малая гибкость приложений, необходимость создания посреднических утилит для конвертирования и загрузки информации. Именно поэтому коллектив авторов настоящей работы в ближайшем будущем планирует сосредоточиться над совершенствованием собственной установки, описанной в предыдущих работах, для достижения метрологически достоверных параметров измерения.

Необходимо также упомянуть и будущие исследования, для которых непосредственно и разрабатывалась данная система. Во-первых, дальнейшее совершенствование методов исследования пироэффекта в канале ИОМ немислимо без набора статистики. Это позволит определить, насколько корректно получаемые в ходе экспериментов величины характеризуют фазу излучения и дрейф показателя преломления в зоне действия пироэффекта. Во-вторых, несмотря на то что рассмотренная цепочка регистрации и цифровой обработки данных не вызывает видимых противоречий, необходимо отметить, что в литературе присутствует довольно много подходов с серьезными методическими различиями. Для верификации методов и последующего комплексирования данных планируется дублировать исследование на собственной OFDR-системе, осуществив внедрение в ее схему гибридного детектора [26].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследования, описанные в гл. 1, разд. 2.1, гл. 3–5 (авторы Пономарев Р.С., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Шевцов Д.И. — члены научного коллек-

тива проекта РФФИ № 19-48-590018) выполнены при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 19-48-590018 ра.

Исследования, описанные в разд. 2.2 (авторы Карнаушкин П.В., Константинов Ю.А.) выполнены как часть государственного задания по теме № АААА-А19-119042590085-2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rao Y., Wang Z., Wu H., Ran Z., Han B. / *Photonic Sens.* 2021. V. 11. P. 1. <https://doi.org/10.1007/s13320-021-0619-4>
2. Yüksel K., Jason J., Kocal E.B., Sainz M.L.-A., Wuilpart M. // 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON). 2020. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICTON51198.2020.9203322>
3. Wang Z., Zhang B., Xiong J., Fu Y., Lin S., Jiang J., Chen Y., Wu Y., Meng Q., Rao Y. // *IEEE Internet of Things Journal.* Aug. 2019. V. 6. Iss. 4. P. 6117. <https://doi.org/10.1109/JIOT.2018.2869474>
4. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirmov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // *Sensors.* 2022. V. 22. P. 1033. <https://doi.org/10.3390/s22031033>
5. Kazuki Hoshino, Daiki Saito, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Yosuke Tanaka // *Proc. SPIE 11914 "SPIE Future Sensing Technologies 2021"* 2021. P. 1191409. <https://doi.org/10.1117/12.2603932>
6. Matveenko V., Kosheleva N., Serovaev G., Fedorov A. // *Sensors.* 2021. V. 21. P. 5050. <https://doi.org/10.3390/s21155050>
7. Burdin V.A., Dashkov M.V., Volkov K.A. // *J. Opt. Technol.* 2011. V. 78. P. 132. <https://doi.org/10.1364/JOT.78.000132>
8. Bourdine A.V., Burdin V.A., Janyani V., Ghunawat A.K., Singh G., Zhukov A.E. // *Photonics.* 2018. V. 5. P. 37. <https://doi.org/10.3390/photonics5040037>
9. Горлов Н.И., Богачков И.В. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 145. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040278>
10. Emge S., Monte T., Brunner J., Rossi J., Miller R., Ganesan K. *Advances in Open-Loop FOG Sensors. Optical Fiber Sensors. OSA Technical Digest (CD). Optica Publishing Group, 2006. Paper MC3.*
11. Roberts G.L., Pittaluga M., Minder M., Lucamarini M., Dynes J.F., Yuan Z.L., Shields A.J. // *Optics Letters.* V. 43(20). P. 5110. <https://doi.org/10.1364/OL.43.005110>
12. Gabdulkhakov I.M., Morozov O.G., Kuznetsov A.A., Burdin A.V., Tiwari M. // *Russ. Aeronaut.* 2021. V. 64. P. 577. <https://doi.org/10.3103/S1068799821030284>
13. Ruzhitskaya D.D., Zhuktova I.V., Petrov M.A., Zaitsev K.A., Acheva P.P., Zunikov N.A., Shilko A.V., Aktas D., Johlinger F., Trefilov D.O., Ponomareva A.A., Kamynin V.A., Makarov V.V. // *Journal of Information Technologies. Mechanics and Optics.* 2021. V. 21. Iss. 6. P. 837. <https://doi.org/10.17586/2226-1494-2021-21-6-837-847>

14. *Liang L.-Y., Liang J.-S., Yao Q., Zheng M.-Y., Xie X.-P., Liu H., Zhang Q., Pan J.-W.* // Optics Communications. 2019. V. 441. P. 185.
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2019.02.057>
15. *Ponomarev R.S., Shevtsov D.I., Karnaushkin P.V.* // Appl. Sci. 2019. V. 9. P. 4585.
<https://doi.org/10.3390/app9214585>
16. *Yevdokimov S.V., Shostak R.I., Yatsenko A.V.* // Phys. Solid State. 2007. V. 49. P. 1957.
<https://doi.org/10.1134/S1063783407100241>
17. *Ponomarev R., Konstantinov Y., Belokrylov M., Lobach I., Shevtsov D.* // Appl. Sci. 2021. V. 11. P. 9853.
<https://doi.org/10.3390/app11219853>
18. *Eyal Leviatan, Avishay Eyal* // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 33318.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.03331819>
19. *Feng W., Wang M., Jia H., Xie K., Tu G.* // Journal of Lightwave Technology. 2022. V. 40. Iss. 3. P. 900.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3142164>
20. *Ting Feng, Junnan Zhou, Yanling Shang, Xiaojun Chen, X. Steve Yao* // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 31253.
<https://doi.org/10.1364/OE.427536>
21. *Barkov F.L., Konstantinov Yu.A., Bochkova S.D., Smirnov A.S., Burdin V.V., Krivosheev A.I., Nosova E.A., Smetannikov O.Yu.* // Quantum Electron. 2019. V. 49 (5). P. 514.
<https://doi.org/10.1070/QEL16832>
22. *Карнаушкин П.В., Константинов Ю.А.* // ПТЭ. 2021. № 5. С. 78.
<https://doi.org/10.31857/S0032816221040182>
23. *Belokrylov M.E., Kozlov A.A., Karnaushkin P.V., Konstantinov Y.A., Ponomarev R.S., Turov A.T.* // International Journal of Electrical and Electronic Engineering & Telecommunications. 2022. V. 11(3). P. 167.
<https://doi.org/10.18178/ijeetc.11.3.167-174>
24. *Zhang Z., Fan X., He Z.* // Journal of Lightwave Technology. 2019. V. 37. Iss. 18. P. 4590.
<https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2913284>
25. *Shevtsov D., Konstantinov Yu., Belokrylov M., Ponomarev R.* // Last Mile. 2020. V. 3(88). P. 48.
<https://doi.org/10.22184/2070-8963.2020.88.3.48.53>
26. *Shuai Wang, Xinyu Fan, Qingwen Liu, and Zuyuan He* // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 33301.
<https://doi.org/10.1364/OE.23.033301>

**ИЗМЕРИТЕЛЬ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ
В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР**

© 2022 г. П. В. Аракчеев^а, В. Л. Безделов^а, Е. В. Бурый^{а,*}, А. И. Данилов^б,
С. М. Сапожников^б, Д. А. Семеренко^а, И. Ю. Ударов^а, А. Л. Шлеменков^а

^а *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана
(национальный исследовательский университет)
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1*

^б *Научно-исследовательский институт “Полюс” им. М.Ф. Стельмаха
Россия, 113342, Москва, ул. Введенского, 3*

**e-mail: buryi@bmstu.ru*

Поступила в редакцию 02.03.2022 г.

После доработки 01.04.2022 г.

Принята к публикации 03.04.2022 г.

Сформулированы основные проблемы измерения пространственного распределения интенсивности излучения мощных импульсных полупроводниковых лазеров и представлены технические решения для проведения таких измерений в широком диапазоне температур. Продемонстрированы особенности визуализации полученных результатов, сделан вывод о том, что анализ параметров зарегистрированных распределений позволяет определять влияние температуры на развитие генерационных процессов в полупроводниковых лазерах и принимать решения о возможных областях применения исследуемых излучателей в оптико-электронных приборах.

DOI: 10.31857/S0032816222050019

ВВЕДЕНИЕ

При измерении параметров поля излучения полупроводникового лазерного диода (ЛД) исследователи обычно ограничивались получением оценок расходимости пучка лазерного излучения в двух взаимно перпендикулярных плоскостях [1, 2]. Этим параметром было достаточно для принятия решения о применении излучателя в соответствующих различных оптико-электронных устройствах.

Создание оптоэлектронных приборов – излучателей, содержащих линейные и прямоугольные массивы ЛД (а также массивы других конфигураций), – принципиально изменило совокупность необходимых оценок параметров поля излучения. Параметром расходимости излучения в двух плоскостях уже недостаточно: тело свечения излучателей имеет максимальный поперечный размер в несколько десятков миллиметров, результирующее поле излучения представляет собой результат сложения полей множества ЛД, параметры которых зависят как от тока накачки, так и от температуры излучателя. Вследствие этого возникла необходимость измерения интенсивностей результирующего поля излучения в различных точках пространства и по-

строения 3D-моделей этого поля при различных температурах излучателя.

**ОСОБЕННОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ПОЛЯ
МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Измерение интенсивностей поля излучения дальней зоны целесообразно осуществлять в сферической системе координат, регистрируя интенсивности поля N точечными фотодетекторами, расположенными на окружности радиуса R в плоскости P (рис. 1). Угол $\Delta\beta$ выбирается таким, чтобы обеспечить требуемое пространственное разрешение в плоскости P . Последовательный поворот плоскости P вокруг оси OZ на угол α позволяет получить оценки интенсивностей формируемого излучателем поля на сферической поверхности радиуса R . Очевидно, что величина R должна превышать расстояние, на котором находится граница между дальней и ближней зонами поля излучения [3].

При больших значениях R , превышающих 0.5 м, реализация предлагаемого способа регистрации оказывается технически трудно осуществимой. Выполнение измерений требует использования защитного купола, который должен поглощать мощное лазерное излучение для исключения влияния

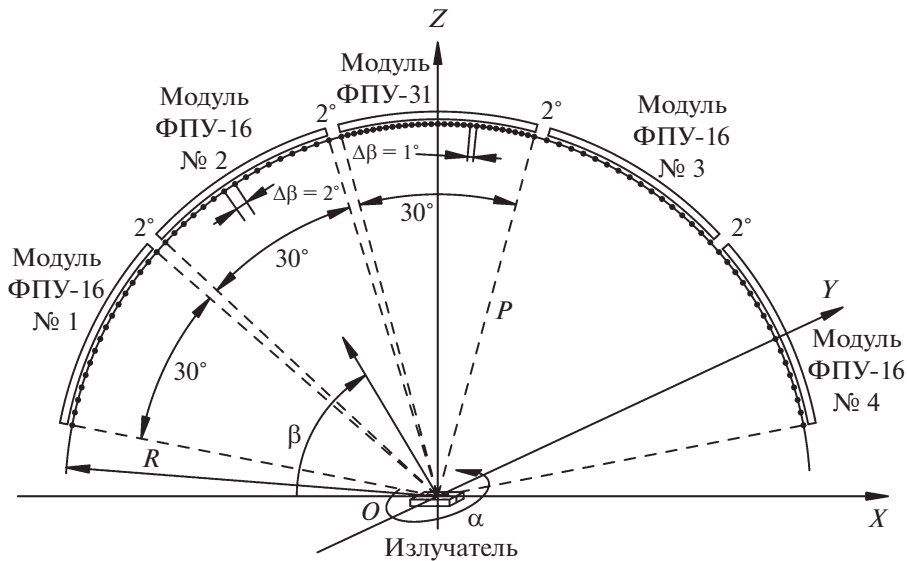


Рис. 1. Размещение фотодетекторов на плоскости P , положение которой определено в сферической системе координат.

на результаты измерений излучения, рассеянного сторонними предметами в окружающем пространстве, а также обеспечивать защиту персонала.

Вместе с тем этот защитный купол должен оказывать минимальное влияние на результаты измерений, т.е. иметь малые коэффициенты отражения и рассеяния для “скользящих” лучей.

Вращение излучателя вокруг оси OZ , при том что регистрирующие его излучение фотодетекторы остаются неподвижными, позволяет вместо купола использовать защитный кожух существенно меньших размеров и объема. Такое решение облегчает проведение исследований при пониженной температуре излучателя, когда на его выходном защитном стекле возможно образование конденсата водяного пара. Для предотвращения этого процесса в окрестность выходного окна излучателя подается поток осушенного газа, например азота, полученного путем испарения его жидкой фазы в сосуде Дьюара.

Минимизация ошибок измерения, обусловленных отражением мощного лазерного излучения от боковых поверхностей защитного кожуха, достигалась путем их покрытия водоземulsionной краской “Пенталкид чернено-черная глубокоматовая” (изготовитель Завод индустриальных эмалей АЛЪП ЭМАЛЬ). Применение этой краски позволило снизить интенсивности рассеянных “скользящих” световых потоков (при угле падения $\geq 80^\circ$) до значений, не превышающих 1% от интенсивности падающего потока. Полученные значения не достигли известных рекордных [4]. Однако они свидетельствуют о том, что в этом случае обеспечивается возможность выполнения

измерений с гарантированной относительной погрешностью менее 5%.

Для реализации такой достаточно простой схемы построения измерителя требуется осуществлять регистрацию полей с существенно различающимися средними величинами интенсивности. Применение нейтральных светофильтров для контролируемого ослабления излучения в непосредственной близости от тела свечения ЛД невозможно как из-за возникающих искажений структуры поля в результате преломления лучей лазерного пучка при прохождении через границу раздела материал светофильтра—воздух и пространственной неоднородности коэффициента поглощения этого материала, так и из-за френелевского отражения лучей широкоугольного пучка. Такие светофильтры можно устанавливать только на малом расстоянии от чувствительной площадки фотодетектора. В этом случае указанные факторы практически не будут влиять на результаты измерений. Вместе с тем коэффициент передачи каждого фотоприемника должен быть учтен для обеспечения необходимого линейного диапазона регистрации сигнала.

Коммутация фотодетекторов, размещенных в различных точках пространства, выполняемая синхронно с моментами времени формирования импульсов тока накачки ЛД, сокращает число каналов связи, по которым передаются аналоговые сигналы в модули цифровой обработки сигналов (ЦОС). Группы из M одновременно используемых для регистрации излучения фотодетекторов реконфигурируются так, чтобы регистрировать интенсивности в тех областях, угловые координаты которых различаются на величину шага разме-

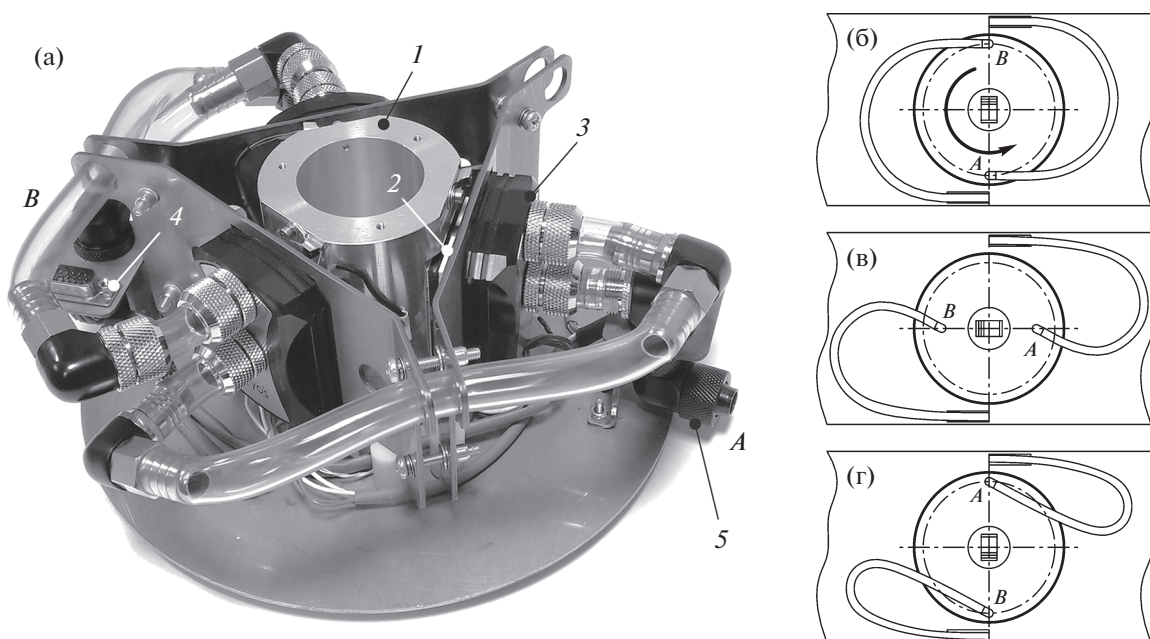


Рис. 2. а – вращающийся модуль термостабилизации (1 – теплопровод, 2 – термоэлектрический охладитель, 3 – теплообменник, 4 – разъем подключения кабеля электропитания термоэлектрических охладителей и терморезисторов, 5 – поворотный штуцер); б–г – схемы положений шлангов теплоносителя и совмещенных с ними кабелей электропитания термоэлектрических охладителей этого модуля в исходном состоянии при $\alpha = 0^\circ$ (б), 90° (в), 180° (г). А – вход потока теплоносителя; В – выход.

шения $\Delta\beta$ фотодетектора. Число K таких конфигураций определяется соотношением $M(K - 1) + (M - 1) = N$ (в лабораторном образце реализованы 7 групп по $M = 12$ фотодетекторов в каждой, центральная группа содержит 11 фотодетекторов в силу симметрии относительно вертикальной оси, число конфигураций $K = 8$). Соответственно цикл измерений отсчетов интенсивности при выбранной величине угла поворота α излучателя заканчивается после формирования K -го импульса тока накачки.

Еще одно важное требование – защита каналов регистрации интенсивности излучения от воздействия помех, источником которых являются импульсы тока накачки. Характерная амплитуда этих импульсов, формируемых генератором импульсов тока, от 50 до 150 А, а падение напряжения на нагрузке может составлять несколько десятков вольт.

РЕАЛИЗАЦИЯ АППАРАТУРЫ

При реализации описанного кинематического решения необходимо обеспечить термостабилизацию вращающегося излучателя. Значение температуры должно устанавливаться и поддерживаться с погрешностью не хуже $\pm 0.5^\circ\text{C}$ в значительных пределах – от -40 до $+50^\circ\text{C}$. Для выполнения этих требований используются три термоэлектрических охладителя, установленных

на боковой поверхности теплопровода (рис. 2). “Горячие” поверхности этих элементов охлаждаются медными микроканальными теплообменниками Cuplex Kryos [5], в которых циркулирует теплоноситель на основе пропиленгликоля ЭКО-30. Поток теплоносителя последовательно проходит через теплообменники для обеспечения равенства потоков теплоносителя в каждом из них.

Температура теплопровода (рис. 2а) непрерывно контролируется тремя терморезисторами, которые включены в цепи обратной связи трех каналов регулирования токов термоэлектрических охладителей. Такая структура системы термостабилизации обусловлена тем, что температура теплоносителя изменяется после прохождения каждого теплообменника и различаются функции холодопроизводительности каждого термоэлектрического охладителя. Поэтому при использовании одного канала регулирования, объединяющего все термоэлектрические охладители, поле температур теплоотвода оказывается менее однородным, чем при использовании независимых каналов регулирования.

Этот вывод косвенно подтвержден результатами работы [6]. Тепловой поток, формируемый окружающей средой при температуре воздуха 25°C и температуре теплопровода -10°C , оценен в 36 Вт (без выделения тепла излучателем суммарная потребляемая мощность цепями питания трех термоэлектрических охладителей при под-

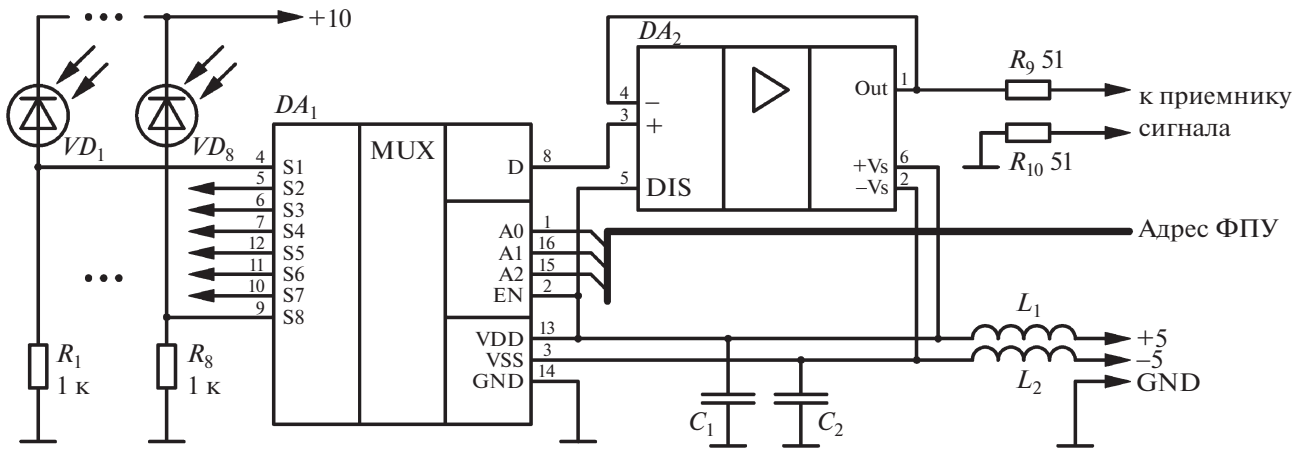


Рис. 3. Электрическая схема узла фотодиодов модулей ФПУ-16 и ФПУ-31. VD_1 – VD_8 – BPW34; DA_1 – ADG1208; DA_2 – ADA4897-1; C_1, C_2 – 0.1 мкФ; L_1, L_2 – BLM18EG601.

держании этой температуры постоянной составила 75 Вт, а при выделении 10 Вт тепла энергопотребление возросло до 135 Вт).

Оценки реализуемой температуры излучателя при выделении им теплового потока величиной ≤ 5 Вт показали, что она лежит в диапазоне значений от -40 до $+50^\circ\text{C}$ при температуре воздуха $+25^\circ\text{C}$ и температуре хладагента -10°C .

Поток теплоносителя проходит через два угловых поворотных сочленения, что позволяет поворачивать излучатель на угол $\pm 120^\circ$ без существенной деформации подводящего и отводящего теплоноситель шлангов (рис. 2б) и при незначительном моменте сил, тормозящих вращение подвижного узла. Его вращение осуществляется шаговым двигателем с червячной передачей. Итоговая погрешность установки положения этого узла составляет $\pm 0.1^\circ$, что вполне достаточно для регистрации отсчетов поля интенсивностей излучателя с высоким пространственным разрешением.

Регистрация излучения осуществляется $N = 95$ кремниевыми фотодиодами с площадью фоточувствительной площадки каждого 7.5 мм^2 . Фотодиоды смонтированы на печатных платах таким образом, что в центральном секторе, в котором установлен модуль фотоприемного устройства (ФПУ), содержащий 31 фотодиод, коммутатор и согласующие каскады, угол между осями фотодиодов составляет 1° , а в боковых секторах, в которых установлены модули ФПУ с 16 фотодиодами, этот угол равен 2° (см. рис. 1). Такое размещение модулей ФПУ позволяет регистрировать форму диаграммы направленности излучателя с большим разрешением в ее центральной части – области, где, как правило, наблюдаются наиболее значимые отклонения отсчетов диаграммы направленности от средних значений для различных экземпляров излучателей и требуется их детальная регистрация.

Импульсы напряжения, формируемые на нагрузках фотодетекторов (рис. 3), коммутируются и усиливаются, после чего регистрируются в модулях ЦОС (рис. 4). Передача дифференциальных пар аналоговых сигналов по двухпроводным линиям позволяет получать удовлетворительное отношение сигнал/помеха, при том что длина этих линий в конструкции измерителя (рис. 5) достигает 1.8 м, а импульсы тока накачки излучателя имеют амплитуду до 150 А. В каждом модуле ЦОС, построенном на основе программируемой логической интегральной схемы Xilinx серии Spartan-6, предусмотрена трехступенчатая регулировка коэффициента передачи сигнала, регистрируемого приемником с линии (реализованы соотношения амплитуд входных и выходных сигналов 1:1, 1:8 и 1:64), и осуществляется компенсация постоянного уровня напряжения в этом сигнале. Для этого в интервалах времени длительностью ≥ 10 мс между моментами формирования импульсов тока накачки поочередно, при формировании соответствующих адресов ФПУ, в каждом модуле ЦОС осуществляется измерение величин постоянного смещения, которые запоминаются и используются для формирования цифроаналоговыми преобразователями компенсационных напряжений при регистрации излучения. Тем самым согласуются динамические диапазоны аналого-цифрового преобразователя и сигналов, поступающих от модулей ФПУ.

Поскольку интенсивность излучения отдельных ЛД от импульса к импульсу может меняться за счет различных квантовых эффектов, предусмотрено выполнение операции усреднения L получаемых отсчетов интенсивности (обычно число L выбирается в диапазоне от 3 до 10). Для каждого канала регистрации интенсивности излучения выполняется масштабирование результата в соответствии с матрицей \mathbf{W} коэффициен-

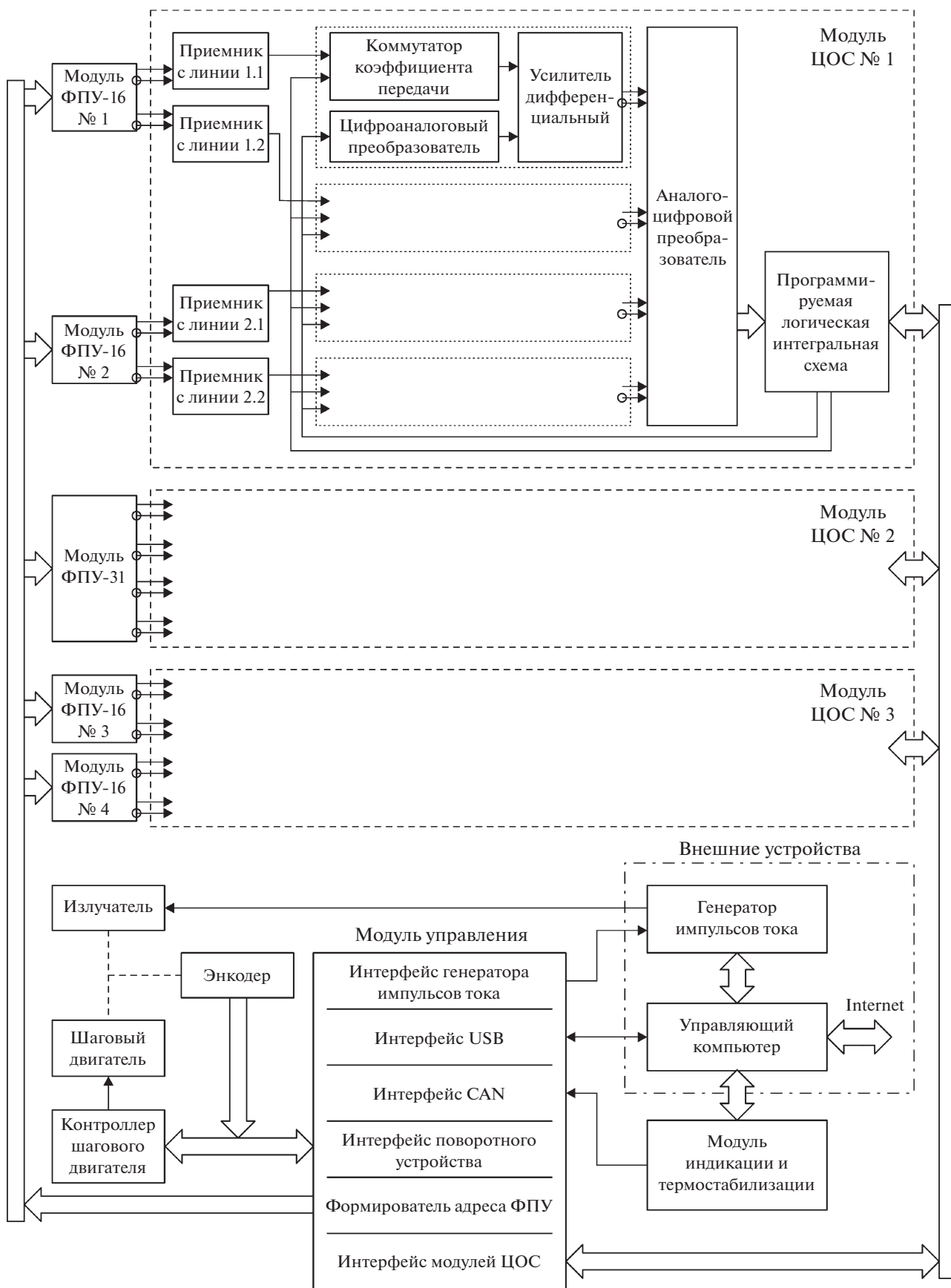


Рис. 4. Функциональная схема измерителя.

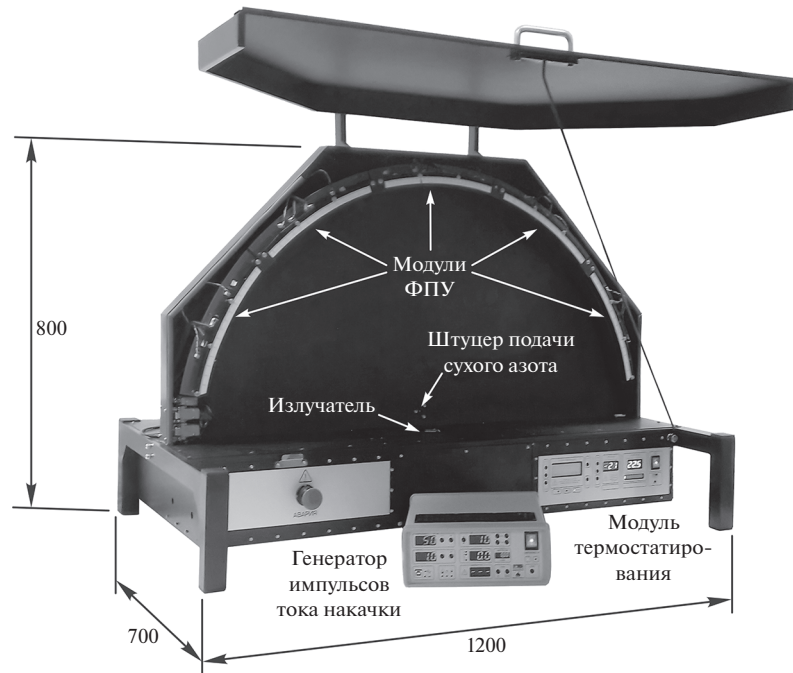


Рис. 5. Конструкция измерителя (крышка защитного кожуха открыта).

тов, полученных при тарировке измерителя. Тарировка выполняется путем перемещения в плоскости P по радиусу $R_i = 400$ мм излучателя с диаграммой направленности, квазиравномерной в области максимума, и регистрации интенсивности излучения каждым фотодетектором. Сам тестовый излучатель образован решеткой ЛД, расположенной на расстоянии 40 мм от матированного стекла с $R_z = 30$ мкм. Коэффициенты, образующие матрицу \mathbf{W} , вычисляются по формулам: $w_i = I^{\max} / I_i$, $i = 1, 2, \dots, N$, где $I^{\max} = \max(I_i)$, а I_i – интенсивность излучения, зарегистрированного i -м фотодетектором.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Угол α поворота модуля термостабилизации с установленным излучателем определяется относительно оси OX неподвижной системы координат, связанной с корпусом измерителя. Для определения величины этого угла использован энкодер, формирующий 2^{12} отсчетов за один оборот модуля вокруг оси OZ . Результат измерения угла поворота совместно с зарегистрированными каждым фотодетектором значениями интенсивностей сохраняются управляющим компьютером в файле данных после усреднения по заданному числу измерений L . На основе полученных данных строится 3D-модель поверхности, отображающая пространственное распределение интенсивности поля, создаваемого излучателем. Поскольку все распространенные программные

продукты предназначены для построения поверхностей либо в декартовой, либо в полярной системах координат, поверхность предложено аппроксимировать совокупностью плоских треугольных конечных элементов, определяемых в соответствии с рекомендациями [7], а для их визуализации использовать программы MATLAB или AutoCAD. В результате удается увидеть особенности распределений интенсивности излучения излучателей различных типов (рис. 6) и установить источник их возникновения. По мнению авторов, удачным решением является динамическая визуализация 3D-модели при изменении направления взгляда, позволяющая исследователю за короткий промежуток времени оценить форму модели. Примеры таких реализаций представлены в [8].

Двумерные распределения позволяют отслеживать особенности генерационных процессов в ЛД. Так, например, зарегистрированное уширение диаграммы направленности при увеличении температуры в плоскости, перпендикулярной p – n -переходу ЛД, связано, по-видимому, с изменением показателей преломления слоев эпитаксиальной структуры в зависимости от температуры, что изменяет характер возникновения дифракции при выходе излучения из активной области ЛД в воздушную среду.

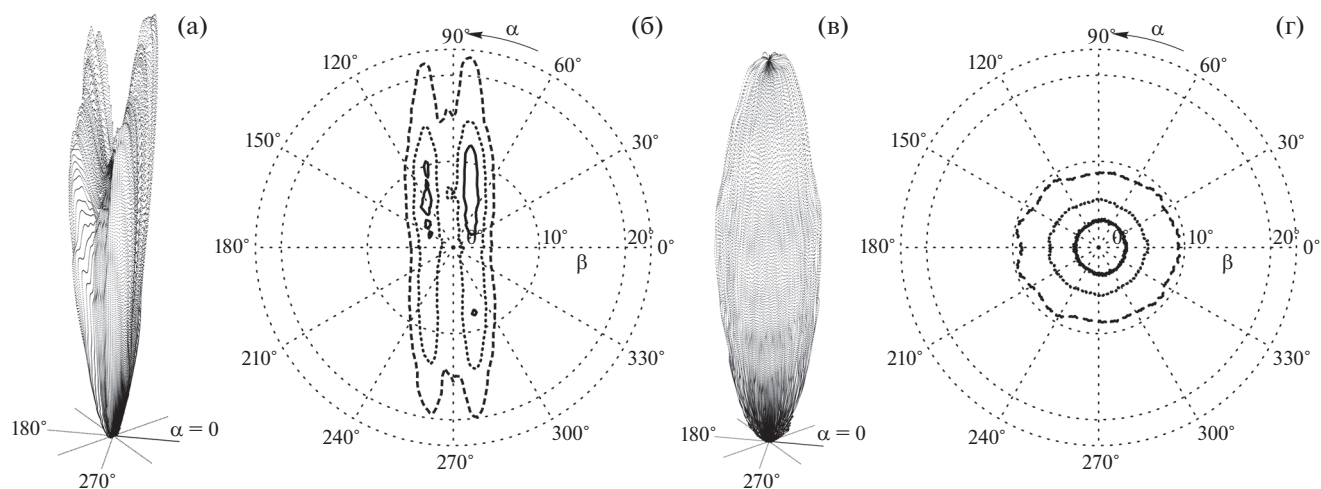


Рис. 6. 3D-визуализация экспериментально полученных диаграмм направленности излучателей типа 1 (а) и типа 2 (в), выполненная без соблюдения взаимного масштаба, и контуры сечений диаграмм (б, г), представленных в сферической системе координат: непрерывная линия – контур сечения по уровню 0.9 от максимального значения интенсивности; точки – сечение по уровню 0.7; штриховая линия – сечение по уровню 0.5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ параметров зарегистрированных распределений интенсивности излучения позволяет принимать решения о возможности применения исследуемых импульсных лазеров в различных областях оптико-электронного приборостроения.

Эти же параметры являются источником информации о происходящих генерационных процессах и могут служить основой методов неразрушающего контроля, применяемых для определения параметров надежности выпускаемых изделий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хирд Г. Измерение лазерных параметров / Пер. с англ. М.: Мир, 1970.
2. ГОСТ 26086-84. Лазеры. Методы измерения диаметра пучка и энергетической расходимости лазерного излучения. Введен 01.07.85.
3. Бурый Е.В., Косых А.Е., Грудень М.Н., Ветров В.Д. // ПТЭ. 1996. № 4. С. 119.
4. Jackson J.J., Puretzky A.A., More K.L., Rouleau C.M., Eres G., Geohegan D.B. // ACS Nano. 2010. V. 4. № 12. P. 7573. <https://doi.org/10.1021/nn102029y>
5. Konovalov D.A. // Journal of Engineering and Thermophysics. 2016. V. 89. № 3. P. 636. <https://doi.org/10.1007/s10891-016-1421-9>
6. Аракчеев П.В., Безделов В.Л., Бурый Е.В. // Мехатроника, автоматизация, управление. 2016. Т. 17. № 10. С. 678. <https://doi.org/10.17587/mau.17.678-685>
7. Бурый Е.В. Импульсная лазерная локация: физические и информационные основы новых возможностей. М.: Наука, 2020.
8. <http://llis.bmstu.ru/ref/view3D.html>

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

**РАЗРАБОТКА ВИРТУАЛЬНОГО МНОГОКАНАЛЬНОГО АНАЛИЗАТОРА
ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В РАДИАЦИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ**© 2022 г. **Gozde Tektas^{a,b,*}, Cuneyt Celiktas^b**^a *Izmir University of Economics, Faculty of Arts and Sciences,
Department of Physics, Izmir, Turkey*^b *Ege University, Faculty of Science, Department of Physics,
Izmir, Turkey***e-mail: gozdetektas@hotmail.com*

Поступила в редакцию 09.03.2022 г.

После доработки 18.05.2022 г.

Принята к публикации 19.05.2022 г.

Разработан виртуальный многоканальный анализатор (МСА), который можно использовать в составе спектрометра при детектировании излучений. Разработка заключалась в написании кода с помощью программных функций. Проведено сравнение виртуального МСА с реальным, что позволило проверить его функционирование. Спектры для разных расстояний от источника до детектора регистрировались реальным и виртуальным МСА. Проведено сравнение полученных обоими МСА параметров: общего числа сосчитанных сигналов, числа сигналов в фотопике, живого времени, доли мертвого времени и энергетического разрешения. Кроме того, полученные результаты и формы спектра, отображаемые в виртуальном МСА, сравнивались с реальными.

DOI: 10.31857/S003281622205024X

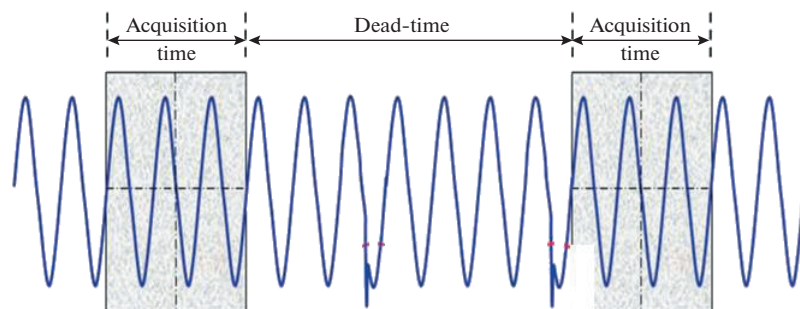
1. ВВЕДЕНИЕ

Для определения энергетического спектра частиц, испускаемых источником, с помощью детектора и соответствующей электроники измеряется амплитудное распределение импульсов, создаваемых этими частицами [1].

Детектор NaI(Tl) состоит из монокристалла активированного таллием йодида натрия, оптически связанного с фотокатодом фотоумножителя. Когда γ -излучение попадает в детектор, оно взаимодействует с йодидом натрия, вызывая ионизацию. Это создает в кристалле возбужденные состояния, которые распадаются, испуская фотоны видимого света. Это излучение называет-

ся сцинтилляцией. На фотокатод сцинтилляционные фотоны высвобождают электроны за счет фотоэффекта. В вакуумированной стеклянной трубке фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) расположен ряд динодов на которых происходит размножение электронов [2]. Заряд в выходном импульсе ФЭУ интегрируется на входной емкости предварительного усилителя для получения импульса напряжения [3]. Усилитель усиливает сигнал с предусилителя и формирует его для дальнейшей обработки [4].

Многоканальный анализатор (МСА) записывает и сохраняет импульсы в соответствии с их амплитудой. Каждая единица хранения называ-

**Рис. 1.** Мертвое время осциллографа [7].

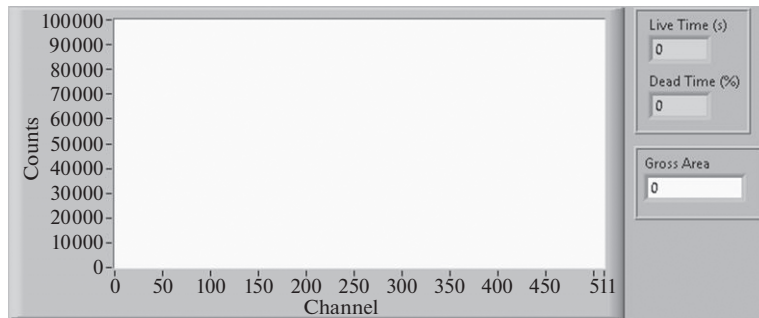


Рис. 2. Передняя панель виртуального МСА.

ется каналом. Каждый импульс сохраняется в определенном канале, соответствующем определенной энергии. Распределение импульсов в каналах является отображением распределения энергий частиц. В таком распределении по горизонтальной оси отложен номер канала или энергия частицы, а по вертикальной – количество частиц, зарегистрированных в канале [1]. Реальное время означает полное время измерения, определенное по часам. Живое время определяется временем, в течение которого анализатор готов регистрировать импульсы (т.е. его вход не заблокирован), и равно реальному времени за вычетом мертвого времени [5]. Системы МСА часто представляют мертвое время в процентах [100·(реальное время – живое время)/реальное время] [6].

Осциллографы имеют мертвое время. Это время между сборами данных осциллографа, когда осциллограф обрабатывает ранее полученный сигнал для отображения на дисплее осциллографа (рис. 1) [7]. Виртуальные приборы осуществляют фундаментальный переход от традиционных аппаратно-ориентированных измерительных систем к программно-ориентированным системам, использующим вычислительные мощности, производительность, возможности отображения информации и связи настольных компьютеров и рабочих станций. Виртуальная измерительная система — это программное обеспечение, которое используется пользователем для разработки компьютеризированной системы испытаний и измерений, для управления внешним измерительным аппаратным устройством с настольного компьютера и для отображения данных испытаний или измерений на экране компьютера [8]. С помощью виртуального инструмента, используя производительное и мощное программное обеспечение, инженеры и ученые могут настраивать функции сбора, анализа, хранения, совместного использования и представления информации [9].

Поскольку LabVIEW предоставляет собой простую в использовании среду создания приложений, разработанную специально с учетом потребностей инженеров и ученых, она является неотъемлемой частью виртуальных инструментов [10].

LabVIEW — это графический язык программирования, который использует значки вместо строк текста для создания приложений [11]. Его графическая природа делает его идеальным для приложений тестирования и измерения, автоматизации, сбора и анализа данных [12].

Для детекторов, предназначенных для измерения энергии падающего излучения, наиболее важным фактором является энергетическое разрешение. Этот параметр определяет, как детектор может различать две близко лежащие энергии. Разрешение определяется полной шириной на половине высоты максимума пика (FWHM). Разрешение по энергии E дается следующим выражением [4]:

$$\text{Разрешение} = \Delta E/E, \tag{1}$$

где ΔE — полная ширина на половине высоты.

Приведем краткий обзор литературы по проблеме. Jana, Singh, Gupta et al. [13] разработали недорогой многоканальный анализатор, основанный на цифровой обработке сигналов. В качестве дигитайзера использовалась встроенная звуковая карта персонального компьютера [13]. Система радиационного мониторинга окружающей среды была разработана Hung et al [14]. В этой системе использовался цифровой многоканальный анализатор. Группой Gol, Khakzad, Jamili et al. [15] для измерения характеристик импульса сцинтилляционного детектора использовалась цифро-

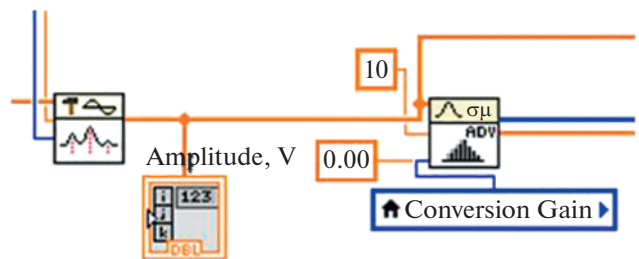


Рис. 3. Часть кода виртуального МСА.

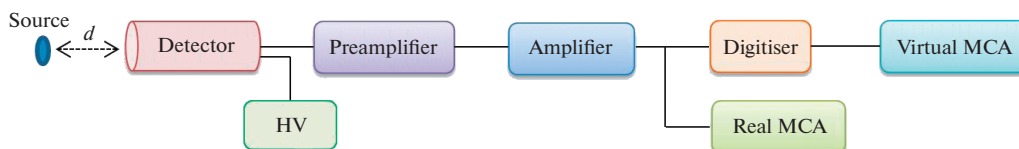


Рис. 4. Схема спектрометра. d – расстояние от источника до детектора, HV – источник питания высокого напряжения.

вая система сбора данных. Kasani et al. [16] использовали звуковую карту персонального компьютера в качестве дигитайзера в цифровой γ -спектроскопии со сцинтилляционным детектором NaI(Tl). Tektas и Celiktas [17] разработали виртуальный МСА. Для подачи сигналов в их исследовании использовался генератор импульсов. Энергетические γ -спектры получены аналоговым и цифровым методами. Исследовано влияние на энергетическое разрешение емкости предусилителя и расстояния от источника до детектора. Счет в фотопиках также изучался в работе Ermis et al. [18].

В статье [18] виртуальный МСА был создан путем разработки кода. Виртуальный МСА был использован в спектрометре, состоящем из сцинтилляционного детектора NaI(Tl), чтобы выяснить, совместимы ли результаты виртуального и реального МСА. Спектры отображались и сравнивались в обоих МСА для различных расстояний от источника до детектора, определялись также общее количество импульсов, число импульсов в фотопиках, живое время, доля мертвого времени и значения энергетического разрешения.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Виртуальный МСА для использования в спектрометре был разработан с помощью программного обеспечения LabVIEW. Как и в реальном МСА, вертикальная и горизонтальная оси экрана в виртуальном МСА представляют собой отсчеты и номера каналов соответственно. Также возможно отображение спектров в логарифмическом виде на другом экране. Разработанный виртуальный МСА позволяет также определять общее количество импульсов в спектре, живое время и долю

Таблица 1. Общее количество импульсов (ТС), живое время (LT) и доля мертвого времени (DT), полученные реальным и виртуальным МСА

d , см	Реальный МСА			Виртуальный МСА		
	ТС	LT, с	DT, %	ТС	LT, с	DT, %
1	2410520	155.70	22.15	2534720	179.0	10.48
2	1865007	161.76	19.12	1925520	179.9	10.07
3	1490290	166.64	16.68	1550231	180.3	9.852
4	1237452	170.36	14.82	1263439	180.7	9.633

мертвого времени. Последний параметр рассчитывается с использованием уравнения из работы [7]. После этого время жизни рассчитывается с использованием уравнения, приведенного в [6], а также упомянутого во введении. Эти расчеты выполняются разработанным кодом. В дополнение к общему количеству отсчетов можно получить количество отсчетов в выбранной части спектра (области интереса), например число отсчетов в фотопике или в части спектра. Программа также может рассчитать энергетическое разрешение для фотопика в соответствии с уравнением (1). Кроме того, можно сравнивать разные спектры друг с другом. На экране отображается спектр, а индикаторы, показывающие общее количество импульсов (Gross Area), время жизни (Live Time) и долю мертвого времени (Dead Time), расположены справа на передней панели виртуального МСА (рис. 2).

После накопления сигналов виртуальным МСА значения амплитуд сигналов определялись функцией “Peak Detector.vi”. Эти значения были обработаны функцией “Общая гистограмма.vi” и получен спектр. Часть блок-схемы разработанного виртуального МСА представлена на рис. 3.

С целью проверки разработанный виртуальный МСА использовался в γ -спектрометре одновременно с реальным. Система состояла из точечного источника излучения ^{137}Cs (5 мкКи), сцинтилляционного детектора NaI(Tl) (3×3 дюйма),

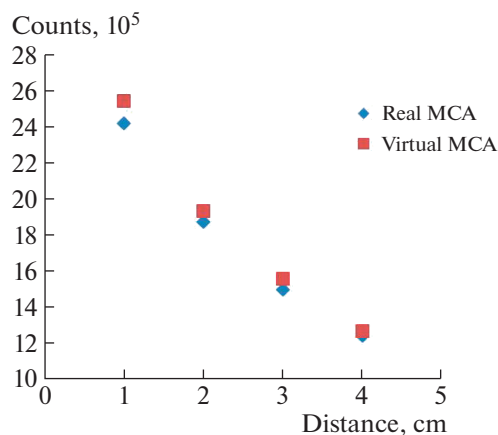


Рис. 5. Общее число отсчетов для различных расстояний источник–детектор.

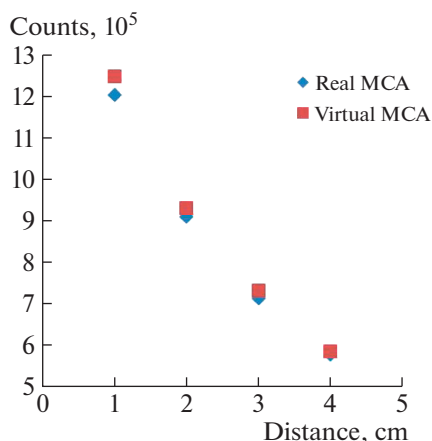


Рис. 6. Отсчеты в фотопиках для разных расстояний источник–детектор.

высоковольтного источника питания (ORTEC 456), предварительного усилителя (ORTEC 113), усилителя (ORTEC 485), реального МСА (ORTEC TRUMP 8k), дигитайзера (NI USB-5133) и разработанного виртуального МСА. Частота дискретизации дигитайзера 100 Мвыб/с, разрешение 8 бит [19]. Используемая экспериментальная установка показана на рис. 4.

Как видно из рисунка, частицы, испускаемые источником излучения, регистрировались сцинтилляционным детектором. Сигналы с детектора поступали на предусилитель и затем на усилитель. Энергетический спектр γ -излучения одновременно отображался в обоих МСА при подаче выходных сигналов усилителя на реальный и виртуальный МСА через дигитайзер.

В эксперименте использовались значения расстояния d от источника до детектора, равные 1, 2, 3 и 4 см. Результаты, полученные от реального и виртуального МСА сравнивались между собой. Во время измерения реальное время поддерживалось постоянным на уровне 200 с в обоих МСА. Полученные результаты приведены в разд. 3.

Таблица 2. Отсчеты в фотопиках, полученные реальным и виртуальным МСА

d , см	Реальный МСА	Виртуальный МСА
1	1 201 331	1 246 604
2	909 556	928 367
3	712 551	730 735
4	575 452	584 585

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты измерений реальным и виртуальным МСА общего количества импульсов, реального времени и доли мертвого времени для различных расстояний от источника до детектора приведены в табл. 1. Данные этой таблицы также показаны графически на рис. 5.

Число импульсов в фотопиках для различных расстояний детектор–источник, полученные каждым МСА, приведены в табл. 2. Данные этой таблицы также показаны графически на рис. 6.

Результаты определения энергетического разрешения для разных расстояний источник–детектор, полученные каждым МСА, приведены в табл. 3.

Формы спектров, отображаемых в реальном и виртуальном МСА, сравнивались между собой в дополнение к результатам, приведенным в таблицах. Формы спектров γ -излучения, отображаемых одновременно в обоих МСА, для расстояний источник–детектор 1 и 4 см, приведены на рис. 7 и 8 соответственно. В реальном МСА максимум фотопика оказывается в 64-м канале при расстоянии источник–детектор 1 см и смещается к 66-му каналу при расстоянии 4 см. В виртуальном МСА максимумы фотопиков, полученных для тех же расстояний, оставались постоянными (68-й канал).

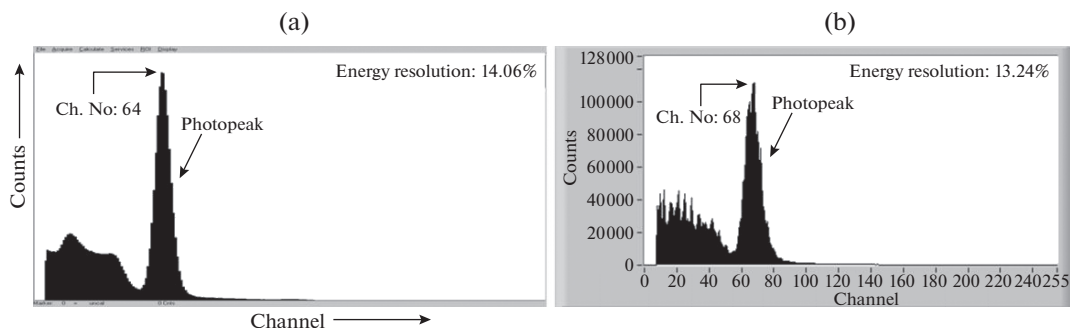


Рис. 7. Гамма-спектры, полученные реальным (а) и виртуальным МСА (б) при расстоянии источник–детектор 1 см.

Таблица 3. Энергетическое разрешение, измеренное каждым МСА

d , см	Энергетическое разрешение, %	
	Реальный МСА	Виртуальный МСА
1	14.06	13.24
2	13.85	11.76
3	12.12	11.76
4	12.12	10.29

Спектры могут быть представлены обоими МСА также и в логарифмической шкале. В виртуальном МСА при этом использовалась функция “Logarithm Base 10”. Для примера на рис. 9 приведены в сравнении спектры в логарифмической шкале для обоих МСА при расстоянии 4 см.

На рис. 10 для сравнения показаны спектры при минимальном (1 см) и максимальном (4 см) расстояниях источник–детектор для обоих МСА.

Также был написан код для сравнения четырех спектров, соответствующих разным расстояниям от источника до детектора, в виртуальном МСА. Эти спектры показаны на рис. 11. Это сравнение можно провести только для виртуального МСА, поскольку для реального МСА доступно сравнение только двух спектров. В этом преимущество виртуального МСА перед реальным.

Кроме того, виртуальный МСА позволяет выводить на экран сами сигналы. В этом режиме виртуальный МСА выполняет функции виртуального осциллографа. Рис. 12 показывает вид экрана виртуального осциллографа.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

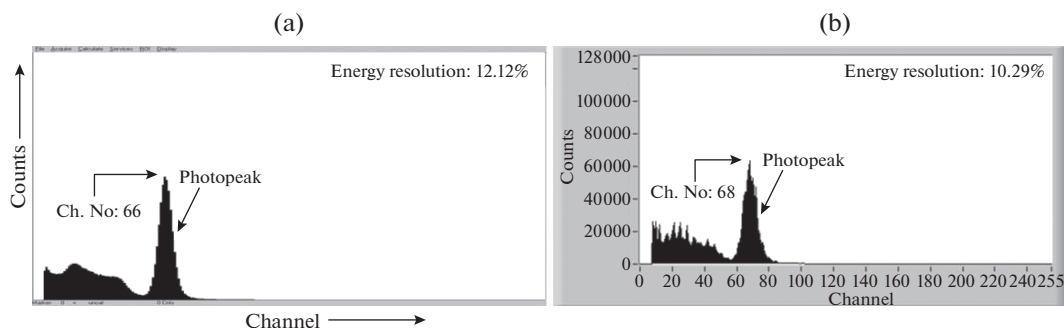
Целью данного исследования была разработка виртуального МСА с помощью программного обеспечения LabVIEW для получения спектра

γ -излучения и определения таких параметров, как общее число сосчитанных импульсов, живое и мертвое время и энергетическое разрешение. Спектр отображался в реальном и виртуальном МСА с помощью экспериментальной установки, блок-схема которой представлена на рис. 4. Результаты, полученные с виртуальным и реальным МСА, для различных расстояний от источника до детектора сравнивались между собой. Кроме того, было исследовано, совместимы ли друг с другом формы спектров от обоих МСА.

Если расстояние от источника до детектора увеличивается, количество частиц, попадающих в сцинтилляционный детектор, и, следовательно, общее число импульсов в спектрах уменьшается, согласно данным табл. 1 и рис. 5. Кроме того, уменьшается и число импульсов в фотопике, как видно из табл. 2 и рис. 6. Видно, что живое время увеличилось, а доля мертвого времени уменьшилась с увеличением расстояния. Это означает, что мертвое время уменьшается с уменьшением частоты сигналов.

Энергетическое разрешение, полученное виртуальным МСА, как правило, меньше, чем в случае реального, как видно из табл. 3. Искажения или шум, которые всегда присутствуют в любой цепи, легко изменяют информацию в аналоговом сигнале, но гораздо слабее влияют на состояние логического сигнала [4]. Преимущество виртуального МСА состоит в том, что данные собираются с помощью дигитайзера с высокой частотой дискретизации.

Согласно рис. 7 и 8, формы спектров, отображаемых в обоих МСА, хорошо совместимы друг с другом. Поскольку значения амплитуд сигналов определялись программной функцией в виртуальном МСА, спектры, отображаемые в обоих МСА, не были полностью одинаковыми. Поскольку у нас нет никакой информации о программных функциях, используемых в реальном МСА (это конфиденциальная коммерческая информация), мы не можем комментировать различия в числах, приведенных в таблицах, для обоих МСА.

**Рис. 8.** Гамма-спектры, полученные реальным (а) и виртуальным МСА (б) при расстоянии источник–детектор 4 см.

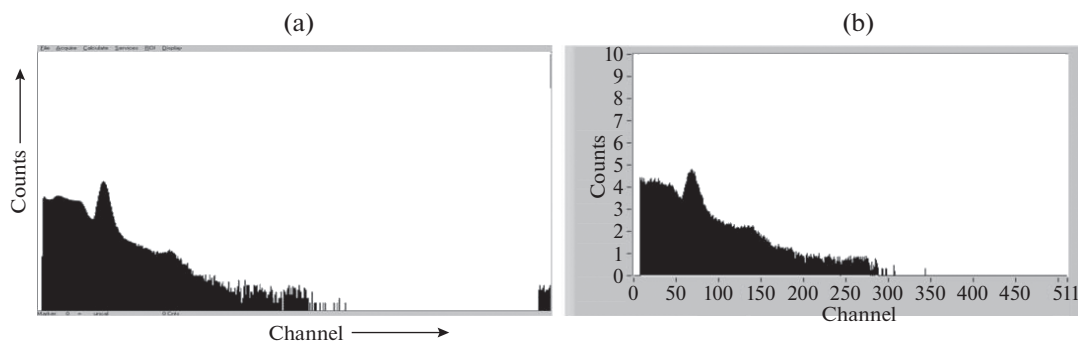


Рис. 9. Спектры в логарифмической шкале, представленные в реальном (а) и виртуальном МСА (б) при расстоянии источник–детектор 4 см.

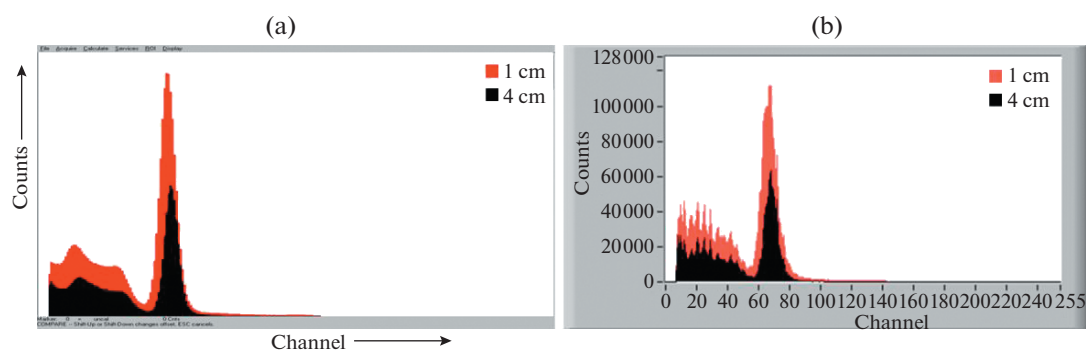


Рис. 10. Спектры при минимальном (1 см) и максимальном (4 см) расстояниях источник–детектор для реального (а) и виртуального (б) МСА.

Измерения показали, что для реального и виртуального МСА формы спектров в логарифмической шкале близко совпадают (рис. 9). Виртуальный МСА также позволяет проводить сравнение спектров (рис. 10). Рис. 11 показывает, что в разработанном виртуальном МСА можно сравнивать четыре спектра, соответствующие разным расстояниям от источника до детектора. Одно из преимуществ разработанного МСА заключается в том, что количество сравниваемых спектров можно увеличивать.

Рисунок 12 демонстрирует, что можно отображать сигналы в виртуальном приборе без необходимости использования реального осциллографа. Эта особенность виртуального инструмента создает определенное преимущество.

Ранее, в работе Tektas and Celiktas [17], сигналы, поступающие от генератора импульсов, накапливались в виртуальном и реальном МСА и полученные результаты сравнивались. В отличие от этой работы, разработанный нами виртуальный МСА был усовершенствован и применен к сцинтилляционному γ -спектрометру. В представленной работе была проверена его работоспособность.

Представленный в данной работе виртуальный МСА был разработан с помощью программного обеспечения LabVIEW для отображения спектров γ -излучения. Экспериментальные результаты показали, что разработанный виртуальный МСА хорошо совместим с реальным МСА и может быть использован для сбора данных для детектирования радиации.

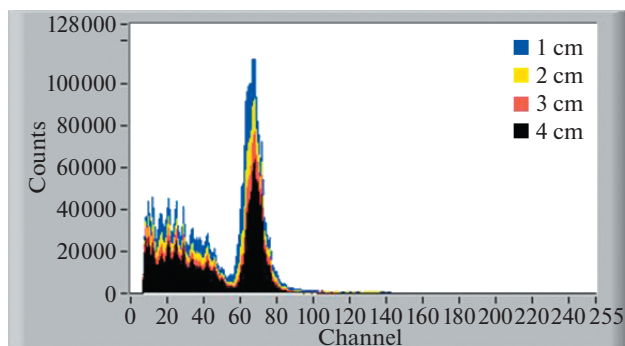


Рис. 11. Сравнение четырех спектров в виртуальном МСА.

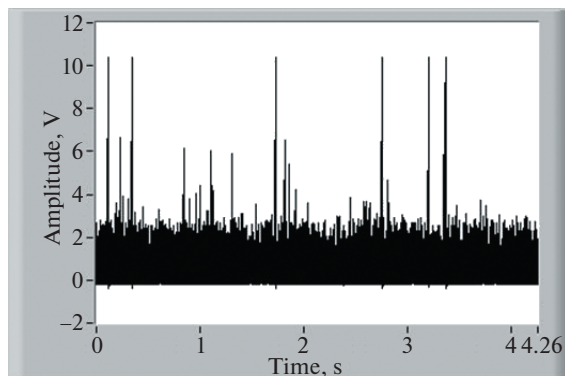


Рис. 12. Экран виртуального осциллографа.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана программа для создания виртуального МСА. Программа была использована в работе γ -спектрометра. Производительность виртуального МСА проверялась путем сравнения его с реальным МСА. По результатам был сделан вывод, что виртуальный МСА можно использовать в спектрометрах для регистрации излучения, как и реальный. Виртуальный МСА также может использоваться в α -, β - и других спектрометрах в дополнение к γ -спектрометру. Преимущество виртуального МСА заключается в расширении дополнительных возможностей.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

This work was supported by Scientific Research Foundation of Ege University under project No. 14 FEN 052.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsoulfanidis, N., *Measurement and Detection of Radiation*, Second Edition, London: Taylor & Francis, 1995.
2. ORTEC, "Experiment 3 Gamma-Ray Spectroscopy Using NaI(Tl)", <https://www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/third-edition-experiments/3-gamma-ray-spectroscopy-using-nai-tl.pdf?la=en&revision=001dbc1d-9559-49c0-b57d567e28d1b96&hash=456F5A2870DAF80E84F5DB62FF94664B>, Accessed March 8, 2022.
3. ORTEC, "113 Scintillation Preamplifier", <https://www.ortec-online.com/-/media/ametekortec/brochures/1/113.pdf?la=en&revision=b4309668-2eba-4d6d-8a56-0b62b1ce5ce3>, Accessed March 8, 2022.
4. Leo, W.R., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Berlin: Springer-Verlag, 1987.
5. EG & G ORTEC, MAESTRO™ for Windows, Software User's Manual, Software Version 3.2.
6. Gilmore, G., *Practical Gamma-ray Spectrometry*, Second Edition, England: John Wiley & Sons Ltd., 2008.
7. Xdevs, "Keysight Technologies, Oscilloscope Waveform Update Rate Determines Probability of Capturing Elusive Events", https://xdevs.com/doc/HP_Agilent_Keysight/5989-7885EN%20English%20%202014-08-02%20%20PDF%202.87%20MB%20c20140903%20%5B12%5D.pdf, Accessed March 8, 2022.
8. Sumathi, S., Surekha, P., *LabVIEW based Advanced Instrumentation Systems*, Berlin: Springer-Verlag, 2007.
9. Jerome, J., *Virtual Instrumentation Using LabVIEW*, New Delhi: PHI Learning Private Limited, 2010.
10. NI, "Virtual Instrumentation", <https://www.ni.com/en-tr/innovations/white-papers/06/virtual-instrumentation.html>, Accessed March 8, 2022.
11. NI, "LabVIEW User Manual", <https://www.ni.com/pdf/manuals/320999c.pdf>, Accessed March 8, 2022.
12. Bitter, R., Mohiuddin, T., Nawrocki, M., *LabVIEW Advanced Programming Techniques*, Second Edition, Boca Raton: CRC Press, 2007.
13. Jana, A., Singh, S.K., Gupta, A., Das, S., Basu, K., Samanta, S., Raut, R., Ghugre, S.S., Sinha, A.K., *Pramana-J. Phys.*, 2020, vol. 94, p. 1, <https://doi.org/10.1007/s12043-019-1880-6>
14. Hung, D.T., Hiep, C.V., Khang, P.D., Hai, N.X., Anh, N.N., Tan, T.D., Chien, D.K., Dien, N.N., Anh, N.T., *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2020, vol. 67, no. 10, p. 2224, <https://doi.org/10.1109/TNS.2020.3019587>
15. Gol, M.G., Khakzad, M., Jamily, S., Ghal-Eh, N., *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A*, 2020, vol. 957, p. 1, <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163401>
16. Kasani, H., Ashrafi, S., Ghal-Eh, N., *Radiation Physics and Chemistry*, 2021, vol. 184, p. 1, <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109438>
17. Tektas, G., Celiktas, C., *Gazi University Journal of Science Part C: Design and Technology*, 2021, vol. 9, no. 2, p. 220, <https://doi.org/10.29109/gujsc.884948>
18. Ermis, E.E., Tektas, G., Pilicer, E., Celiktas, C., Pecousek, J., *Turkish Journal of Physics*, 2014, vol. 38, p. 203, <https://doi.org/10.3906/fiz-1401-10>
19. NI, USB-5133 Oscilloscope Device, <https://www.ni.com/en-tr/support/model.usb-5133.html>, Accessed March 8, 2022.

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

УДК 621.396.96

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ РАДИООПТИЧЕСКИХ
УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ
В СОСТАВЕ НАВИГАЦИОННЫХ ЛИНЕЙНЫХ СТВОРОВ**© 2022 г. Н. К. Блинковский^{а,*}, В. Л. Гулько^а, А. А. Мещеряков^а^а Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40

*e-mail: nkblink@yandex.ru

Поступила в редакцию 11.03.2022 г.

После доработки 18.03.2022 г.

Принята к публикации 29.03.2022 г.

Описаны принцип действия и практическая конструкция радиооптического трехгранного уголкового отражателя направленного действия. Получена оценка радиолокационной заметности радиооптических трехгранных уголкового отражателей в составе линейных створов в рамках использования четырехлучевой модели распространения и отражения радиоволн над водной поверхностью. Приведены результаты натурных испытаний оптической видимости и радиолокационной заметности радиооптических трехгранных уголкового отражателей в составе линейных створов на реке Томь.

DOI: 10.31857/S0032816222050032

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что для создания безопасных условий плавания судов и обеспечения сохранности искусственных сооружений на внутренних водных путях используются навигационные ограждения в виде сигнальных огней и знаков. Сигнальные огни устанавливаются на береговые и плавучие навигационные знаки и работают только в ночное время суток. Они характеризуются цветом и характером огня — чередованием вспышек (проблесков) и пауз (затемнений). Кроме того, для улучшения заметности в условиях недостаточной видимости знаки навигационного ограждения оснащаются искусственными пассивными радиолокационными отражателями [1–5], которые хорошо различимы судовыми радиолокационными станциями при любых погодных условиях и в любое время суток.

Радиолокационные отражатели размещают как на плавучих буйках, так и на береговых створных знаках. При этом радиолокационные отражатели, используемые в навигационных целях, должны одновременно сочетать в себе максимальную эффективную площадь рассеяния (ЭПР) σ_m при небольших габаритах, а также обладать способностью отражать падающие электромагнитные волны в обратном направлении в достаточно широком диапазоне углов падения волн, т.е. должны обладать достаточно широкой диаграммой обратного рассеяния.

В радиолокационном диапазоне волн этим требованиям удовлетворяют трехгранные уголкового отражатели (УО), представляющие собой распространенный тип широкоугольных отражателей направленного действия.

На практике широкое применение в качестве навигационных знаков нашли трехгранные УО с треугольными гранями в силу конструктивных достоинств, таких как простота изготовления, механическая жесткость, малые габариты и вес.

Для расширения их функциональных возможностей авторами были разработаны навигационные радиооптические УО направленного действия [6–8], работающие одновременно в радиолокационном и оптическом диапазонах волн, излучая светосигнальные огни в темное время суток.

Целью данной статьи является экспериментальное исследование характеристик рассеяния радиооптических трехгранных УО направленного действия в составе линейных створов на внутренних водных путях Обского бассейна.

**РАДИООПТИЧЕСКИЙ ТРЕХГРАННЫЙ
УГОЛКОВЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬ
НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ**

Для одновременной работы трехгранного УО направленного действия с треугольными металлизированными или металлическими гранями в радиолокационном и оптическом диапазонах

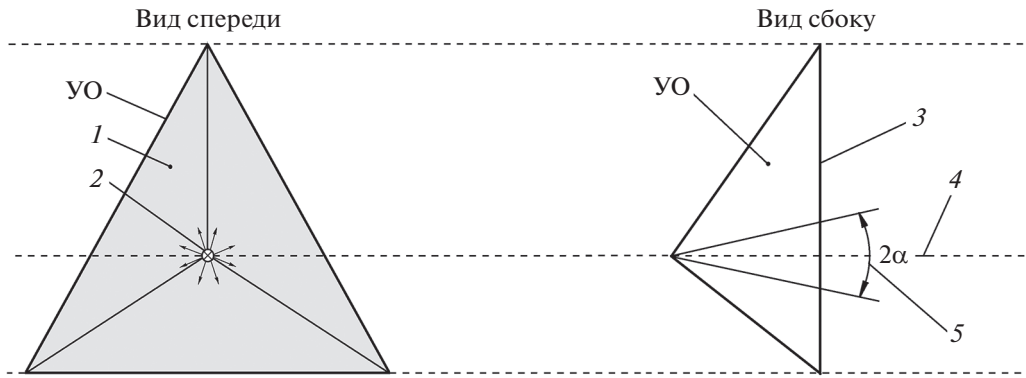


Рис. 1. Навигационный радиооптический трехгранный УО направленного действия. 1 – внутренняя поверхность треугольных граней УО; 2 – источник света с белым, красным, зеленым или желтым цветами свечения сигнального огня; 3 – плоскость раскрытия УО; 4 – геометрическая ось симметрии трехгранного УО; 5 – угол излучения источника света относительно оптической оси трехгранного УО.

волн в вершине трехгранного УО был установлен источник света в виде полупроводникового излучающего диода с белым, красным, зеленым или желтым цветами свечения [6]. На рис. 1 приведена конструкция радиооптического трехгранного УО с треугольными гранями.

Вершина трехгранного УО является фазовым центром рассеяния УО в радиолокационном диапазоне волн и его фокусом в оптическом диапазоне волн. В радиолокационном и оптическом диапазонах волн электрическая ось радиооптического УО, в направлении которой ЭПР σ_m и сила света I_m максимальны в горизонтальной и вертикальной плоскостях, совпадает с геометрической осью симметрии УО. При этом угол излучения 2α источника света в горизонтальной и вертикальной плоскостях составляет $\geq 90^\circ$.

В радиолокационном диапазоне волн радиооптический УО работает как обыкновенный пассивный трехгранный УО. Его внутренние отражающие поверхности образуют систему из трех треугольных граней. При падении на треугольные грани радиооптического УО электромагнитной волны после трехкратного отражения формируется волна, распространяющаяся в направлении, обратном направлению падения.

В оптическом диапазоне длин волн радиооптический УО направленного действия работает следующим образом.

Источник света, установленный в фокусе радиооптического УО, излучает вдоль его оптической оси в вертикальной и горизонтальной плоскостях конический световой пучок с угловой шириной $2\alpha \geq 90^\circ$. Световой пучок, попадая на взаимно перпендикулярные треугольные грани трехгранного УО, после трехкратного отражения концентрируется на выходе в световой пучок большей силы света I_m с угловой шириной на уровне $0.5I_m$, равной 42° , как в горизонтальной,

так и в вертикальной плоскостях. Угловая ширина светового потока, излучаемого радиооптическим УО на уровне $0.5I_m$, совпадает с шириной главного (основного) лепестка диаграммы обратного рассеяния на уровне $0.5\sigma_m$ в радиолокационном диапазоне длин волн и составляет 42° . Цвет излучения сигнального огня – белый, красный, желтый или зеленый – светоизлучающего полупроводникового диода определяется сложившейся навигационной обстановкой на внутренних водных путях.

Для достижения максимальной силы света I_m и тем самым увеличения дальности видимости сигнального огня внутреннюю поверхность треугольных граней УО покрывают светоотражающим слоем [7, 8], что обеспечивает визуальное обнаружение створных знаков в темное время суток.

ОЦЕНКА РАДИОЛОКАЦИОННОЙ ЗАМЕТНОСТИ ТРЕХГРАННЫХ УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ ВБЛИЗИ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Безопасность плавания в условиях ограниченной видимости обеспечивается работой судовой радиолокационной станции (РЛС). При этом важным аспектом радиолокационного наблюдения является обнаружение знаков навигационного ограждения [9]. Для оценки вероятности правильного обнаружения, а также для прогнозирования дальности действия судовой РЛС при различных состояниях водной поверхности необходимо знать радиолокационную заметность навигационных знаков, которая определяется ЭПР трехгранного УО и поверхностью раздела двух сред. Характеристики радиолокационного рассеяния трехгранных УО, расположенных вблизи поверхности раздела двух сред, будут иметь интерференционный характер, зависящий от углов визирования трехгранных УО и водной поверх-

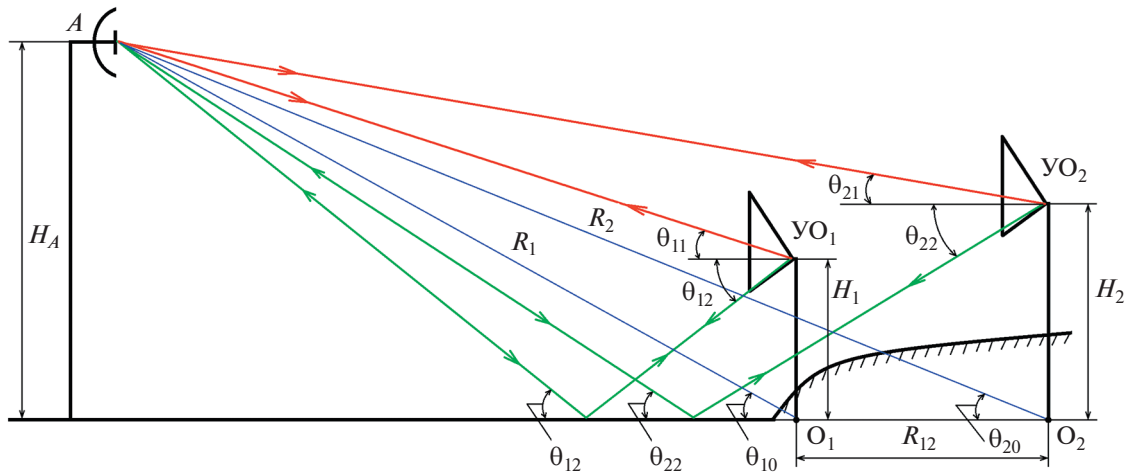


Рис. 2. Геометрия распространения радиоволн от трехгранных УО в составе линейного створа вблизи поверхности раздела двух сред. А – антенна.

ности. Это приводит к тому, что появляются зоны, в границах которых трехгранные УО в составе линейных створов одновременно не видны в радиолокационном диапазоне длин волн.

Максимальная ЭПР в свободном пространстве трехгранных УО с треугольными гранями определяется как [10]:

$$\sigma_m = \frac{4\pi a^4}{3\lambda^2}, \quad (1)$$

где a – длина ребра треугольной грани УО; λ – длина волны зондирующих сигналов.

Ширина их главного лепестка в горизонтальной и вертикальной плоскостях на уровне $0.5\sigma_m$ составляет величину, равную $\Delta\theta_{0.5} \approx 42^\circ$ [10].

Максимум диаграммы обратного рассеяния или максимум σ_m соответствует случаю, когда направление падающей волны совпадает с геометрической осью симметрии трехгранного УО, проходящей через его вершину перпендикулярно плоскости раскрыва. Причем фазовый центр рассеяния трехгранного УО всегда располагается в его вершине независимо от поляризации падающей волны и ракурса облучения.

Теоретически оценка ЭПР радиолокационных отражателей вблизи поверхности раздела двух сред осуществлялась на основе использования феноменологической теории рассеяния радиоволн морскими объектами [11]. Согласно феноменологической теории, отражение радиоволн от гладкой подстилающей поверхности рассматривается в приближении геометрической оптики, а от радиолокационных отражателей – в приближении физической оптики.

Радиолокационная заметность трехгранного УО в неоднородном падающем поле рассчитывалась в рамках четырехлучевой модели распро-

странения и отражения радиоволн над гладкой подстилающей поверхностью [12, 13].

На рис. 2 приведена геометрия распространения радиоволн от двух трехгранных УО в составе линейного створа вблизи поверхности раздела двух сред.

Для каждого трехгранного УО по первому прямому лучу радиоволна распространяется по трассе “антенна РЛС–УО–антенна РЛС”; по второму лучу – по трассе “антенна РЛС–поверхность раздела–УО–антенна РЛС”; по третьему лучу – по трассе “антенна РЛС–УО–поверхность раздела–антенна РЛС”. При распространении радиоволн по второму и третьему лучам происходит однократное отражение от водной поверхности. По четвертому лучу радиоволна распространяется по трассе “антенна РЛС–поверхность раздела–УО–поверхность раздела–антенна РЛС”, на которой отражение от водной поверхности происходит дважды.

Распространение радиоволн по первому и четвертому лучам соответствует моностатическому рассеянию от трехгранного УО, а по второму и третьему лучам – бистатическому рассеянию. По сравнению с шириной главного лепестка, равной 42° , моностатической диаграммы обратного рассеяния трехгранного УО с треугольными гранями ширина главного лепестка бистатической диаграммы рассеяния этого же трехгранного УО весьма узкая и оценивается по уровню половинной мощности, согласно следующему эмпирическому выражению [14]:

$$\Delta\beta_{0.5} \approx \frac{10.8^\circ}{af}, \quad (2)$$

где a , м – длина ребра треугольной грани трехгранного УО; f , ГГц – рабочая частота.

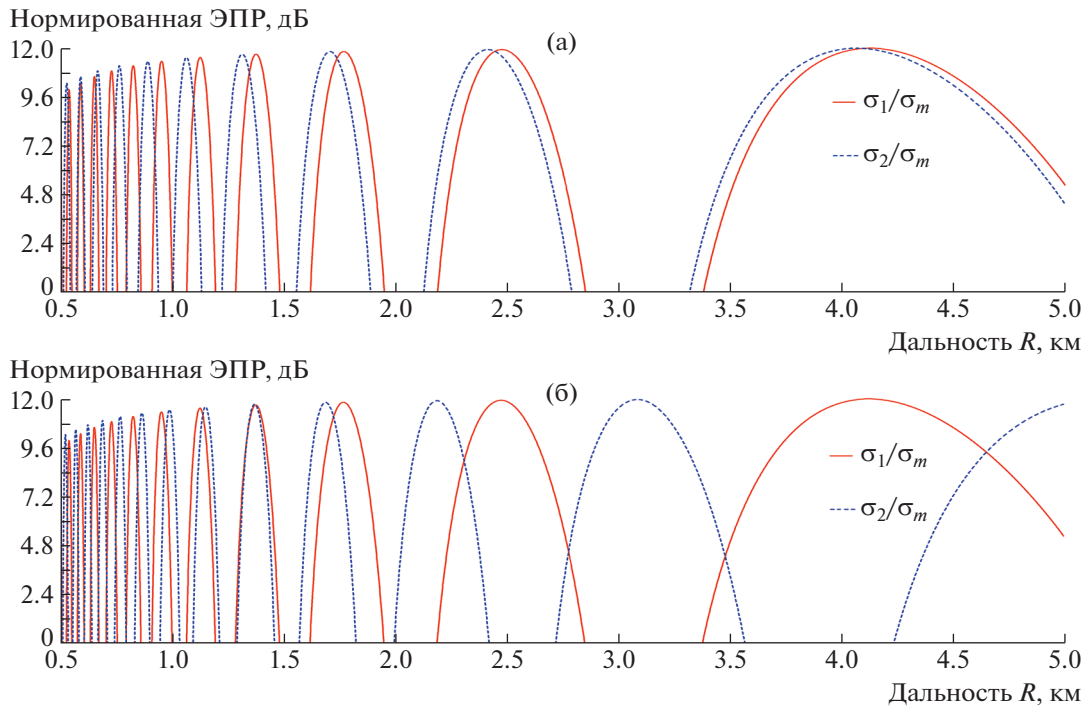


Рис. 3. Зависимость ЭПР трехгранных УО от дальности до линейного створа при высотах расположения УО на створных знаках: $H_1 = H_2 = 11$ м (а) и $H_1 = 11$ м и $H_2 = 14$ м (б).

Таким образом, известная интерференционная формула радиолокационной заметности для точечного отражателя не подходит для оценки ЭПР трехгранного УО вблизи водной поверхности при малых углах скольжения.

Фактическая ЭПР каждого трехгранного УО с треугольными гранями в составе линейного створа с учетом влияния подстилающей поверхности в рамках четырехлучевой модели распространения радиоволн при горизонтальной поляризации и малых углах скольжения определяется следующим выражением [15]:

$$\sigma = 4\sigma_m \cos^2 2\theta \left[\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} H \sin\theta\right) - \frac{\sin\left(\frac{4\pi a}{\sqrt{6}\lambda} \sin\theta\right)}{\frac{4\pi a}{\sqrt{6}\lambda} \sin\theta} \right]^2, \quad (3)$$

где σ_m – максимальная ЭПР трехгранного УО с треугольными гранями в свободном пространстве; a – длина ребра треугольной грани УО; λ – рабочая длина волны РЛС; H – высота расположения УО над границей раздела двух сред; θ – угол скольжения в точке O , находящейся на пересечении перпендикуляра, опущенного из вершины УО, к поверхности раздела двух сред (рис. 2). Плоскость раскрытия трехгранного УО перпендикулярна границе раздела двух сред.

Угол скольжения θ можно выразить через наклонную дальность R до трехгранного УО и высоту H_A расположения антенны РЛС с помощью тригонометрического выражения

$$\theta = \arcsin(H_A/R). \quad (4)$$

Результаты расчета нормированной ЭПР трехгранных УО для различных высот расположения УО на створных знаках, выполненные по формуле (3), в зависимости от дальности до линейного створа приведены на рис. 3. Расчет был выполнен при следующих значениях: высота расположения антенны РЛС $H_A = 9$ м; длина радиоволны $\lambda = 3.2$ см; расстояние между створными знаками $R_{12} = 62$ м. Дальность до линейного створа соответствовала дальности до его переднего знака.

Согласно графикам на рис. 3, высота расположения трехгранных УО на створных знаках влияет на местоположение интерференционных участков, в границах которых возможно совместное обнаружение трехгранных УО при судовом ходе вдоль створной линии. Очевидно, что местоположение указанных участков зависит не только от высот расположения трехгранных УО на створных знаках, но и от расстояния между ними.

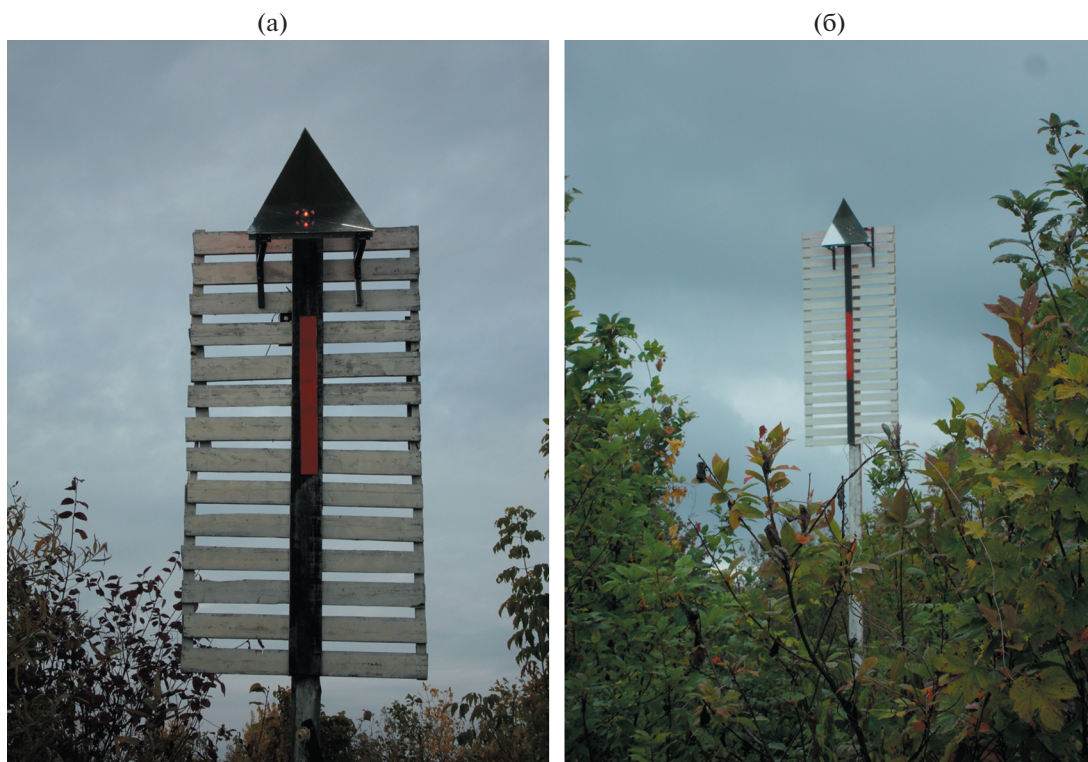


Рис. 4. Внешний вид радиооптических трехгранных УО в составе линейного створа: а – передний створный знак; б – задний створный знак.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ РАДИООПТИЧЕСКИХ УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ НАПРАВЛЕННОГО ДЕЙСТВИЯ В ОПТИЧЕСКОМ И РАДИОЛОКАЦИОННОМ ДИАПАЗОНАХ ВОЛН

Экспериментальные исследования проводились на реке Томь по створным знакам, установленным на острове Чернильщиковский и оборудованным радиооптическими УО.

Внешний вид створных знаков с радиооптическими УО направленного действия приведен на рис. 4.

Высоты расположения антенны судовой навигационной РЛС и радиооптических УО на створных знаках соответствовали значениям, используемым в теоретической оценке радиолокационной заметности трехгранных УО.

Натурные испытания оптической видимости источников света проводились при коэффициенте прозрачности атмосферы от 0.7 до 0.84. При длине ребер треугольных граней УО $a = 0.64$ м и рабочей длине волны РЛС $\lambda = 3.2$ см максимальная ЭПР σ_m радиооптического УО в свободном пространстве составила 686 м^2 .

Координаты расположения радиооптических УО направленного действия при их установке на створные знаки и уровень воды в реке Томь измерялись с помощью геодезического навигационного GPS/ГЛОНАСС приемника Topcon GB-1000.

Оценка оптической дальности видимости сигнальных огней радиооптических УО направленного действия

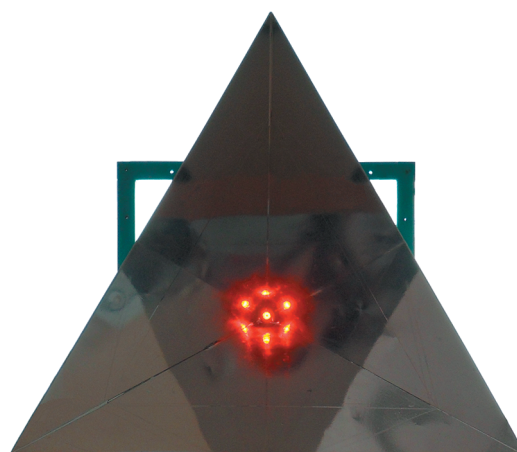


Рис. 5. Внешний вид радиооптического УО направленного действия с треугольными гранями, покрытыми алюминиевой фольгой.

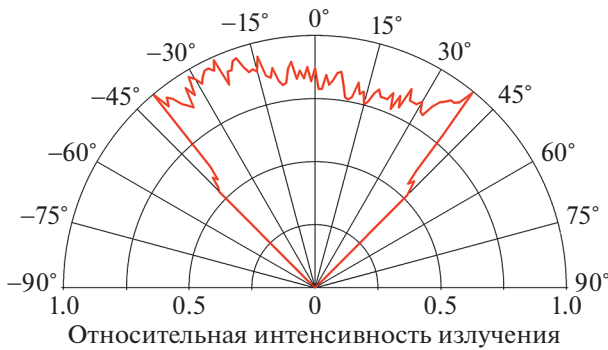


Рис. 6. Экспериментальная диаграмма направленности излучения светового потока в горизонтальной плоскости.

ного действия проводилась в темное время суток при судовом ходе по линейному створу.

В качестве источника света использовался радиооптический УО, внешний вид которого приведен на рис. 5.

Трехгранные УО были изготовлены из дюралюминиевых листов толщиной 3.0 мм. Зеркальное светоотражающее покрытие поверхностей треугольных граней УО с их внутренней стороны выполнено из алюминиевой фольги. Цвет излучаемого в пространство светового потока сигнального огня задавался типом светодиодных полупроводниковых ламп. В качестве излучающего источника света использовались светодиодные

полупроводниковые лампы типа ЛПРК, ЛПРЖ, ЛПРЛ, ЛПРБ со штифтовым цоколем В15s/18. Источник света был расположен на оптической оси трехгранного УО на расстоянии 4.0 см от его вершины – фокуса в оптическом диапазоне длин волн. При указанной расфокусировке источника света достигается равномерность светового потока по уровню половинной интенсивности излучения во всем угловом диапазоне $\pm 45^\circ$ относительно оптической оси трехгранного УО. На рис. 6 приведена экспериментальная диаграмма направленности излучения светового потока в горизонтальной плоскости. Вследствие смещения источника света из фокуса в раскрытие УО появились дополнительно шесть мнимых источников света, что привело к увеличению интенсивности излучаемого светового потока.

Визуальный контроль оптической дальности видимости сигнальных огней проводился по всей длине створной линии для линейного створа, оборудованного сначала типовыми электрическими светосигнальными приборами ЭСПН-140, а затем радиооптическими УО направленного действия. Результаты испытаний показали, что дальность видимости сигнальных огней линейного створа с радиооптическими УО направленного действия в среднем на 10% выше дальности видимости сигнальных огней линейного створа с типовыми электрическими светосигнальными приборами ЭСПН-140.

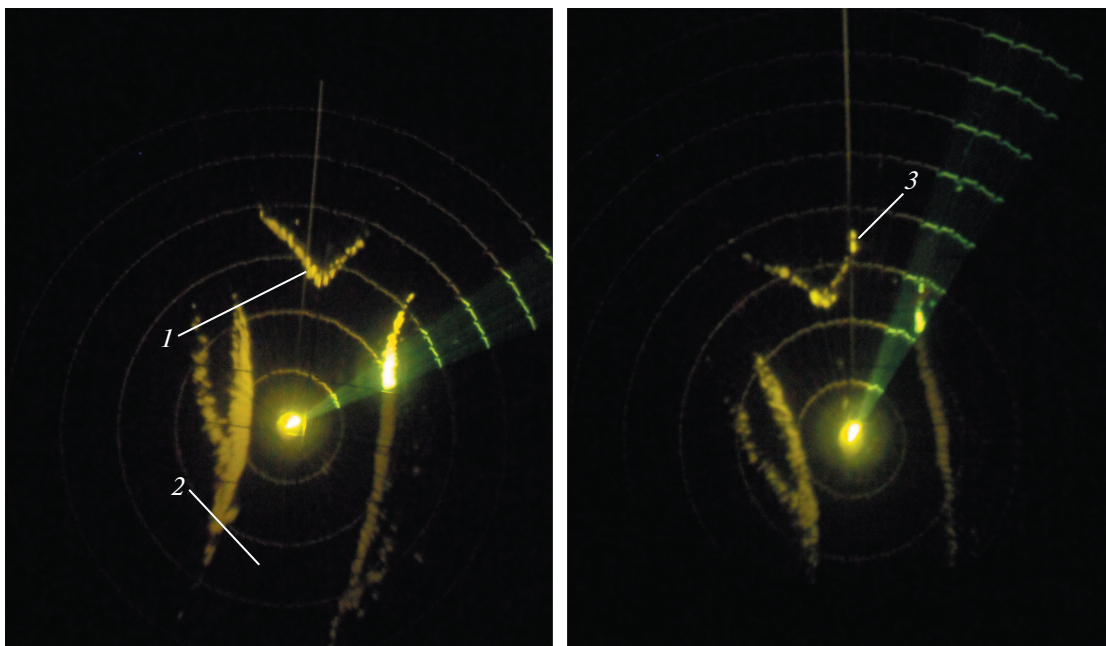


Рис. 7. Радиолокационные изображения участка реки Томь на индикаторе кругового обзора судовой навигационной РЛС Р-722-2: **а** – без радиооптических УО, **б** – с радиооптическими УО. 1 – отражения от острова Чернильщикковский, 2 – русло реки, 3 – отражения от радиооптических УО, установленных на створных знаках.

Экспериментальная оценка радиолокационной заметности створных знаков проводилась по всей длине створной линии для линейного створа, оборудованного радиооптическими УО направленного действия.

Для оценки радиолокационной заметности створных знаков использовалась судовая навигационная РЛС Р-722-2. Измерения проводились сначала без установленных, а затем с установленными на береговые створные знаки радиооптическими УО. На рис. 7 приведены радиолокационные изображения участка реки Томь на индикаторе кругового обзора судовой навигационной РЛС. Дальность до линейного створа составляла 850 м.

Согласно рис. 7а, на фоне отражений радиоволн от береговой черты и близко расположенных местных предметов линейный створ без радиооптических УО на индикаторе кругового обзора судовой навигационной РЛС не обнаруживался. На рис. 7б створные знаки, оборудованные радиооптическими УО, отображались на индикаторе кругового обзора в виде двух яркостных отметок (позиция 3), расположенных на визирной линии, совпадающей с осью судового хода.

При изменении дистанции до створных знаков появлялись отдельные участки судового хода по створной линии, где яркостные отметки от радиооптических УО на индикаторе кругового обзора судовой навигационной РЛС отсутствовали вследствие наличия интерференционных минимумов их радиолокационной заметности. Местоположение интерференционных минимумов на створной линии определяется текущей дальностью до линейного створа и соответствует результатам расчетов, приведенным на рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получены экспериментальные оценки радиолокационной заметности и оптической видимости навигационных радиооптических УО направленного действия.

2. Использование радиооптических УО направленного действия описанной конструкции в составе линейных створов позволило увеличить дальность видимости сигнальных огней на 10% по сравнению с использованием штатных типовых электрических светосигнальных приборов ЭСПН-140, применяемых в настоящее время в практической навигации.

3. При обозначении судового хода по радиооптическим трехгранным УО в составе линейного створа с использованием РЛС необходимо учи-

тывать наличие интерференционных зон, в границах которых на индикаторе кругового обзора судовой навигационной РЛС яркостные отметки от трехгранных УО либо полностью отсутствуют, либо сильно ослаблены.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FEWM-2020-0039 от 01.03.2020.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Briggs J.N. // The Journal of Navigation. 2002. V. 55. № 2. P. 23. <https://doi.org/10.1017/S0373463301001564>
2. Yim J.B., Kim W.S. // International Journal of Navigation and Port Research. 2003. V. 27. № 3. P. 267. <https://doi.org/10.5394/KINPR.2003.27.3.267>
3. Horsmanheimo S., Backman W., Tuomimäki L., Hautio J., Hujanen A., Toivanen H., Rytönen J., Joro R. // IALA Bulletin. 2007. № 1. P. 24.
4. McGeoch Ian, Stawell W.B. // The Journal of Navigation. 1987. V. 40. № 3. P. 344. <https://doi.org/10.1017/S037346330000606>
5. Luke S. Performance investigation of marine radar reflectors on the market. Farnborough: QinetiQ Ltd, 2007.
6. Гулько В.Л. Патент на изобретение № 2 572 795 РФ // Опубликовано 20.01.2016. Бюл. № 2.
7. Гулько В.Л., Блинковский Н.К., Мещеряков А.А. Патент на изобретение № 2 634 550 РФ // Опубликовано 31.10.2017. Бюл. № 31.
8. Гулько В.Л., Блинковский Н.К., Мещеряков А.А., Сметанкин А.Н. Патент на изобретение № 2 709 419 РФ // Опубликовано 17.12.2019. Бюл. № 35.
9. Бородин М.А., Леонтьев В.В. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2010. Вып. 4. С. 54.
10. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. М.: Сов. радио, 1975.
11. Леонтьев В.В. Феноменологическая теория рассеяния радиоволн морскими объектами. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2006.
12. Knott E.F. Radar cross section. Raleigh, NC: SciTech Publishing, 2004. <https://doi.org/10.1049/SBRA026E>
13. Штагер Е.А. // 17-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2007). Севастополь: Вебер, 2007. С. 9.
14. Капылов Е.Л., Неелов В.В., Самородов А.А., Самородов Б.А. // Вопросы радиоэлектроники. 2020. № 5. С. 17. <https://doi.org/10.21778/2218-5453-2020-5-17-27>
15. Леонтьев В.В. // Измерительная техника. 2002. № 11. С. 37.

УСТАНОВКА ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ В ОБЛУЧЕННЫХ НЕЙТРОНАМИ МАТЕРИАЛАХ

© 2022 г. В. П. Тарасиков^{а,*}

^а ГНЦ РФ «Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского»
Россия, 249033, Обнинск Калужской обл., пл. Бондаренко, 1

*e-mail: vptarasikov@mail.ru

Поступила в редакцию 13.03.2022 г.

После доработки 01.04.2022 г.

Принята к публикации 03.04.2022 г.

Описана установка для определения количества газообразных продуктов деления, образовавшихся в процессе облучения в делящихся материалах. Для определения количества газообразных продуктов деления, вышедших под оболочку, используется метод прокола герметичной ампулы, а накопившихся в закрытых порах — метод дробления (керамик). Кроме того, установка позволяет определять диффузионную подвижность продуктов деления при нагревах и полное их количество в материале путем плавления пробы. Чувствительность определения, например, гелия составляет 0.3 мм^3 при нормальных условиях, погрешность — $\pm 5\%$ от измеряемой величины.

DOI: 10.31857/S0032816222050093

ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЯ

Метод измерения количества газообразных продуктов деления, образовавшихся в процессе облучения нейтронами в делящихся материалах (Be, В, U, Pu и т.д.), основан на определении парциальных давлений с использованием омегатронного измерителя парциальных давлений (ИПДО-2А), являющегося масс-спектрометром ионно-резонансного типа [1]. Наибольшее рабочее давление в аналитическом объеме составляет 10^{-3} Па; наименьшее регистрируемое парциальное давление — 10^{-9} Па; диапазон регистрируемых масс — от 1 до 250 атомных единиц массы (а.е.м.).

Испытуемая проба или экспериментальная ампула помещалась в объем, откачиваемый до давления порядка 10^{-2} Па. Газообразный продукт деления, выделившийся из пробы или ампулы после соответствующего воздействия, как то: нагрев, дробление, плавление, прокол, передавался в аналитический объем и анализировался ИПДО-2А, настроенным на резонансную частоту ионов газообразного продукта деления. Количественное определение велось по величине ионного тока омегатрона. Установка настраивалась для количественного определения гелия, образованного после нейтронного облучения в карбиде бора по реакции $^{10}\text{B} + ^1_0\text{n} \rightarrow ^7_3\text{Li} + ^4_2\text{He} + 2.78 \text{ МэВ}$ [2]. Чувствительность определения гелия составляет 0.3

мм^3 при нормальных условиях, погрешность — $\pm 5\%$ от измеряемой величины.

УСТРОЙСТВО УСТАНОВКИ

Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Она состоит из четырех оперативных узлов: механизмов прокола и дробления, печей для отжига и плавления, которые смонтированы в тяжелом защитном боксе. Защитный бокс рассчитан на работу с активностями до 1 Ки (37 ГБк) и снабжен манипуляторами для проведения работ дистанционным способом. Остальное оборудование: система вакуумной откачки, коллекторы с вентилями, балластные емкости, а также аналитическое устройство с омегатронным измерителем парциальных давлений (ИПДО-2А) и дозатором — размещается в операторской.

ОПЕРАТИВНЫЕ УЗЛЫ

К оперативным узлам установки относятся механизмы прокола и дробления, а также печи для отжига и плавления.

Механизм прокола предназначен для прокола герметичных ампул с образцами, облученными в реакторах, и представляет собой вакуумную разъемную камеру. Прокол ампулы осуществляется иглой с помощью винтового механизма.

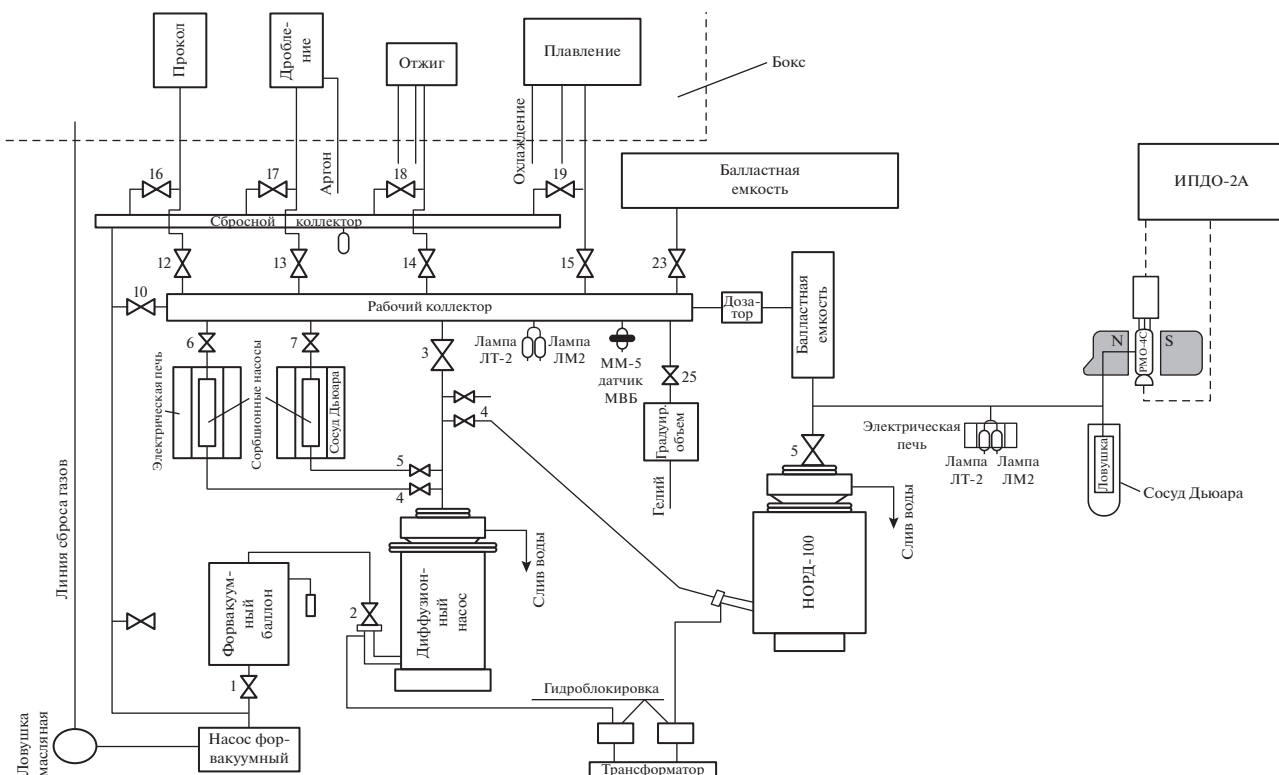


Рис. 1. Принципиальная схема установки.

Механизм дробления предназначен для измельчения керамической пробы на анализ газов, накапливающих в закрытых порах материала в процессе облучения. Механизм представляет собой стакан-матрицу и боек-пуансон, последний с помощью ударного механизма приводится в движение сжатым воздухом через резиновое вакуумное уплотнение – сальник.

Печь отжига предназначена для изучения кинетики выхода газов из облученных материалов при различных температурах. Облученный материал помещается в печь для исследования в разъемной вакуумной ампуле.

Печь плавления применяется для определения количества накопленного в материале газа при плавлении пробы.

Все оперативные узлы соединены вакуумпроводами с рабочим и сбросным коллекторами. Рабочий коллектор соединен через дозатор с аналитическим объемом. В сбросном коллекторе динамический вакуум поддерживается на уровне 10^{-1} Па, а в рабочем обеспечивается статический вакуум 10^{-2} Па.

В аналитическом объеме статический вакуум 10^{-5} Па поддерживается с помощью магниторазрядного (НОРД-100) [3] и сорбционного насосов.

Для расширения диапазона измерений в рабочий коллектор добавлена балластная емкость. Установка снабжена дозирующим приспособлением для градуировки по исследуемому газообразному продукту. Для этого используется баллонный газ высокой чистоты. В связи с тем, что сорбционные насосы, хотя и в очень незначительных количествах, могут поглощать исследуемый газ [4], систему перед градуировкой и анализом необходимо промывать исследуемым баллонным газом.

С помощью градуировочного объема определяется градуировочная кривая зависимости ионизационного тока от количества поданного из баллона газа. Градуировочные кривые по гелию приведены на рис. 2.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Установка позволяет проводить измерения поочередно на любом оперативном узле. При этом методика измерения количества газообразного продукта деления для всех узлов одинакова. В данной статье описывается методика на примере печи плавления при исследовании гелия, образованного в карбиде бора после облучения по реакции (n, He).

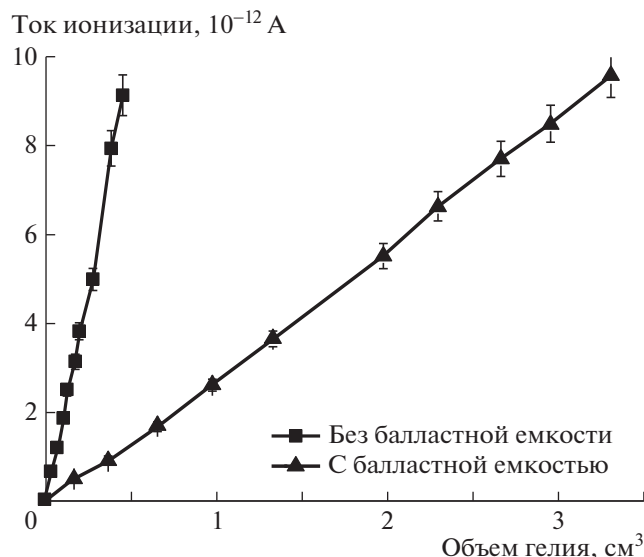


Рис. 2. Градуировочные зависимости тока ионизации от объема гелия.

В печь плавления загружается проба весом от 1 до 3 мг, после чего печь накрывается колпаком, и система через вентили откачивается насосами до давления 10^{-2} Па. Проводится отжиг и откачка сорбционных насосов рабочего коллектора, в аналитической части обеспечивается давление $\sim 10^{-5}$ Па. По достижении указанных давлений вентили закрываются и подключаются сорбционные насосы к рабочему коллектору. На печь подается напряжение, и после достижения температуры печи $\sim 3000^{\circ}\text{C}$ проба выдерживается 5–10 с. При этом материал пробы расплавляется с выделением газообразных продуктов. Затем печь выключается, а выделившиеся газообразные продукты выдерживаются в рабочем коллекторе примерно 1 ч, в течение которого гелий (в нашем эксперименте) очищается от возможных примесей, так как большинство из них поглощается сорбционными насосами с угольным сорбентом [5]. По истечении этого времени часть газа через дозатор из коллектора перепускается в аналитическую часть, и на приборе ИПДО-2А замеряется ток ионизации, а по градуировочным кривым определяется количество газа (гелия) в исследуемой пробе.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На установке газового анализа проведено измерение распределения накопившегося гелия в таблетках карбида бора: по высоте и сечению всех исследованных поглощающих элементов и экспериментальных ампул после облучения, а также после высокотемпературных отжигов. Результаты

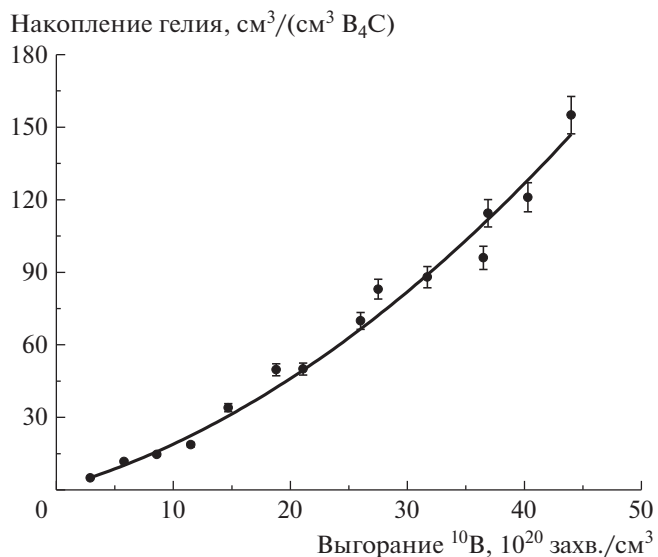


Рис. 3. Накопление гелия в карбиде бора, облученного в реакторах БН-350 и БН-600.

исследований использованы во многих работах и для наглядности приведены на рис. 3, 4 [2, 6].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная установка позволяет с достаточно хорошей точностью определять количество гелия, вышедшего под оболочку и накопившегося в материале, а также изучать кинетику выхода гелия из облученного карбида бора в различных температурных режимах.

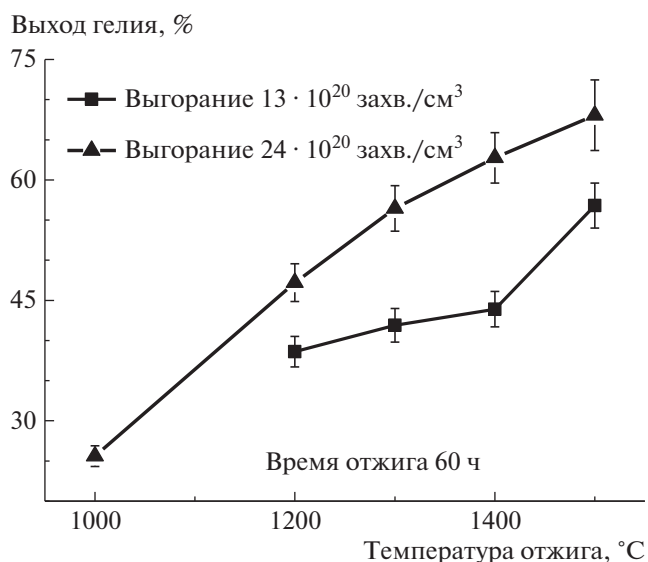


Рис. 4. Выход гелия из облученного карбида бора в зависимости от температуры отжига.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Измеритель парциальных давлений омегатронный (ИПДО –2А). Паспорт. Каунасский институт радиоизмерительной техники. 1974.
2. Бобков В.П., Блохин А.И., Румянцев В.Н., Соловьев В.А., Тарасиков В.П. Справочник по свойствам материалов для перспективных реакторных технологий. Т. 3. Свойства поглотителей нейтронов. Книга 1. Бор и его соединения / Под общей ред. д.т.н. профессора В.М. Поплавского. М.: Изд-во атомной техники (ИздАТ), 2013. ISBN: 978-5-86656-268-8.
3. Насос магниторазрядный диодный охлаждаемый НМДО-0,1.1 (НОРД-100). Техническая документация ГОСТ 5.413-70 Группа Г82.
4. Арефьев А.В., Максимов С.П. Сорбция воздуха цеолитами, силикагелями, алюмогелями и активированными углями при температуре жидкого азота и низких давлениях. М.: ИАЭ-840, 1965.
5. Фастовский В.Г., Ровинский А.Е., Петровский Ю.В. Инертные газы. М.: Атомиздат, 1964.
6. Тарасиков В.П. // Атомная энергия. 2009. Т. 106. Вып. 3. С. 173.

**СТЕНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕМБРАН
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ГАЗООБРАЗНЫМ ВОДОРОДОМ**

© 2022 г. А. В. Голубева^{a,*}, Р. П. Хвостов^{a,b}, Д. И. Черкез^a, Н. П. Бобырь^a,
Д. М. Шкурыгин^a, А. В. Спицын^a

^a НИЦ “Курчатовский институт”

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

^b НИУ “МЭИ”

Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, 14, стр. 1

*e-mail: Golubeva_AV@nrcki.ru, anna-golubeva@yandex.ru

Поступила в редакцию 04.02.2022 г.

После доработки 10.03.2022 г.

Принята к публикации 03.04.2022 г.

Создан экспериментальный стенд ГДП для исследования водородопроницаемости материалов, включая материалы с низким коэффициентом диффузии. Стенд позволяет осуществлять длительные измерения проникающих потоков изотопов водорода при давлении над входной поверхностью мембраны от 10^2 до 10^5 Па и температуре образца до 873 К. Проведены исследования проницаемости стали ЧС-68 в диапазоне давлений дейтерия 10^2 – $5 \cdot 10^4$ Па и температур образца 575–773 К. Получены коэффициенты диффузии и проницаемости дейтерия в стали ЧС-68 как функции температуры. Результаты работы согласуются с литературными данными, что говорит о корректно поставленном эксперименте и надежности результатов, получаемых на стенде ГДП.

DOI: 10.31857/S0032816222050056

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача исследования переноса изотопов водорода в материалах весьма актуальна для водородной, термоядерной и ядерной энергетики, поскольку для них постоянно разрабатываются новые конструкционные материалы с улучшенными характеристиками. Исследовать перенос водорода в материале проще всего в экспериментах, в которых мембрана, изготовленная из исследуемого материала, разделяет два вакуумных объема. В первом объеме с лицевой поверхностью мембраны взаимодействует водород в виде газа, ионного пучка или плазмы. Поток водорода, проникшего сквозь мембрану и десорбировавшегося с обратной поверхности, измеряется во втором объеме.

Общепринято следующее понимание проникновения водорода через металл. При взаимодействии с газом молекулы водорода физически адсорбируются на поверхности. Для попадания в глубь материала должна произойти диссоциация молекул, после чего атомы водорода, хемосорбированные на поверхности, должны перейти под поверхность (адсорбироваться), и только после этого может осуществляться диффузия водорода сквозь мембрану. На обратной стороне мембраны атомы, достигшие поверхности, рекомбинируют, и образовавшиеся молекулы десорбируются,

формируя проникающий поток. Для перехода из состояния хемосорбции на поверхности в адсорбированное состояние атом водорода должен преодолеть поверхностный энергетический барьер, который может оказаться значительным, в особенности для загрязненных (в первую очередь окисленных) поверхностей. При облучении лицевой поверхности мембраны ионным моноэнергетичным пучком или плазмой частицы преодолевают входной барьер и термализуются уже под поверхностью. Поэтому при ионном и плазменном облучении под поверхностью могут создаваться значительно более высокие концентрации водорода, чем при воздействии газообразного водорода. Соответственно в экспериментах с ионным и плазменным облучением обычно выше проникающие потоки, благодаря чему повышается точность измерений.

Обычно сложность представляет организация измерений проницаемости материалов с низкими коэффициентами диффузии водорода, таких как вольфрам, медь, бронза, особенно в области относительно низких температур. В этих случаях могут потребоваться недели и даже месяцы измерений проникающего потока при стабильных условиях. Поэтому, например, информация о водородопроницаемости одного из основных мате-

риалов первой стенки термоядерного реактора – отечественной бронзы CuCrZr – отсутствует, также отсутствует информация о переносе изотопов водорода через многослойные системы W/Cu/CuCrZr, весьма перспективные для организации теплосъема в диверторе термоядерной установки [1].

При ионном и плазменном облучении весьма сложно организовать длительные измерения. Во-первых, микроструктура и состав поверхности меняются в ходе облучения: происходит очищение поверхности от примесей, могут создаваться дефекты смещения, в материалах с низкой растворимостью водорода вследствие избыточной концентрации водорода в зоне внедрения может искажаться кристаллическая решетка, также возможен отжиг дефектов в ходе прогрева и ионного облучения. Во-вторых, весьма сложно длительно поддерживать стабильную плотность потока ионов на поверхность. Длительное поддержание стабильного давления над поверхностью является более простой технической задачей. При нагреве в атмосфере водорода произойдет постепенная очистка поверхности от примесей, других изменений в структуре материала при работе в области относительно низких температур не последует. Поэтому в случаях медленной диффузии водорода оптимально проводить исследования проникновения из газовой фазы.

В мире в настоящий момент существует и функционирует ограниченное количество экспериментальных установок, на которых проводятся исследования проникновения водорода через мембраны из газа. В их числе стенды в Китае [2], США [3], Японии [4, 5], Германии [6]. В России в НИЦ “Курчатовский институт” измерения проницаемости при взаимодействии с газом проводились на стенде ПИМ (Плазменный источник магнитный) [7], однако эта установка предназначена для исследования проницаемости при плазменном облучении образцов и не позволяет создавать давления больше чем 100 Па. В 2014 г. была опубликована статья коллектива из НИКИЭТ и Института реакторных материалов [8] с описанием стенда для исследования проникновения из газа, однако с того времени этот коллектив не выпускал публикаций, посвященных проницаемости материалов при взаимодействии с газом.

Целью данной работы было создание стенда для исследования водородопроницаемости конструкционных материалов при взаимодействии с газом, включая материалы с низкими коэффициентами диффузии водорода.

Учитывая перспективы исследования материалов, перенос водорода через которые происходит медленно, а ожидаемые проникающие потоки малы, необходимо было создать установку, в которой давление над входной поверхностью

сможет достигать 1 атм и длительное время подерживаться на заданном уровне.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД ГДП

Создан экспериментальный стенд ГДП (от GDP, gas-driven permeation) предназначенный для исследования проницаемости материалов при взаимодействии с газом. Фотография стенда приведена на рис. 1, вакуумная схема установки представлена на рис. 2.

Исследуемая мембрана разделяет два высоковакуумных объема с раздельной откачкой безмасляными откачными постами HiCube Eco 300 Pfeiffer vacuum со скоростью откачки 260 л/с. Входящий в пост турбомолекулярный насос обеспечивает уникально высокую степень сжатия для водорода – 10^7 , позволяя весьма быстро достигать высокого вакуума. Остаточное давление в камерах 1 и 2 составляет $5 \cdot 10^{-8}$ Па и $2 \cdot 10^{-7}$ Па соответственно. В камеру 1 взаимодействия напускается рабочий газ, в камере 2 регистрации анализируется проникающий через мембрану поток газа: исследуется компонентный состав проникающего потока и измеряется величина потока. В объеме 1 может поддерживаться фиксированное давление дейтерия в диапазоне от 10^2 до $5 \cdot 10^4$ Па.

Линия газонапуска, откачиваемая при помощи форвакуумного насоса и откачного поста 1, позволяет напускать в камеру 1 газообразный водород или дейтерий. Баллоны для газа, способные выдержать давление до 2.5 атм, изготовлены из нержавеющей стали, обезгажены и очищены изнутри при помощи тлеющего разряда на аргоне. В работе использовался дейтерий чистоты 99.98%. Рабочий баллон наполнялся дейтерием из баллона высокого давления на стенде ПИМ [7], где газ дополнительно очищался при помощи установленных в газовую линию азотной ловушки и палладиевого фильтра.

Спектр газа в камере 2 взаимодействия регистрируется квадрупольным масс-спектрометром (QMS – Quadrupole Mass Spectrometer) Extorr XT 100. Исследование транспорта дейтерия осуществляется дифференциальным методом, в котором проникающий поток регистрируется при непрерывной откачке объема за мембраной. Потоки дейтерия, проникающего через образец, также измеряются при помощи QMS.

2.1. Образцы-мембраны

Образец-мембрана имеет форму трубки длиной до 160 мм (рис. 3) с внешним диаметром до 16 мм и толщиной стенки до 1 мм. Мембрана герметично вваривается в два фланца DN16CF с металлическим уплотнением, один из фланцев заглушается, второй – подсоединяется к проходно-

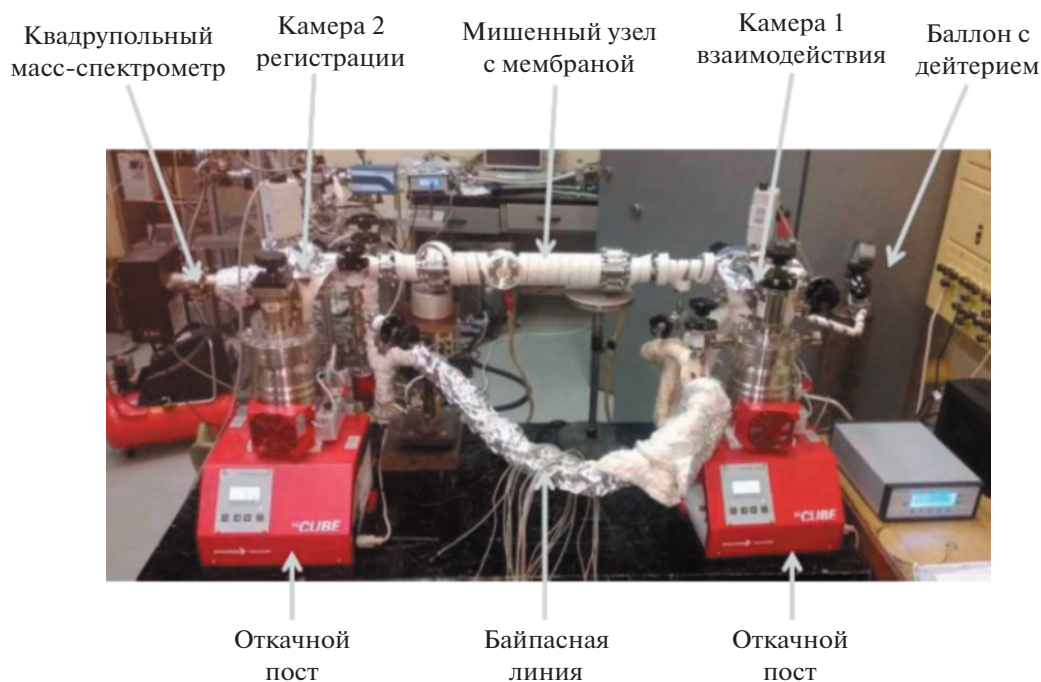


Рис. 1. Внешний вид стенда ГДП. Исследуемая мембрана расположена внутри мишневой узла.

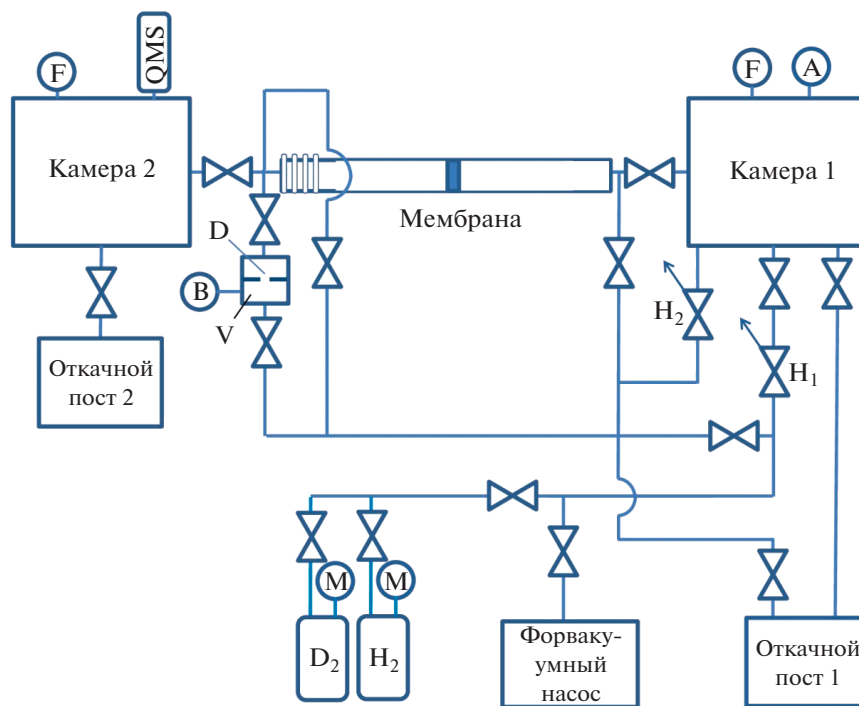


Рис. 2. Вакуумная схема установки. А – датчик давления ASG; F – полнодиапазонный датчик давления PBR260; В – датчик давления баратрон CCR364; М – манометры; QMS – квадрупольный масс-спектрометр; H₁, H₂ – натекатели; D – калибровочная диафрагма; V – калибровочный объем.

му фланцу, разделяющему вакуумные объемы. Избыточное давление может создаваться внутри или снаружи трубки в зависимости от целей экспе-

римента. Нагрев мембраны-трубки осуществляется путем пропускания через нее тока. Температура мембраны измеряется при помощи нескольких

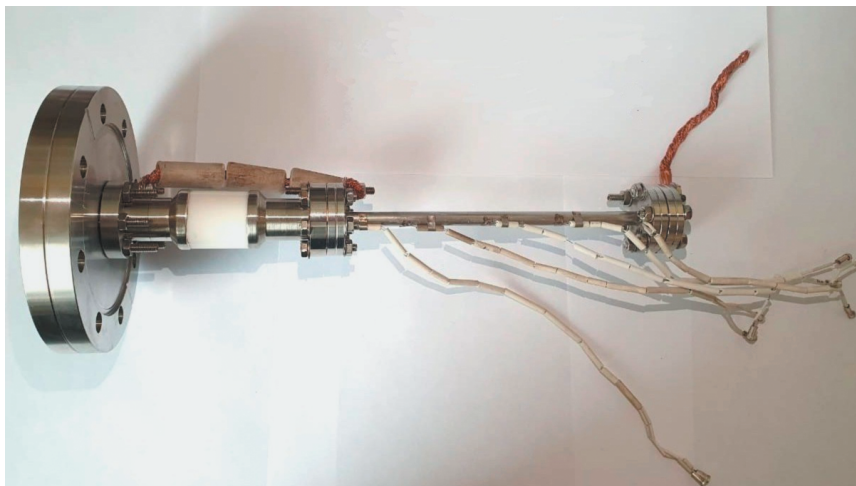


Рис. 3. Образец трубки из стали ЧС-68, закрепленный в мишенном узле, с приваренными термопарами и подсоединенными токоподводами.

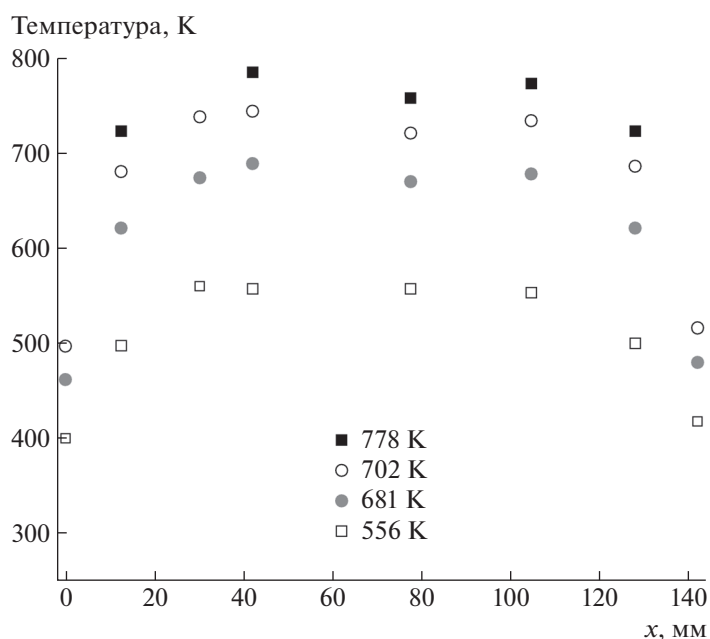


Рис. 4. Распределение температур по длине образца при различных температурах в центральной части мембраны-трубки.

хромель-алюмелевых термопар, приваренных в разных положениях по длине образца. Типичное распределение температуры по длине образца длиной 142 мм иллюстрирует рис. 4. В центральной области, длина которой составляет около 60% от полной длины образца, разброс температуры составляет не более ± 13 К при температуре 773 К; с уменьшением температуры разброс уменьшается и составляет ± 1 К при 573 К. Поскольку по медным токоподводам происходит отток тепла, температура образца спадает к его концам. Температура фланцев, к которым приварена мембрана,

ниже, чем температура центральной части, и разница тем больше, чем выше мощность нагрева.

После установления постоянного температурного распределения по длине трубки, для чего требуется до полутора часов, показания каждой термопары оставались стабильными во времени с разбросом $\pm 0.3\%$. Далее при обсуждении экспериментальных результатов будет указываться температура в центральной области трубки, при этом подразумевается распределение, аналогичное изображенному на рис. 4.

2.2. Система поддержания давления

Перед напуском газа перекрывается вентиль между объемом 1 и откачным постом 1. Поддержание стабильного давления над лицевой поверхностью исследуемой мембраны обеспечивается автоматизированной системой стабилизации давления на протоке газа, специально разработанной для этой задачи в ООО «Пирамид Вакуум». Величина давления рабочего газа в камере 1 задается в диапазоне 10^2 – $5 \cdot 10^4$ Па. В камеру взаимодействия (объем 1) газ поступает через контролируемый пьезоклапан H_1 из линии газонапуска, где давление дейтерия в диапазоне 0.5–2.5 атм. Сток избыточного газа в линию байпасной откачки осуществляется через пьезоклапан H_2 . Фронт $P(t)$ установления заданного давления в камере определяется параметрами пропорционально-интегрально-дифференцирующего регулятора. После установления нужного давления в камере 1 оно может поддерживаться длительное время, при этом отклонение от заданной величины не превышает 0.4%.

2.3. Экспериментальная процедура

После установки образца в течение 1–3 сут осуществляют прогрев и обезгаживание стенок камеры при температуре 423 К, а образца – при постепенном подъеме температуры до максимального значения, планируемого в конкретной серии измерений. Прогрев осуществляется таким образом, чтобы давление в обеих камерах установки не превышало $3 \cdot 10^{-5}$ Па. После остывания прогретых элементов и достижения предельного остаточного вакуума в обеих камерах температура образца поднимается до требуемого значения. После этого включается QMS в камере 2, который регистрирует амплитуды сигналов выбранных масс – обычно 1, 2, 3, 4, 16, 17, 18, 19, 20, 28, 44. Затем откачка камеры 1 взаимодействия прекращается, в камеру подается чистый дейтерий до заданного давления. Через некоторое время, вследствие десорбции дейтерия с обратной поверхности мембраны, в камере регистрации наблюдается рост парциальных давлений дейтерий-содержащих газов.

2.4. Калибровка QMS

Квадрупольный масс-спектрометр регистрирует парциальные давления газов I_M (где M , а.е.м. – масса молекулы) в относительных единицах. Для того чтобы знать потоки дейтерия, поступающие в объем камеры регистрации с обратной поверхности мембраны, необходима калибровка показаний QMS по потоку дейтерия. На стенде ГДП калибровка осуществлялась двумя способами: по натеканию в известный объем и по потоку через диафрагму с известной проводимостью, обеспе-

чивающую поток, сравнимый с ожидаемым в эксперименте.

В первом случае использовался подсоединенный к камере 2 датчик давления CCR 364 Pfeiffer Vacuum типа баратрон, который в диапазоне 0.0133–133 Па измеряет давление газа с погрешностью 0.2%. Объем камеры регистрации составлял $V = 1.85 \pm 0.06$ л. Калибровка показаний QMS по потоку дейтерия осуществлялась в ходе экспериментов по проникновению дейтерия через мембрану. После того как проникающий поток выходил на стационарное значение, т.е. регистрируемое QMS парциальное давление газообразного дейтерия достигало некоторой величины I_{M4} и больше не менялось, QMS выключался и откачка камеры регистрации прекращалась. Давление ΔP_2 в камере, линейно нараставшее со временем за счет потока дейтерия сквозь мембрану (рис. 5), регистрировалось датчиком давления CCR364. Аналогичным образом при той же температуре в отсутствие проникающего сквозь мембрану потока дейтерия измерялся рост давления ΔP_0 в камере за счет натекания газа со стенок камеры. Разница прироста давления в камере 2 с перекрытой откачкой $\Delta P = \Delta P_2 - \Delta P_0$ обусловлена поступлением дейтерия сквозь мембрану:

$$J = (dP/dt)V. \quad (1)$$

Используя переводной коэффициент 1 л Торр/с = $3.52 \cdot 10^{19}$ частиц/с [9], легко определить поток молекулярного дейтерия J_{D_2} в камере.

Полученная величина потока J_{D_2} соответствует потоку, поступающему в камеру, при котором QMS регистрирует парциальное давление дейтерия I_{M4} . Калибровка по натеканию в известный объем осуществлялась многократно при разных величинах проникающих потоков.

Другим способом калибровки являлась калибровка по потоку дейтерия через диафрагму известной проводимости. С использованием лазера была изготовлена калибровочная диафрагма, схематичное изображение которой представлено на рис. 6. Минимальный диаметр диафрагмы составляет ~50 мкм. Диафрагма отделяет от камеры измерения объем, в котором создается давление рабочего газа в диапазоне измерения датчика CCR 364, т.е. до 133 Па. В этих условиях длина свободного пробега молекул дейтерия $\lambda \geq 2 \cdot 10^{-4}$ м, что существенно больше диаметра диафрагмы. Таким образом, течение газа через диафрагму осуществляется в молекулярном режиме. Проводимость диафрагмы по дейтерию при комнатной температуре была измерена и составила $U_{D_2} = (1.285 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$ л/с. Проводимость диафрагмы зависит от массы газа согласно выражению

$$U_{M_i} = \text{const}(T/M_i)^{0.5}. \quad (2)$$

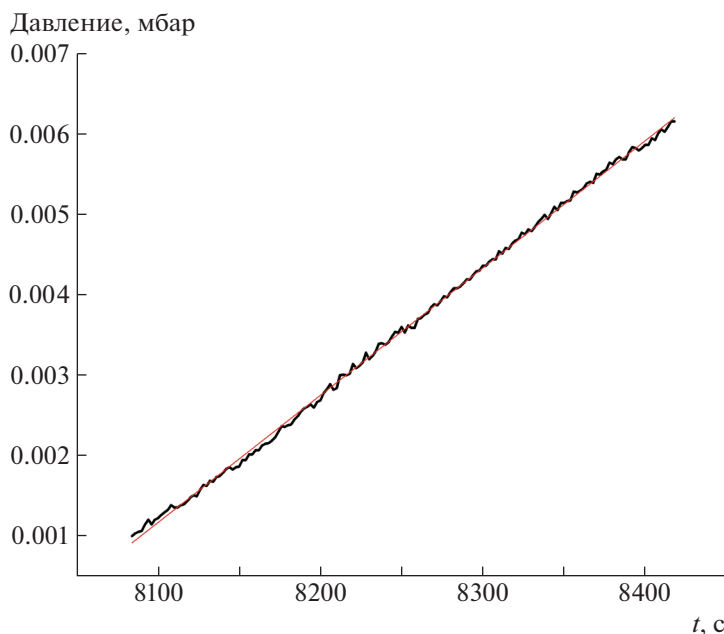


Рис. 5. Рост давления в камере регистрации после прекращения откачки. Давление над входной поверхностью 5600 Па (56 мбар). Температура образца 408°С.

Отсюда, зная проводимость по дейтерию, мы можем определить проводимость калибровочной диафрагмы по любому другому газу. Проводимость по водороду, в частности, составляет $U_{H_2} = (1.817 \pm 0.01) \cdot 10^{-4}$ л/с.

Для калибровки квадрупольного масс-спектрометра по потоку перед диафрагмой создавалось определенное давление p дейтерия или водорода, за диафрагмой парциальное давление рабочего газа измерялось квадрупольным масс-спектрометром при работающей откачке измерительной камеры. Прирост парциального давления в камере пропорционален потоку газа с молекулярной массой M_i через диафрагму:

$$q = U \Delta p, \tag{3}$$



Рис. 6. Схематическое изображение калибровочной диафрагмы.

где U – проводимость диафрагмы, Δp – перепад давления по сторонам диафрагмы.

Поскольку для калибровки по дейтерию использовался высокочистый газ, заметный рост давления прочих газов в процессе калибровки не наблюдался. Калибровочный коэффициент k_{D_2} для перевода измеряемого квадрупольным масс-спектрометром парциального давления ΔI_{D_2} определяется формулой

$$k_{D_2} = U \Delta p / I_{D_2}, \tag{4}$$

где Δp – перепад давления по сторонам диафрагмы. Поскольку этот перепад составляет 6–8 порядков величины, в качестве Δp выступает давление перед калибровочной диафрагмой.

На рис. 7 представлены калибровочные коэффициенты для газообразных дейтерия и водорода как функции измеряемых QMS парциальных давлений. В представленном диапазоне потоков коэффициенты калибровки меняются очень слабо. Для калибровки в областях больших и меньших потоков необходимо использовать диафрагмы другой геометрии.

2.5. Погрешность измерения проникающего потока

Для определения проникающего потока дейтерия измеряемое QMS парциальное давление этого газа в камере 2, обусловленное проникновением через исследуемую мембрану, умножается на калибровочный коэффициент.

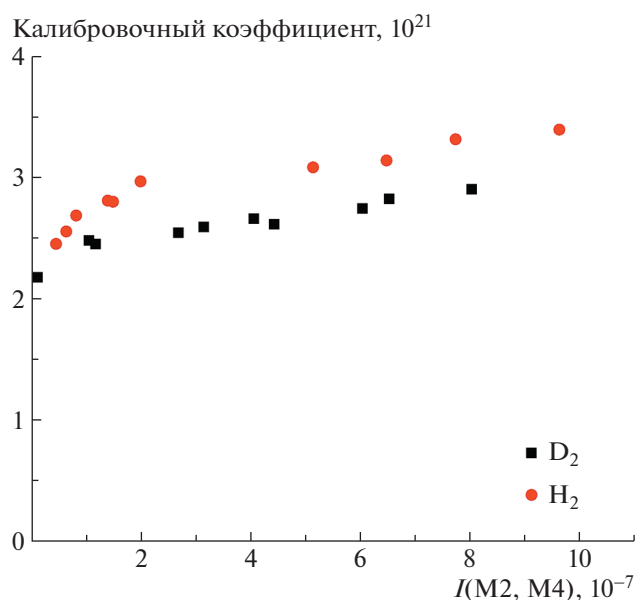


Рис. 7. Зависимость калибровочных коэффициентов от парциального давления, измеряемого QMS.

Погрешность прямых измерений включает в себя погрешность измерения тока квадрупольным масс-спектрометром, которая оценена изготовителем как 10%.

Погрешность калибровочного коэффициента определяется погрешностью калибровочного потока, выходящего из калибровочного объема. Поскольку калибровочный поток определяется как произведение давления на проводимость диафрагмы, относительную погрешность можно получить как сумму относительных погрешностей каждой величины. Погрешность определения проводимости течи составляет не более 1.5% (была посчитана ранее). Погрешность измерения давления в калибровочном объеме высокоточным баратроном не

превышает 0.5%. Следовательно, относительная погрешность калибровочного коэффициента не превышает 2%. Погрешность определения результирующего потока дейтерия составляет не более 12% по абсолютной величине.

3. ИССЛЕДУЕМАЯ МЕМБРАНА

В данной работе с целью подтверждения корректности постановки эксперимента исследовалась водородопроницаемость стали ЧС-68 как материала, достаточно хорошо изученного в этом отношении при плазменном облучении [10]. Было исследовано проникновение дейтерия через стенки трубки из стали ЧС-68. Трубки имели внешний диаметр 6.8 мм, толщину стенки 0.4 мм, длина рабочей области образца составляла 142 мм. Фотография образца приведена на рис. 3. Поверхность образца не подвергалась механической обработке после поступления образца от производителя. Изображения внешней и внутренней поверхностей трубки из стали ЧС-68, полученные на микроскопе, представлены на рис. 8. Перед установкой в вакуумную камеру образец промывался в дистиллированной воде, а затем — в ацетоне. Герметичность сварных швов проверялась до установки образца в мишенный узел, герметичность фланцевых уплотнений мембраны в мишенном узле проверялась путем создания перепада давления в 1 атм между сторонами мембраны при комнатной температуре.

В данной работе в ходе экспериментального исследования проницаемости повышенное давление дейтерия поддерживалось внутри трубки, т.е. происходило проникновение дейтерия изнутри трубки наружу.

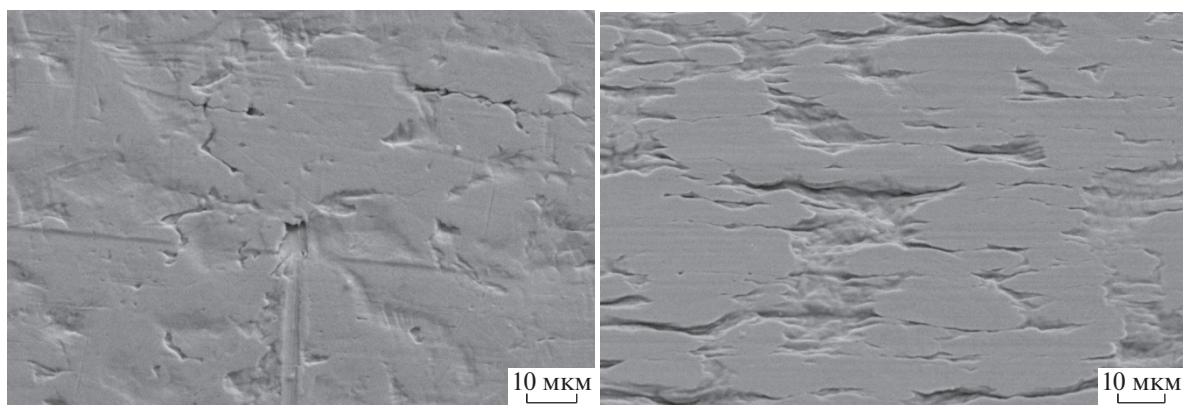


Рис. 8. Внешняя (слева) и внутренняя (справа) поверхности трубки из стали ЧС-68.

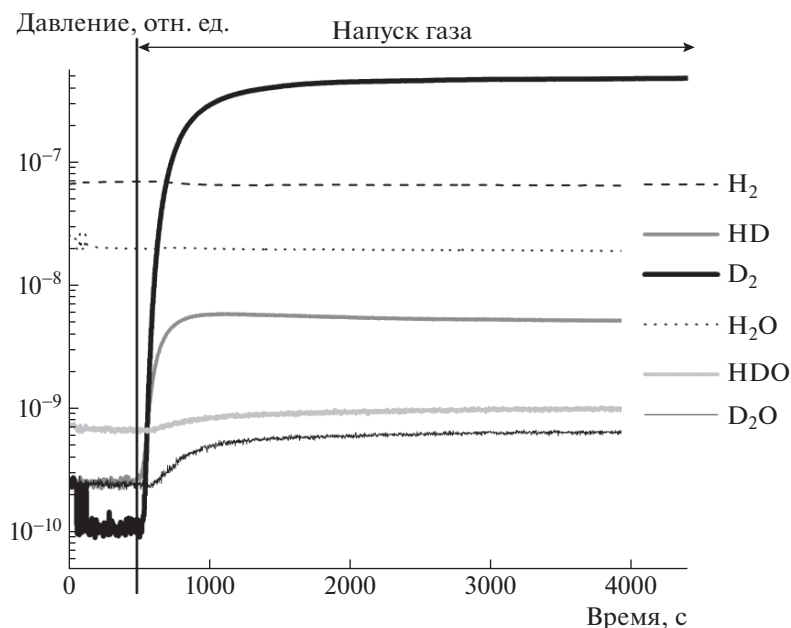


Рис. 9. Парциальные давления в камере при выдержке внутренней поверхности мембраны-трубки из стали ЧС-68 в газообразном дейтерии при температуре мембраны 400°C при давлении 123 мбар (12300 Па).

4. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ СКВОЗЬ СТАЛЬ ЧС-68

4.1. Особенности эксперимента

Исследование проницаемости осуществлялось дифференциальным методом (с непрерывной откачкой объема, куда выделяется проникающий газ). После того как в камеру взаимодействия подавался газообразный дейтерий, начиналась диффузия дейтерия сквозь нагретый образец. Через некоторое время газ начинал поступать в объем камеры регистрации. Проникающий поток нарастал, а затем выходил на стационарное значение. На рис. 9 представлена типичная картина изменения парциальных давлений в камере при взаимодействии газообразного дейтерия с внутренней (входной) поверхностью трубки.

Выделение дейтерия, прошедшего сквозь образец, происходило в составе молекул D_2 (M4), HD (M3), HDO (M19), D_2O (M20), при этом в виде молекул дейтерия десорбировалась подавляющая часть проникающего потока: соотношение сигналов $I(D_2) : I(HD) : I(D_2O) : I(D_2O) = 1000 : 11 : 2 : 1$. Таким образом, с учетом того, что молекула HD содержит только один атом дейтерия, суммарный вклад молекул HD, HDO и D_2O в проникающий поток составил примерно 0.5%, что говорит о чистоте выходной поверхности мембраны. Этого удалось достичь благодаря высокому вакууму в объеме 2, использованию сверхчистого дейтерия, проведению экспериментов при относительно высоких давлениях дейтерия, а также довольно

высокому коэффициенту диффузии водорода в стали ЧС-68. В этих условиях поток, проникающий сквозь образец, эффективно очищает выходную поверхность от кислорода. При обработке результатов описанных ниже экспериментов вклад молекул HD в поток, десорбирующийся с обратной стороны мембраны, не учитывался ввиду его малости.

В данной работе были измерены потоки дейтерия, проникающие сквозь мембрану из стали ЧС-68, в диапазоне давлений над входной поверхностью $10^2 - 5 \cdot 10^4$ Па при температурах 573–773 К.

4.2. Учет геометрии мембраны и температурного распределения

Учитывая, что толщина мембраны много меньше (в 10 раз и более) ее внутреннего диаметра, в первом приближении можно рассматривать мембрану как плоскую с геометрическими размерами $L \times \pi d_1 \times h$, где L — длина трубки между фланцами, d_1 — внутренний диаметр трубки, h — толщина стенки трубки. Поскольку в данных экспериментах газ проникал изнутри трубки, результаты формулируются для единицы площади внутренней поверхности мембраны.

Как уже говорилось выше, температура нагретой трубки максимальна в центральной области, длина которой составляет ~63% от полной длины L трубки, и спадает приблизительно вдвое к концам мембраны. Образец-трубку можно рассматривать как суперпозицию нескольких мембран, находящихся при разных температурах. Можно

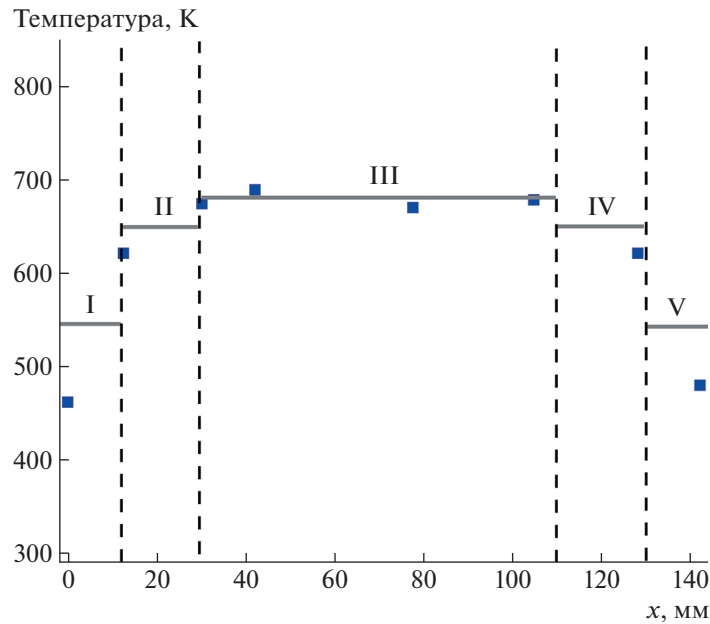


Рис. 10. Распределение температуры по длине мембраны при температуре центральной области 681 К. Сплошной линией показано приближенное распределение температуры, а вертикальными штриховыми линиями — деление мембраны на зоны, использовавшиеся при интерпретации результатов.

воспользоваться распределением температур, представленным на рис. 10: центральная область III длиной $0.6L$ находится при максимальной температуре T_{\max} , две области (II и IV) суммарной длиной $0.24L$ — при $T = 0.95T_{\max}$, две области (I и V) суммарной длиной $0.16L$ — при $T = 0.8T_{\max}$.

Согласно работе [10], поток, проникающий через единицу площади стали ЧС-68 при температуре T_{\max} , примерно в 3 раза выше, чем через единицу площади стали ЧС-68 при температуре $0.95T_{\max}$, и примерно в 14 раз выше, чем при температуре $0.8T_{\max}$. С учетом того, что центральная площадь III самая протяженная, через нее будет поступать 87% проникающего потока, еще 11% — через две области II и IV. На долю областей I и V придется 2% проникающего потока.

Для интерпретации результатов и сравнения данных по разным образцам можно ввести эффективную длину проницаемости, равную длине трубки из стали ЧС-68, через которую проникал бы равный поток дейтерия, если бы вся трубка была нагрета до температуры центральной части.

Для образца стали ЧС-68 длиной 142 мм эффективная длина проницаемости составляет 99 ± 1 мм, эффективная площадь проницаемости — площадь внутренней поверхности трубки с эффективной длиной — равна $(1.87 \pm 0.18) \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$. Плотности потоков далее в тексте получены с использованием эффективной площади проницаемости.

4.3. Режим проникновения газа через мембрану

Зависимость проникающего потока от времени математически описывается относительно простыми формулами в двух предельных случаях [11].

1. Режим DLR (diffusion-limited regime, режим, ограниченный диффузией), в котором процессы на поверхности происходят значительно быстрее, чем диффузия водорода через мембрану. Такая ситуация реализуется при чистых поверхностях мембраны. В этом режиме зависимость проникающего потока от давления корневая, $J \propto P^{0.5}$:

$$J_{DLR} = \frac{DS\sqrt{p}}{L} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{D\pi^2 n^2 t}{L^2}\right) \right), \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии, S — коэффициент растворимости, L — толщина мембраны, p — давление.

2. Режим SLR (surface-limited regime, режим, ограниченный поверхностными явлениями), в котором процессы на поверхности происходят значительно медленнее, чем диффузия водорода через мембрану. Такая ситуация реализуется при наличии загрязнений на поверхностях мембраны. В этом режиме зависимость проникающего потока от давления линейная, $J \propto P$:

$$J_{SLR} = S^2 p \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} \text{th}^2 \left(t \frac{S}{L} \sqrt{p K_1 (K_1 + K_2)} \right), \quad (6)$$

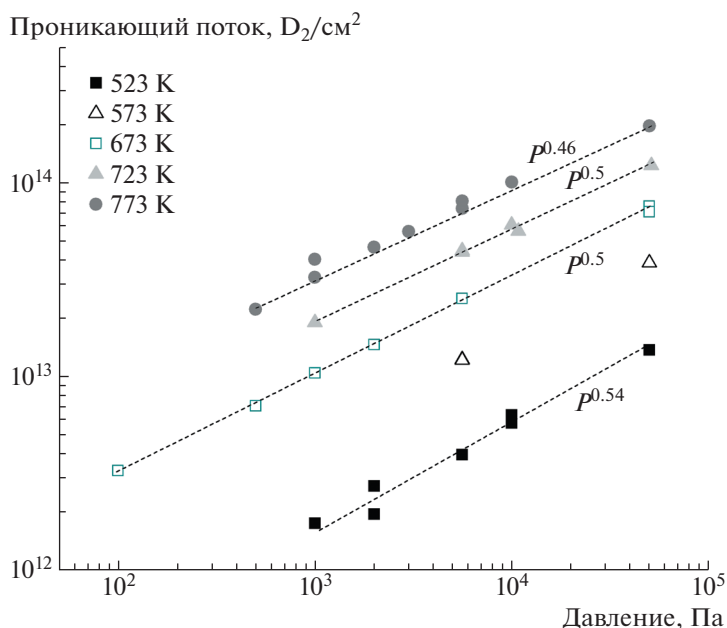


Рис. 11. Зависимости потока, проникающего через исследованную мембрану из стали ЧС-68, от давления над входной (внутренней) поверхностью мембраны при различных температурах.

где S – коэффициент растворимости; K_1 , K_2 – коэффициенты рекомбинации на входной и выходной поверхностях; L – толщина мембраны; p – давление.

На рис. 11 представлены значения стационарного потока, проникающего через исследованную мембрану из стали ЧС-68, от давления над входной (внутренней) поверхностью мембраны при нескольких температурах. С ростом как температуры, так и давления проникающий поток увеличивается. В диапазоне 10^2 – $5 \cdot 10^4$ Па зависимости аппроксимируются корневой зависимостью, $J \propto P^a$, где $a = 0.46$ – 0.54 . Наблюдаемый DLR-режим проницаемости обусловлен тем, что

- в установке хорошие вакуумные условия,
- используется очень чистый дейтерий,
- при наличии высоких концентраций водорода на поверхностях последние дополнительно очищаются от примесей, поскольку водород химически активен и образует летучие соединения с углеродом и кислородом, которые являются основными загрязнениями на поверхности металла в вакууме.

Если рассматривать нормированную зависимость проникающего потока от времени, форма этой кривой в режиме DLR определяется единственным параметром – коэффициентом диффузии (5). Коэффициент диффузии получали путем его варьирования в нормированном выражении (5) до достижения оптимального соответствия форм

экспериментальной и расчетной временных зависимостей проникающего потока. На рис. 12 представлен пример такого соответствия. В нашем случае температура концов мембраны-трубки заметно ниже, чем температура центральной области (см. рис. 4). Поскольку зависимость коэффициента диффузии водорода в металле от времени аррениусовская, $D = D_0 e^{-E_d/(RT)}$, где E_d – энергия активации диффузии, перенос водорода вблизи торцов трубки происходит существенно медленнее, чем в центральной части. Поэтому нарастающий фронт зависимости $J(t)$ определяется переносом через центральную, наиболее протяженную часть трубки. Вклад торцевых участков мембраны проявляется в отличии экспериментальной зависимости $J(t)$ от расчетной при установлении стационарной величины потока (см. рис. 12).

На рис. 13 представлены определенные в данной работе коэффициенты диффузии в зависимости от температуры. На том же рисунке приведены данные работы [12] для аустенитной стали SS316L и коэффициенты диффузии, полученные в газовых экспериментах по проницаемости трубок из стали ЧС-68 [10]. В последней публикации проникновение исследовалось при существенно более низком давлении дейтерия над входной поверхностью, 1 Па. Несмотря на различия в условиях экспериментов, полученные нами значения коэффициента диффузии дейтерия в стали ЧС-68

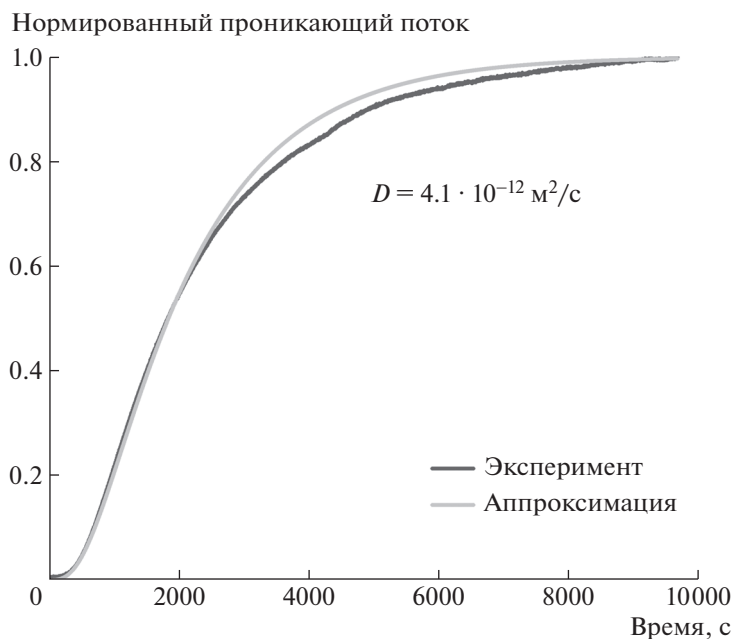


Рис. 12. Экспериментальная кривая, полученная при $P = 5600 \text{ Па}$, $T = 573 \text{ К}$, и ее аппроксимация выражением (5) при $D = 4.1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$.

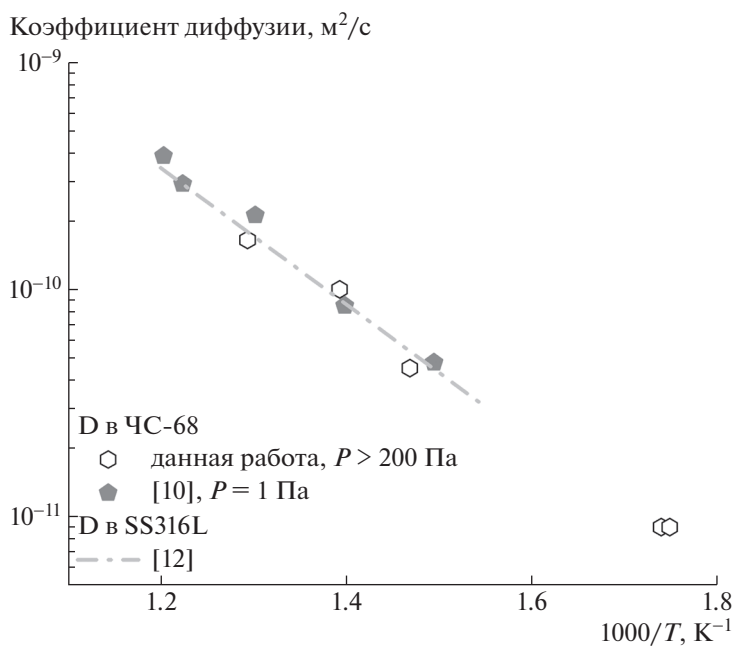


Рис. 13. Коэффициенты диффузии дейтерия в стали ЧС-68. Результаты данной работы в сравнении с литературными данными.

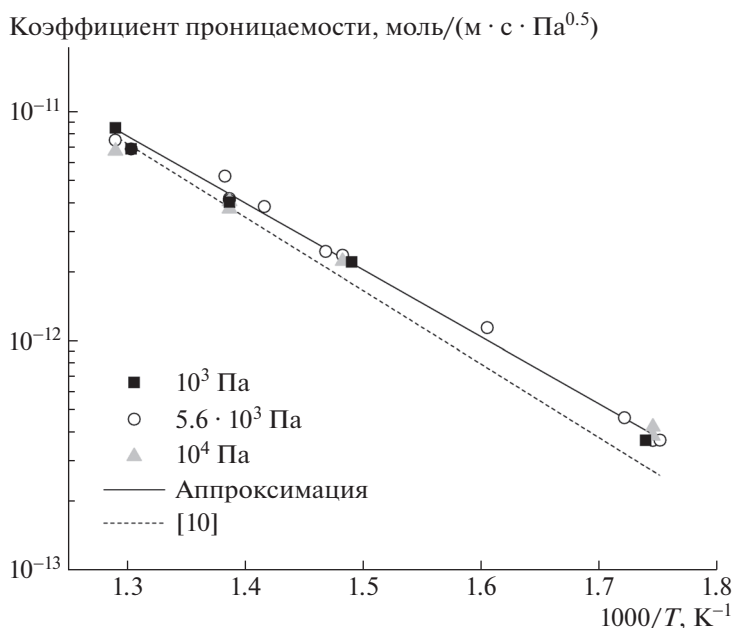


Рис. 14. Коэффициент проницаемости стали ЧС-68 как функция обратной температуры.

хорошо согласуются с литературными данными. Полученная в нашей работе температурная зависимость коэффициента диффузии может быть аппроксимирована выражением $D = 8 \cdot 10^{-7} e^{-54000/(RT)}$.

4.4. Коэффициент проницаемости

В режиме DLR стационарная величина проникающего потока J описывается формулой

$$J = \frac{P}{L} \sqrt{p}, \quad (7)$$

где L — толщина мембраны; P — коэффициент проницаемости, являющийся произведением коэффициентов диффузии и растворимости; p — давление. Из формулы (7) можно определить значения константы проницаемости.

На рис. 14 приведены полученные в данной работе значения коэффициента проницаемости стали ЧС-68 как функция обратной температуры. Полученная экспериментально зависимость может быть описана как $P = 5 \cdot 10^{-8} e^{-56000/(RT)}$ моль/(с · м · Па^{0.5}). В работе [10] для коэффициента проницаемости стали ЧС-68 предлагалось выражение $P = 10^{-7} e^{-61427/(RT)}$ моль/(с · м · Па^{0.5}). В настоящей работе коэффициент проницаемости стенки трубки ЧС-68 несколько выше, а энергия активации незначительно ниже, чем в работе [10], однако различие невелико. Таким образом, полученные на стенде ГДП значения коэффициента проницаемости количественно согласуются с литературными данными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан экспериментальный стенд ГДП, позволяющий исследовать проникновение изотопов водорода через металлические мембраны (стали, вольфрам, различные сплавы) при давлении газа $100-5 \cdot 10^4$ Па в диапазоне температур 573–873 К.

Исследовано проникновение дейтерия из газа через стенку трубки из аустенитной стали ЧС-68 при температурах 573–773 К и давлениях $100-5 \cdot 10^4$ Па. Во всем диапазоне условий наблюдался диффузионно-ограниченный режим переноса водорода через мембрану. Найдено выражение для коэффициента диффузии: $D = 8 \cdot 10^{-7} e^{-54000/(RT)}$ м²/с. Полученные значения коэффициентов диффузии стали ЧС-68 согласуются с литературными данными для стали ЧС-68 и зарубежной аустенитной стали SS316L.

Определены значения коэффициента проницаемости стали ЧС-68, незначительно отличающиеся от опубликованных в литературе. Предложено выражение для описания температурной зависимости коэффициента проницаемости: $5 \cdot 10^{-8} e^{-56000/(RT)}$ моль/(с · м · Па^{0.5}).

Согласованность полученных результатов с литературными данными подтверждает корректность постановки эксперимента и надежность получаемых на стенде ГДП данных.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mou N., Han Le, Yao D., Pan Zh. Li L., Cao L. Duan M.* // Fusion Engineering and Design. 2021. V. 169. P. 112670. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112670>
2. *Liu F., Zhou H., Li Z.-Ch., Xu Yu., An Zh., Mao H., Xing W., Hou Q., Luo G.-N.* // J. Nucl. Mater. 2014. V. 455. P. 248. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.06.005>
3. *Buchenauer D.A., Karnesky R.A., Fang Zh.Z., Ren Ch., Yasuhisa Oya Ya., Otsuka T., Yamauchi Yu, Whaley J.A.* // Fusion Engineering & Design. 2016. V. 109. P. 104. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.03.045>
4. *Uehara K., Katayama K., Hiroyuki Date, Fukada S.* // Fusion Eng. and Desing. 2015. V. 98. P. 1341. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.01.027>
5. *Nguyen Th.H., Mori Sh., Suzuki M.* // Chemical Engineering J. 2009. V. 155. Issue. 1–2. P. 55. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2009.06.024>
6. *Engels J., Houben A., Rasinski M., Linsmeier Ch.* // Fusion. Eng. and Design. 2017. V. 124. P. 1140. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.01.058>
7. *Голубева А.В., Черкез Д.И., Спицын А.В., Янченков С.В.* // ПТЭ. 2017. № 6. С. 67. <https://doi.org/10.7868/S0032816217050214>
8. *Данилов И.В., Капышев В.К., Коваленко В.Г., Калашников А.Н., Джанелидзе А.А., Животов С.А., Злоказов С.Б.* // ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2014. Т. 37. Вып. 2. С. 38.
9. *Спицын А.В.* Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: НИЦ “Курчатовский институт”, 2007.
10. *Черкез Д.И.* Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: “Курчатовский институт”, 2018.
11. *Писарев А.А., Цветков И.В., Маренков Е.Д., Ярмо С.С.* Проницаемость водорода через металлы, Москва, 2008.
12. *Lee S.K., Yun S.-H., Han Gyu Joo, Noh S.J.* // Current Applied Physics. 2014. V. 14. Issue 10. P. 1385.

**ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО
И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 53.07:53.082.77:53.082.77

**УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
В ГАЗООБРАЗНОМ КСЕНОНЕ**© 2022 г. Д. Ю. Акимов^{а,*}, А. И. Болоздыня^а,
Д. М. Архангельский^а, А. В. Пинчук^а^а *Национальный исследовательский ядерный университет “Московский инженерно-физический институт”
Россия, 129337, Москва, Каширское ш., 31***e-mail: DYakimov@mephi.ru*

Поступила в редакцию 11.04.2022 г.

После доработки 02.05.2022 г.

Принята к публикации 04.05.2022 г.

Описана лабораторная экспериментальная установка на основе электролюминесцентной камеры с газообразным ксеноном при комнатной температуре и давлении 6 атм, которая используется в учебном процессе для изучения электролюминесценции, применяемой в качестве метода регистрации ионизационного сигнала. На примере α -частиц исследованы формирование электролюминесцентного сигнала, образуемого при движении в сильном электрическом поле заряда, произведенного в процессе ионизации, и его зависимость от величины поля. Наглядно показано, что временные профили светового и электрического сигналов практически полностью совпадают друг с другом.

DOI: 10.31857/S0032816222050147

1. ВВЕДЕНИЕ

Благородные газы (как правило, аргон и ксенон в газообразном и конденсированном состояниях) широко используются для регистрации ионизирующих частиц. Среди них ксенон имеет наибольшую плотность и заряд атомного ядра, в связи с чем он используется в γ -спектрометрах [1–3], хотя и уступающих полупроводниковым детекторам по энергетическому разрешению и эффективности регистрации, однако значительно превосходящих их по удобству работы. В фундаментальной физике ксенон в качестве рабочей среды применяют в основном в электромагнитных калориметрах и в эмиссионных двухфазных детекторах для регистрации частиц темной материи (WIMP – Weakly Interacting Massive Particles) и нейтрино [4, 5]. В последних для измерения величины выделившегося заряда используют процесс электролюминесценции – испускания световых фотонов электронами, движущимися в газообразном ксеноне (газовой фазе такого детектора) в сильном электрическом поле. Применение регистрации электролюминесценции обеспечивает беспрецедентную чувствительность двухфазных эмиссионных детекторов к величине регистрируемого электрического заряда вследствие большого числа фотонов, испускаемых каждым движущимся электроном. Благодаря этому обеспечивается рекордно низкий энергетический порог детектора, практически соответству-

ющий эффективной энергии, затраченной на образование одного регистрируемого электрона. И это происходит даже при очень большой массе детектора (до нескольких и даже десятков тонн), обеспечиваемой за счет заполнения рабочего объема детектора конденсированным газом.

Лабораторная установка, описанная в данной работе, создана для наглядной демонстрации студентам процесса регистрации электрического заряда, выделившегося в рабочем объеме ксеноновой камеры, путем детектирования световых фотонов фотоумножителем. Установка полностью воспроизводит принцип работы регистрирующей системы двухфазного эмиссионного детектора. Единственным принципиальным отличием ее от двухфазного эмиссионного детектора является заполнение рабочего объема газообразным ксеноном при комнатной температуре, а не конденсированным (жидким), который может существовать только при криогенных температурах. В двухфазном эмиссионном детекторе электроны, образованные в жидкой фазе, попадают в газовую фазу в результате процесса эмиссии под действием приложенного электрического поля. В остальном процессы регистрации частиц в таком детекторе и камере описываемой лабораторной установки практически идентичны.

2. ПРОЦЕССЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В УСТАНОВКЕ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ ИОНИЗАЦИИ

Сцинтилляция. При взаимодействии заряженной частицы с благородным газом происходит возбуждение атомов (образование Xe^*) и их ионизация (образование электрон-ионных пар $e^- + \text{Xe}^+$). Частичная рекомбинация электронов и ионов в приложенном электрическом поле также приводит к образованию возбужденных атомов. В процессе столкновений с другими атомами происходит образование возбужденных молекул Xe_2^* — димеров в двух состояниях: синглетном и триплетном с соответствующими временами жизни 3 и 27 нс. Их распад происходит с испусканием фотонов с длиной волны 173 нм (область вакуумного ультрафиолета (ВУФ)). Форма сцинтилляционного сигнала определяется соотношением вклада компонент распада синглетного и триплетного состояний, а также скоростью процесса рекомбинации, которые, в свою очередь, зависят от плотности газа и плотности ионизации.

Электролюминесценция. Электроны, избежавшие рекомбинации, ускоряясь под действием электрического поля между столкновениями с атомами, производят возбужденные атомы Xe^* , которые, как и в описанном выше процессе сцинтилляции, образуют возбужденные молекулы ксенона Xe_2^* , распад которых приводит к образованию ВУФ-фотонов. Для процесса электролюминесценции характерны следующие свойства: количество образовавшихся фотонов пропорционально длине пути, проходимого электронами, и, очевидно, количеству электронов. В связи с этим в литературе (преимущественно иностранной) встречается также другое название процесса электролюминесценции — пропорциональная сцинтилляция. Также другим, довольно часто употребляемым названием является вторичная сцинтилляция.

Число фотонов электролюминесценции, испускаемых одним электроном в электрическом поле напряженностью E в зазоре d между электродами, может быть описано следующей эмпирической формулой:

$$N_{\phi} = ax(E/n) + bx, \quad (1)$$

где n — объемная концентрация атомов, $x = nd$ — число атомов на единицу площади в электролюминесцентном зазоре толщиной d ; коэффициенты a и b , согласно работе [6], равны: $a = 0.140 \text{ В}^{-1}$, $b = -4.74 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2/\text{атом}$.

Выражение (1) также может быть записано в виде:

$$N_{\phi} = 140(E/p - 0.83) \text{ см}^{-1}, \quad (2)$$

где p , атм — давление газа; E , кВ/см — напряженность электрического поля.

Необходимо отметить, что приведенные коэффициенты получены экспериментально для ксенона с высокой степенью очистки от различных газообразных примесей. При наличии молекулярных примесей абсолютный световой выход электролюминесценции снижается, а пороговое значение E/p (приведенное поле) увеличивается вследствие того, что столкновения электронов с ними приводят к потерям энергии за счет возбуждения вращательных и колебательных молекулярных состояний примесей, де-возбуждение которых происходит без излучения света. При регистрации света фотоприемниками необходимо учитывать коэффициент светосбора на поверхность фотоприемника и квантовую эффективность фотоприемника для фотонов с данной длиной волны.

Оба световых сигнала, сцинтилляционный и электролюминесцентный, регистрируются при помощи фотоприемника, в нашем случае — фотоэлектронного умножителя.

Образование наведенного электрического заряда.

При движении в промежутке между электродами электронов, образованных при ионизации рабочей среды, на рассматриваемом электроде образуется наведенный электрический ток, который в каждый конкретный момент времени пропорционален, согласно теореме Шокли—Рамо [7], заряду, находящемуся между электродами, и скалярному произведению векторов скорости движения заряда и напряженности приведенного электрического поля, полученной при условии, что данный заряд в рассматриваемой точке отсутствует, а все остальные электроды заземлены. Полный собранный наведенный заряд измеряется при помощи зарядочувствительного преусилителя (ЗЧПУ), подсоединенного к аноду.

3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Экспериментальная установка для изучения электролюминесценции в газообразном ксеноне состоит из следующих элементов (рис. 1): электролюминесцентной камеры с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), источников высоковольтного питания, а также сглаживающих пульсации фильтров для подачи высоковольтных потенциалов на электроды камеры, источника высоковольтного питания ФЭУ, вольтметра для измерений напряжений питания и цифрового осциллографа.

Электролюминесцентная камера (рис. 2) представляет собой толстостенный цилиндрический сосуд из нержавеющей стали, рассчитанный на высокое давление газа (до 30 атм), с оптическим окном из плавленого кварца, прозрачным в области ВУФ. В камере расположены электроды: сетчатые оптически прозрачные анод и земляной

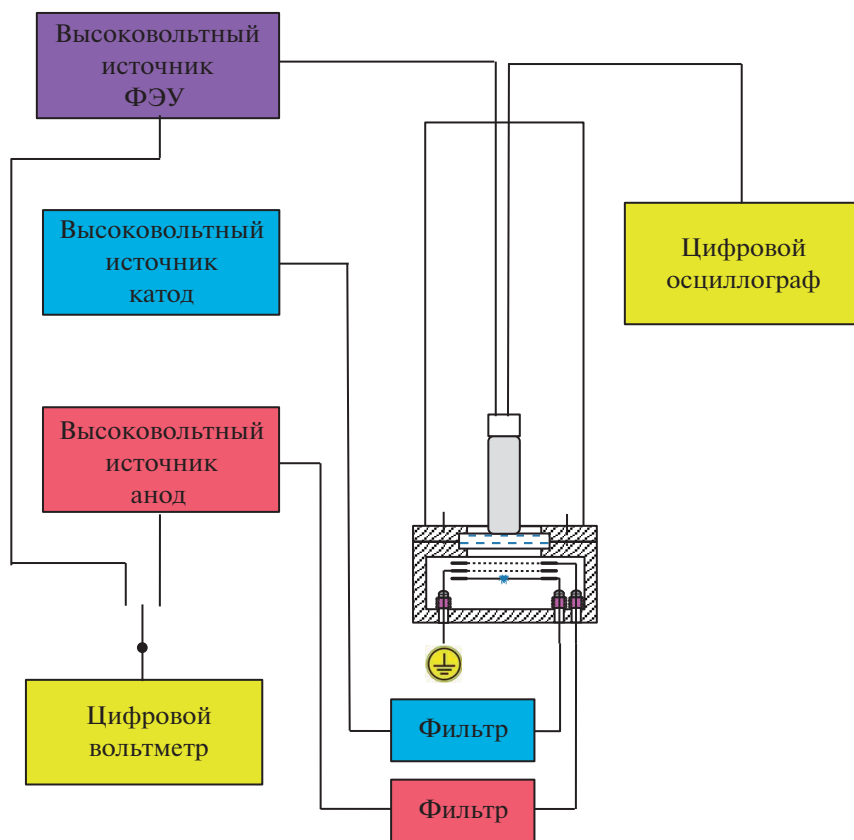


Рис. 1. Схема лабораторной экспериментальной установки для изучения электролюминесценции газообразного ксенона (вариант без ЗЧПУ).

электрод (последний будем называть далее сеткой), а также сплошной катод. Сетчатые электроды намотаны нержавеющей проволокой диаметром 0.1 мм с шагом 1 мм. Расстояние между анодом и заземленной сеткой – 5 мм, между сеткой и катодом – 5 мм. На анод и катод подаются потенциалы величиной до +5 и –5 кВ соответственно. Объем между катодом и сеткой обычно называют дрейфовым или рабочим объемом. На поверхность катода в его центральной части методом химического осаждения нанесен изотоп ^{239}Pu , испускающий α -частицы с энергией 5.15 МэВ; источник закрыт защитной пленкой из MgF_2 . Пробег α -частиц с такой энергией в ксеноне (около 3 мм при давлении 6 атм) полностью укладывается между катодом и заземленной сеткой. Образованные в процессе ионизации газа α -частицей электроны движутся в электрическом поле по направлению к сетке и, далее, попадают в зазор между сеткой и анодом. Если напряженность электрического поля выше порогового значения (см. выше), то наблюдается электролюминесценция в газе. Фотоны электролюминесценции, а также сцинтилляции регистрируются через оптическое окно фотоэлектронным умножителем (ФЭУ-181), имеющим входное окно из MgF_2 ,

прозрачное в области ВУФ. Фотоэлектронный умножитель изолирован от внешнего света светонепроницаемым кожухом.

4. ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ГАЗООБРАЗНОГО КСЕНОНА

4.1. Изучение формы электролюминесцентного сигнала

Данная часть работы является ознакомительной. В ней демонстрируется, как происходит образование электролюминесцентного сигнала, как получается наблюдаемая форма импульса и как она зависит от ориентации трека α -частицы в пространстве.

Форма импульса, показанная на рис. 3, является характерной для электролюминесцентных камер, в которых имеются две области: дрейфовая (рабочая) область (объем, промежуток) между катодом и сеткой, в которой происходит взаимодействие частиц и дрейф электронов, и электролюминесцентная (между сеткой и анодом), в которой происходит электролюминесценция, регистрируемая фотоприемниками. В данном примере на катод и анод камеры поданы потенциалы –1.0

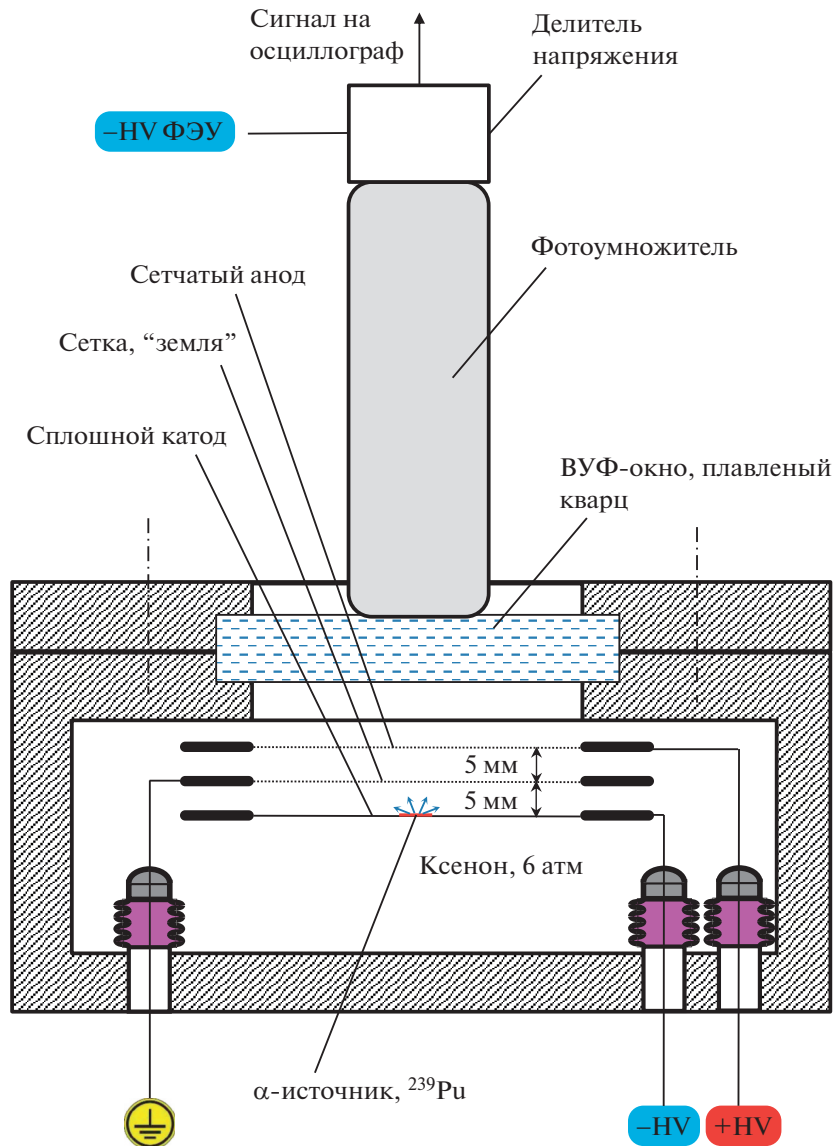


Рис. 2. Схема электролюминесцентной камеры.

и +5.0 кВ соответственно, что определяет значения приведенного поля E/p : 0.33 и 1.67 кВ · см⁻¹ · атм⁻¹ в промежутках катод–сетка и сетка–анод соответственно. На осциллограмме видна сцинтилляция (значительно меньшая по величине, чем электролюминесценция), момент появления которой практически совпадает с моментом взаимодействия α -частицы с ксеноном, и электролюминесценция, образованная движущимся облаком электронов в промежутке сетка–анод. При движении электронов в более слабом электрическом поле между катодом и сеткой электролюминесценция практически отсутствует. В газообразном ксеноне при давлении 6 атм α -частица с энергией ~5 МэВ имеет пробег около 3 мм (см. выше), а ее трек практически прямолинеен. Эти характери-

стики трека определяют наблюдаемую форму импульса электролюминесценции. Форма импульса зависит также от направления вылета α -частицы. В случае вертикального трека временной интервал между сцинтилляцией и началом электролюминесценции, соответствующим появлению первых электронов в электролюминесцентном промежутке, минимален, и электролюминесцентный сигнал имеет максимальную продолжительность по времени.

В случае, показанном на рис. 3, угол между направлением вылета α -частицы и вертикалью значителен (направление вылета ближе к горизонтальному), и импульс более приближен по форме к импульсу, характерному для точечного заряда, образованного вблизи катода. Для такого точеч-

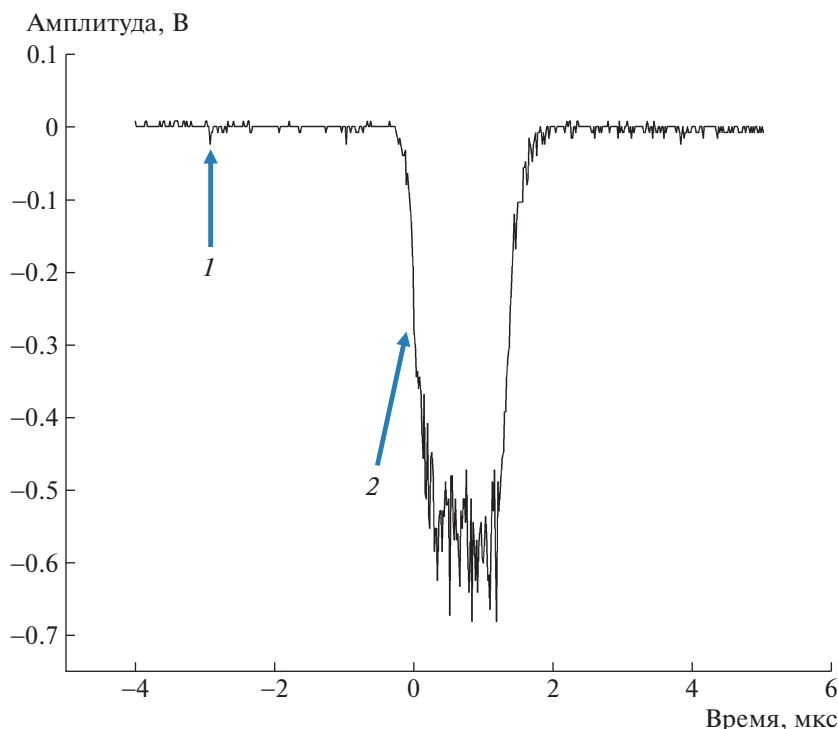


Рис. 3. Характерный сигнал с фотоумножителя при напряжениях на аноде и катоде +5 и –1 кВ соответственно. 1 – сцинтилляция, 2 – электролюминесценция.

ного заряда временной интервал между сцинтилляцией и началом электролюминесцентного импульса максимален, а форма импульса в идеальном случае (без учета расплывания облака электронов в процессе дрейфа) является прямоугольной. Размытие облака электронов приводит к “трапецевидной” форме импульса. “Дребезг” в нижней части сигнала обусловлен флуктуацией количества фотоэлектронов, образованных на фотокатоде ФЭУ. Небольшой наклон “плоской” части сигнала обусловлен увеличением телесного угла светосбора от светящейся области по мере приближения облака электронов к фотокатоду ФЭУ. Следует отметить, что временной интервал от начала сцинтилляции до конца электролюминесцентного сигнала для всех углов вылета α -частицы практически одинаков (~4.5 мкс) и определяется временем дрейфа от катода до анода электронов, образовавшихся в непосредственной близости к катоду.

4.2. Изучение зависимости световыхода электролюминесценции от напряженности электрического поля

Исследование зависимости величины электролюминесцентного сигнала от напряженности электрического поля проводится в двух независимых промежутках – между сеткой и анодом и между катодом и сеткой.

Для исследования зависимости величины электролюминесцентного сигнала от напряженности электрического поля в промежутке между сеткой и анодом на анод подается потенциал в интервале значений 3.5–5.0 кВ с шагом 0.25 кВ; при этом на катод подан потенциал –1 кВ. В этом интервале величина сигнала является достаточной, чтобы триггер осциллографа однозначно срабатывал по нарастающей части сигнала. Это дает возможность с хорошей точностью определить величину сигнала методом усреднения большого числа отдельных осциллограмм и измерения амплитуды усредненного сигнала при помощи курсора на экране осциллографа либо путем математического анализа записанного усредненного сигнала. Аналогичным образом осуществляется измерение зависимости величины электролюминесцентного сигнала от напряженности электрического поля в промежутке между катодом и сеткой (в интервале значений от –3.5 до –5.0 кВ с шагом 0.25 кВ); при этом потенциал на аноде может иметь любое значение, поскольку измеряемая электролюминесценция начнется сразу после образования ионизационных электронов.

Для измерения величины электролюминесцентного сигнала от напряженности электрического поля в промежутке между катодом и сеткой при разности потенциалов менее 3.5 кВ необходимо поменять режим триггера осциллографа. Это связано с трудностями в выработке триггера,

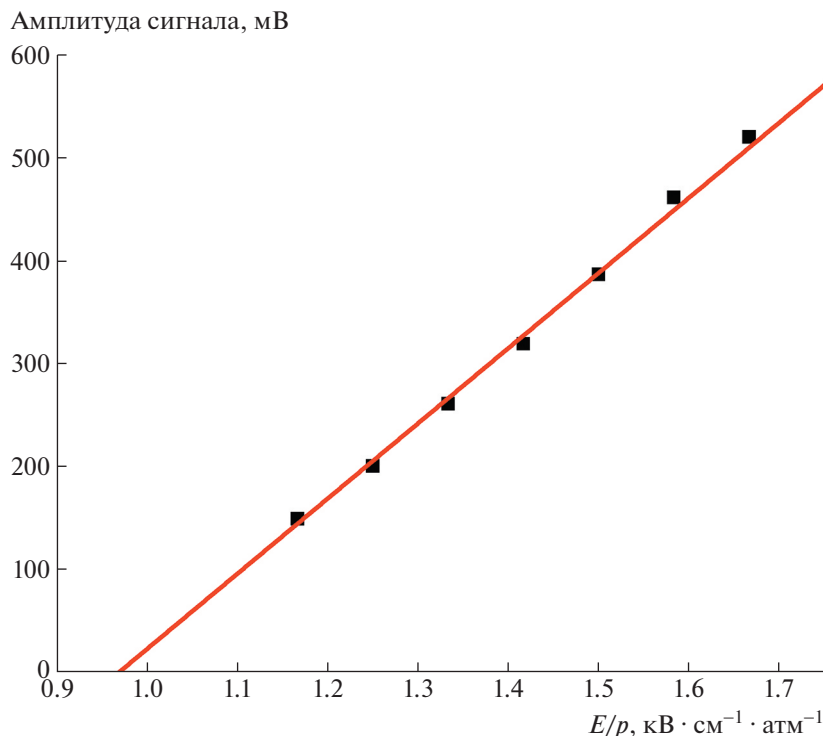


Рис. 4. Зависимость величины электролюминесцентного сигнала от E/p в промежутке сетка–анод.

привязанного к началу сигнала, вследствие значительных статистических флуктуаций формы сигнала при меньшем количестве света. Для этого на анод подается +5.0 кВ для получения большого электролюминесцентного сигнала в промежутке сетка–анод, по которому будет удобно вырабатывать триггер осциллографа. На катод подается потенциал в интервале значений от –2.0 до –3.75 кВ с шагом 0.25 кВ. Начальный участок сигнала будет соответствовать электролюминесценции в промежутке катод–сетка. Уровень триггера не принципиален, но он должен превышать отдельные статистические “выбросы” сигнала в промежутке катод–сетка. При усреднении сигналов будет наблюдаться ступенька, величина которой соответствует величине электролюминесценции в промежутке катод–сетка. Данные в диапазоне от –2.0 до –3.75 кВ необходимо “сшить” по двум точкам (при –3.5 кВ и –3.75 кВ) с данными, полученными в предыдущем режиме измерения.

В каждом из указанных диапазонов измерений ошибки измеренных величин оцениваются выборочно для нескольких точек, исходя из разброса значений, полученных для нескольких последовательных усреднений сигналов при одних и тех же потенциалах на электродах.

По полученным экспериментальным данным строятся зависимости величины электролюминесцентного сигнала от значения приведенного электрического поля E/p и проводится аппрокси-

мация экспериментальных точек линейной зависимостью (формула (2)) в области значений приведенного поля $E/p > 1.15$ кВ · см⁻¹ · атм⁻¹ (см. в качестве примера рис. 4, 5). Ошибки измерений в приведенных примерах не превышают размеры точек на графиках.

Аппроксимация экспериментальных точек линейной зависимостью в приведенных примерах дает следующие пороговые значения E/p :

$E/p = 1.02 \pm 0.09$ кВ · см⁻¹ · атм⁻¹ для промежутка катод–сетка,

$E/p = 0.97 \pm 0.06$ кВ · см⁻¹ · атм⁻¹ для промежутка сетка–анод.

Полученные значения несколько превышают пороговое значение $E/p = 0.83$, приведенное в разделе 1. Причиной расхождения, по всей видимости, может быть наличие примесей легких газов (например, водорода или азота) вследствие того, что камера находится в заполненном состоянии в течение нескольких лет без дополнительной очистки ксенона. Такие примеси могут перехватывать энергию электронов в процессе их ускорения в электрическом поле в межатомных промежутках и, как следствие, увеличивать пороговое значение E/p .

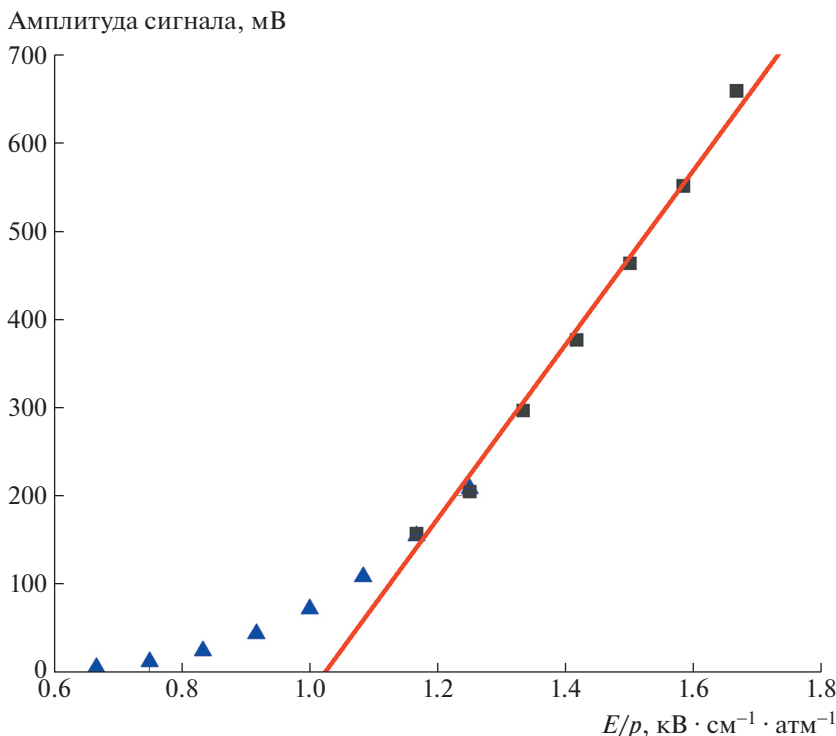


Рис. 5. Зависимость величины электролюминесцентного сигнала от E/p в промежутке катод–сетка при различных режимах измерения (см. текст).

4.3. Изучение соответствия электролюминесцентного и электрического сигналов

В данной части лабораторной работы будет показано, что электролюминесцентный и электрический (токовый) сигналы практически полностью идентичны друг другу. Поскольку ЗЧПУ удобнее и безопаснее использовать при подключении к электроду с нулевым потенциалом, он подключается непосредственно к аноду камеры, а источники высоковольтного питания переключаются к электродам камеры в соответствии со схемой, представленной на рис. 6. При этом высоковольтный источник, питающий сетку, должен иметь отрицательную полярность. На катод и сетку подаются потенциалы -4.0 и -1.0 кВ соответственно. Сигналы с ФЭУ и ЗЧПУ подаются на два разных канала цифрового осциллографа. Запуск осциллографа можно осуществлять как по тому, так и по другому сигналу.

В приведенном ниже примере запуск осуществлялся по сигналу с ЗЧПУ. На рис. 7 кривая 1 соответствует усредненному по 512 запускам сигналу с ЗЧПУ. В связи с тем что ЗЧПУ имеет цепь разряда с постоянной времени ~ 70 мкс, для получения истинного зарядового сигнала с анода (кривая 2 на рис. 7) осуществляется математическая коррекция сигнала с применением алгоритма, описанного, например, в [8]. Форма импульса

тока на аноде камеры получается дифференцированием скорректированного сигнала. Она показана на рис. 8 (кривая 1). На этом же рисунке показана усредненная форма электролюминесцентного импульса (кривая 2) в промежутке между электродами сетка–анод. Токковый сигнал дан в относительных единицах и нормирован в пиковом значении к амплитуде электролюминесцентного сигнала с ФЭУ, измеренной в милливольтках.

Данный пример наглядно демонстрирует, что формы электролюминесцентного и токового сигналов с камеры практически идентичны друг другу.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электролюминесцентную камеру можно рассматривать как упрощенный однофазный аналог современных двухфазных эмиссионных детекторов, используемых для поиска темной материи и регистрации нейтрино [2]. Существенным отличием двухфазного эмиссионного детектора от исследуемой камеры является заполнение его рабочего объема конденсированным (жидким) благородным газом, находящимся при криогенных температурах. Это дает увеличение плотности вещества в рабочем объеме в несколько сотен раз. Электроны, образованные в жидкой фазе, попадают в газовую фазу в результате процесса эмиссии под действием приложенного электрического

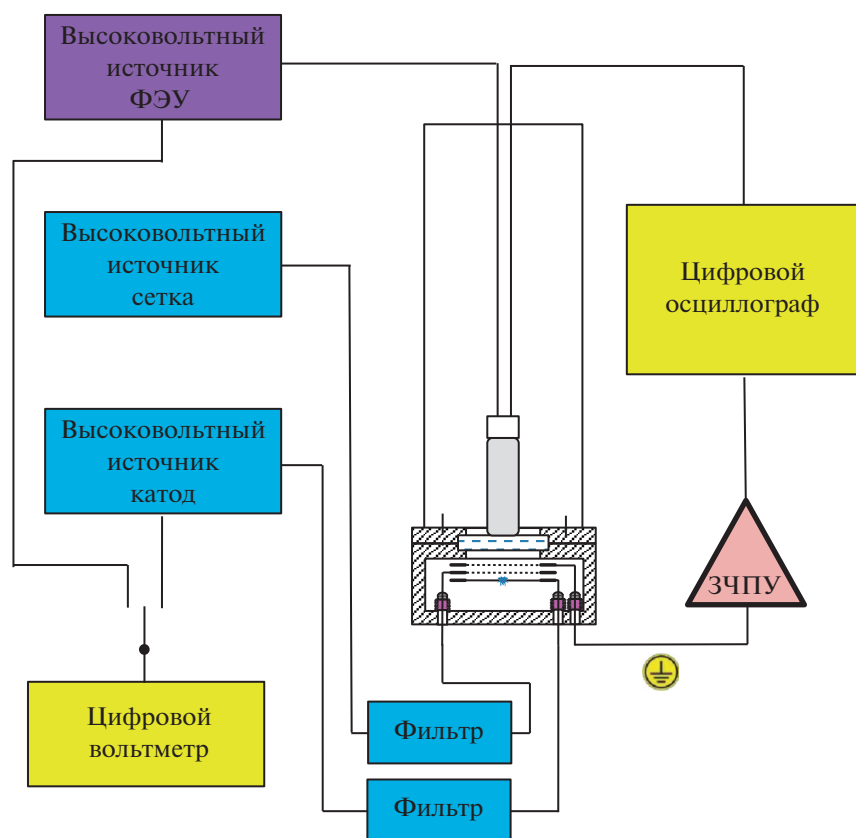


Рис. 6. Схема лабораторной экспериментальной установки для изучения электролюминесценции газообразного ксенона (вариант с ЗЧПУ).

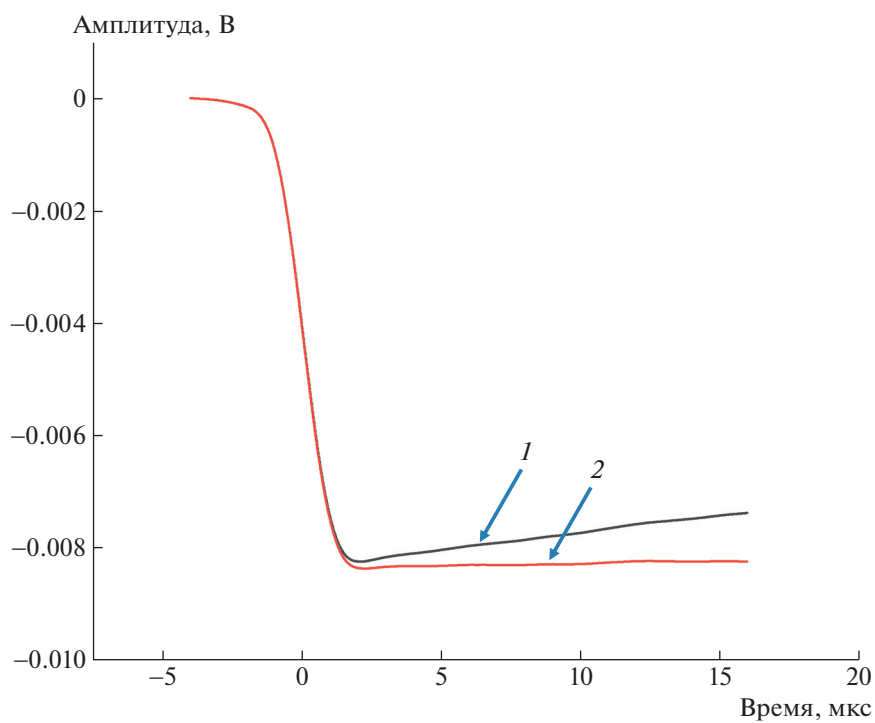


Рис. 7. Усредненный сигнал с ЗЧПУ: 1 – до и 2 – после математической коррекции.

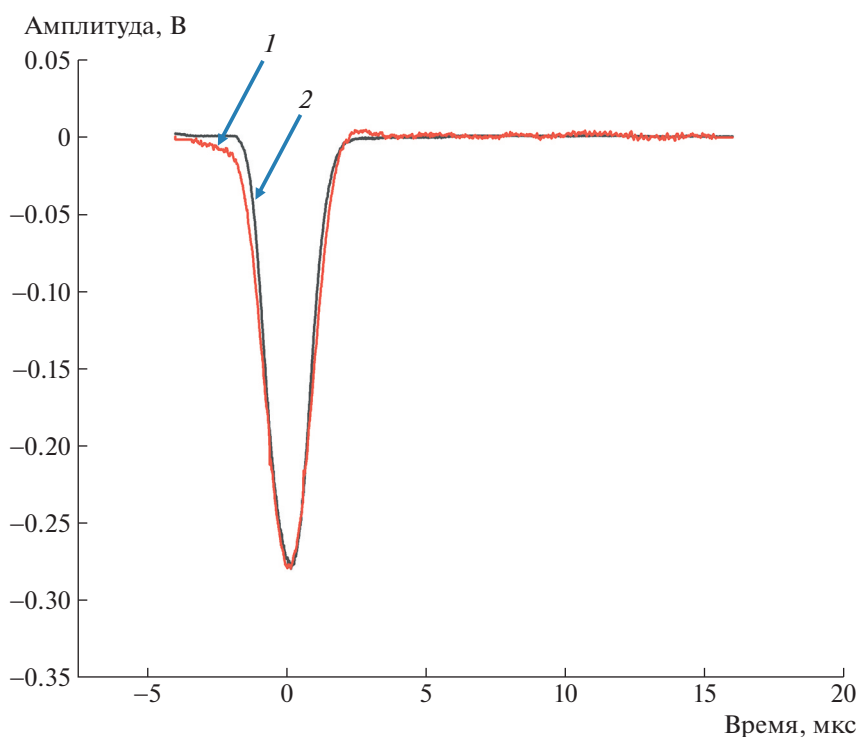


Рис. 8. Токовый (1, см. текст) и усредненный электролюминесцентный (2) сигналы.

поля. В остальном процессы регистрации электролюминесценции в таком детекторе и исследуемой камере практически идентичны.

В приведенной лабораторной работе запись и исследование сигналов с электролюминесцентной камеры осуществляются при помощи цифрового осциллографа. Изучается форма электролюминесцентного сигнала и исследуется зависимость его величины от напряженности электрического поля. Показано, что формы токового сигнала, измеренного при помощи зарядочувствительного предусилителя, и электролюминесцентного сигнала практически совпадают.

Описанную установку можно использовать для изучения электролюминесценции как в чистом ксеноне, так и в смесях различных благородных газов. В настоящее время установка используется в НИЯУ МИФИ для проведения лабораторных работ в сопровождение магистерских курсов по направлению “Ядерные физика и технологии”.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ (проект “Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология” № 0723-2020-0041) за поддержку данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bourguille B., Garcia Soto A., Gil-Botella I., Lux T., Palomares C., Sanchez F., Santorelli R. // JINST. 2015. V. 10. C12016. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/10/12/C12016>
2. Manzo G., Giarrusso S., Santangelo A., Ciralli F., Fazio G., Piraino S. and Segreto A. // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. 1997. V. 122. P. 341. <https://doi.org/10.1051/aas:1997139>
3. Улин С.Е., Дмитренко В.В., Грачев В.М. // ПТЭ. 1995. № 4. С. 46.
4. Aprile E., Bolotnikov A., Bolozdynya A., Doke T. Noble Gas Detectors. Weinheim: GmbH Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006.
5. Akimov D. Yu., Bolozdynya A. I., Buzulutskov A. F., Chepel V. I. Two-Phase Emission Detectors. World Scientific Publishing Company, 2021.
6. Monteiro C.M.B., Fernandes L.M.P., Lopes J.A.M., Coelho L.C.C., Veloso J.F.C.A., dos Santos J.M.F., Giboni K., Aprile E. // JINST. 2007. V. 2. P05001. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/2/05/P05001>
7. Теорема Шокли–Рамо. Википедия. https://ru.wikipedia.org/wiki/Теорема_Шокли_-_Рамо
8. Зейналова О.В., Зейналов Ш.С., Хамби Ф.Й., Оберстедт С. // Известия РАН. Серия физическая 2009. Т. 73. № 4. С. 533.

**ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО
И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА**

УДК 378.162.33+681.5.011

**УДАЛЕННАЯ ЛАБОРАТОРИЯ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СИСТЕМ
ОРИЕНТАЦИИ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ**© 2022 г. А. Т. Лелеков^а, В. А. Курешов^{б,*}^а *Федеральный исследовательский центр “Красноярский научный центр СО РАН”
Россия, 660036, Красноярск, ул. Академгородок, 50*^б *Сибирский государственный университет им. академика М.Ф. Решетнёва
Россия, 660037, Красноярск, просп. им. газеты “Красноярский рабочий”, 31*

*e-mail: va_kureshov@mail.ru

Поступила в редакцию 25.02.2022 г.

После доработки 05.04.2022 г.

Принята к публикации 21.04.2022 г.

Описан простой и недорогой, легкий в повторении и работе стенд для удаленного обучения проектированию систем ориентации космических аппаратов. Стенд построен на микрокомпьютере Raspberry Pi, датчиковый состав стенда аналогичен аппарату формата CubeSat, динамические параметры могут в некоторых пределах варьироваться. Алгоритм управления выполняется удаленно на компьютере студента, в среде Python или SimInTech. Возможности стенда позволяют изучить и отладить базовые алгоритмы управления угловой скоростью и положением космического аппарата для одномерного случая.

DOI: 10.31857/S0032816222050196

ВВЕДЕНИЕ

В период пандемии и введения ограничений все вузы перешли на дистанционный режим работы, что кардинальным образом повлияло на процесс обучения [1, 2]. Для технических и естественно-научных специальностей сразу же закрылась возможность проводить эксперименты с реальными объектами, а это составляет важнейшую часть обучения. Одним из наиболее эффективных способов обучения в таких условиях является организация удаленных лабораторий; в этом случае также используется реальная аппаратура, к которой предоставляется доступ через интернет для управления переменными состояниями процесса и их измерения.

В программу подготовки специалистов для авиа- и космической промышленности входит ряд курсов по проектированию систем ориентации космических аппаратов (КА). Это одна из самых сложных служебных систем КА, основная функция которой — управление вращательным движением КА вокруг центра масс. Управление состоит в приведении КА в заданную ориентацию (совпадение триэдра осей связанной системы координат с желаемым положением) и стабилизацию в ней.

Система ориентации и стабилизации (СОС) может работать в различных режимах, как, например, гашение угловой скорости (после отде-

ления от ракеты КА неизбежно начинает вращаться), слежение за Солнцем (для получения максимально возможной энергии от солнечных батарей), слежение за объектом на поверхности Земли (сопровождение), приведение в заданное положение для ориентирования научных приборов и т.д. (см., например, [3]).

Для оценки состояния КА (угловой скорости и положения) на борту устанавливаются датчики различной физической природы: датчик магнитного поля Земли (магнитометр), датчик угловой скорости (гироскоп), датчики направления на Солнце (фотодиоды) и на звезды (фотокамера), датчик местной вертикали (микроболометры и др.), приемник ГЛОНАСС/GPS. Численно оценка состояния проводится комплексированием информации (смешиванием с различной степенью доверия в зависимости от точности) с различных датчиков и с имитационных моделей (динамики КА, магнитного поля Земли), рассчитываемых на борту; для этого обычно используются различные формы фильтра Калмана [4].

В качестве исполнительных органов активной СОС на малых КА обычно используют маховики и магнитные катушки, последние намного легче и компактнее, потребляют значительно меньше энергии, но и создают меньший момент.

Система управления ориентацией строится по классической схеме с обратной связью. Алгорит-

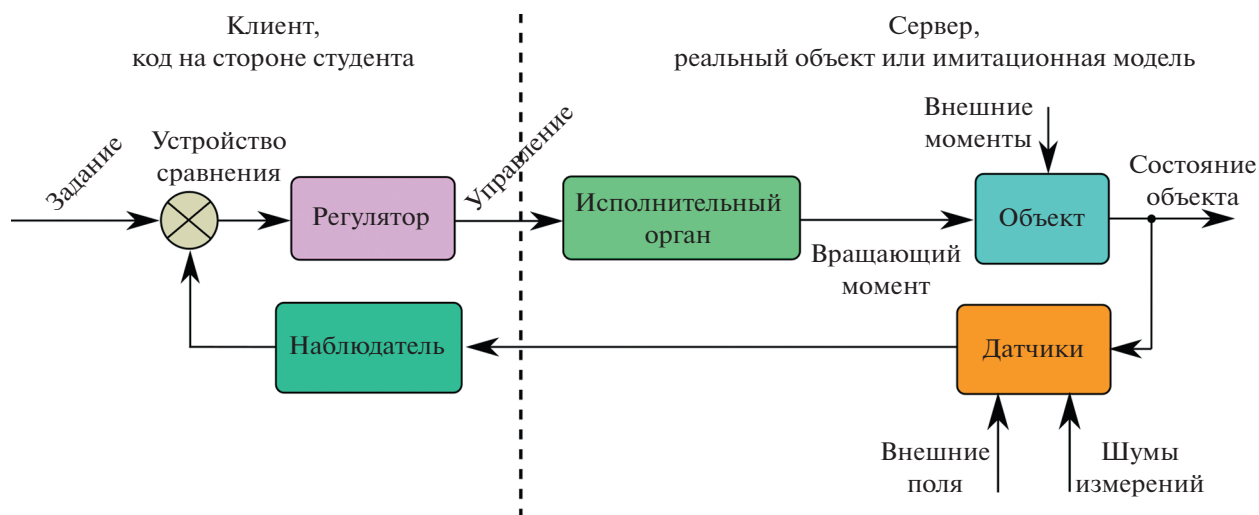


Рис. 1. Структурная схема стенда.

мы управления обычно простые (различные вариации пропорционально-интегрально-дифференцирующего (ПИД) управления), но иногда применяются нетрадиционные, с элементами искусственного интеллекта. Отличный обзор современного состояния в этой области приведен в [5].

Мы предлагаем конструкцию стенда для проведения лабораторных работ, имитирующего поведение КА формата CubeSat [6] при его вращательном движении.

Подобная задача создания стенда с удаленным управлением решалась в работах [7–12] (для других объектов управления). Как программная, так и аппаратная часть удаленной лаборатории реализуются очень по-разному, в зависимости от выбранной основной технологии.

ОПИСАНИЕ ПРИБОРА

Назначение стенда – обучение практике проектирования систем управления вращательным движением КА. Стенд должен имитировать поведение КА (отсутствие трения, близкую к реальной динамику), предоставлять сигналы датчиков и позволять тестировать различные законы управления. Самое простое решение – подвешенный на нити микроконтроллер на аккумуляторном питании с комплектом датчиков и исполнительным устройством для создания вращательного момента. Понятно, что такая конструкция имеет всего одну степень свободы – поворот вокруг вертикальной оси z .

Структурная схема представлена на рис. 1, она полностью повторяет структуру системы управления с обратной связью. Система разделена на две части: клиентскую и серверную. Первую, ядро системы управления (регулятор, устройство срав-

нения, наблюдатель и датчик), должен реализовать студент на своем компьютере.

Серверная часть, выполняющая команды клиента, содержит объект управления (тело аппарата), исполнительные органы, датчики и управляющий всем этим интерфейсный контроллер.

Аппаратная часть

Функциональная схема стенда представлена на рис. 2, а на рис. 3 показан стенд в сборе.

В качестве контроллера применен одноплатный компьютер Raspberry Pi. Он предоставляет интерфейсы I2C и SPI к датчикам, ШИМ-каналы к исполнительным устройствам (библиотека `pigpio`), беспроводную связь через WiFi, порты общего назначения к внешнему АЦП и интерфейс к фотокамере.

Шасси стенда изготовлено из листа винипласта толщиной 5 мм, на котором винтами, кабельными стяжками и термоклеем закреплены все составные части стенда, длина шасси составляет 0.9 м.

Стенд приводится в движение компьютерными вентиляторами (по одному на каждое направление вращения), которые имеют возможность управления скоростью (ШИМ-сигнал на одном из выводов). Хотя такие вентиляторы не останавливаются даже при нулевом коэффициенте заполнения, поток воздуха от каждого при минимальных оборотах почти одинаков и создаваемые моменты взаимно компенсируются. Для получения напряжения 12 В для питания вентиляторов на стенде был установлен повышающий преобразователь.

Создаваемое вентиляторами угловое ускорение примерно в 250 раз выше, чем у реального космического аппарата формата CubeSat [13],

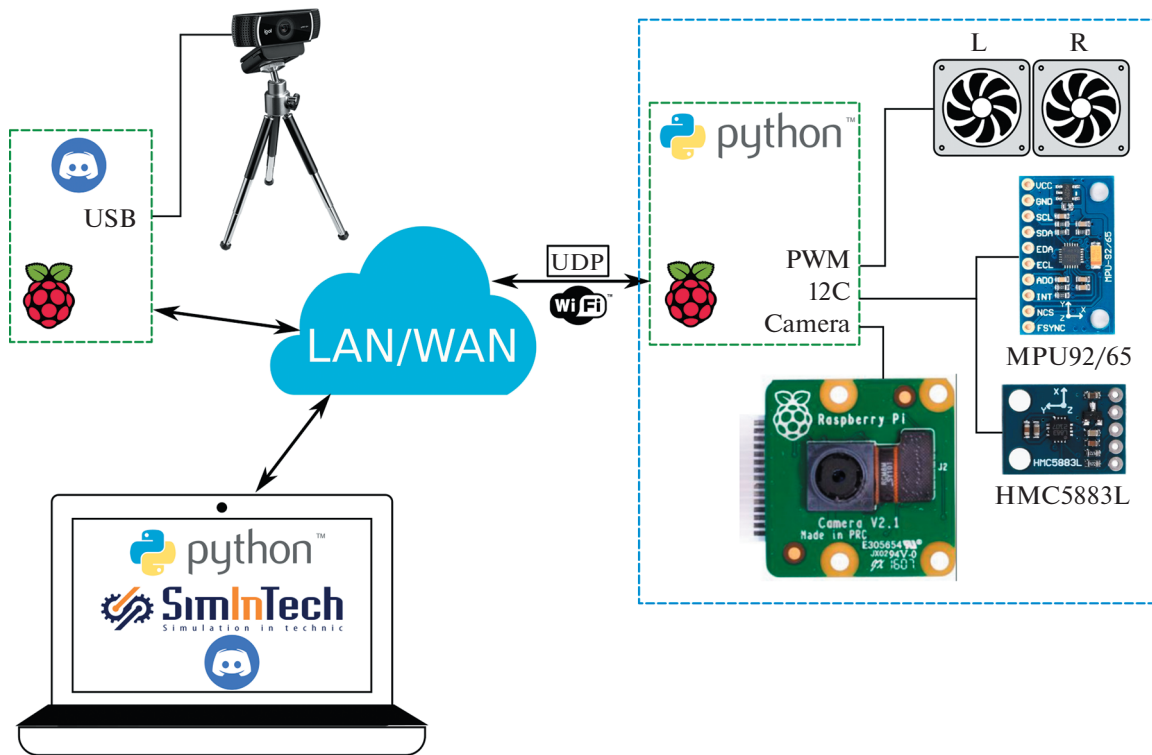


Рис. 2. Функциональная схема стенда.

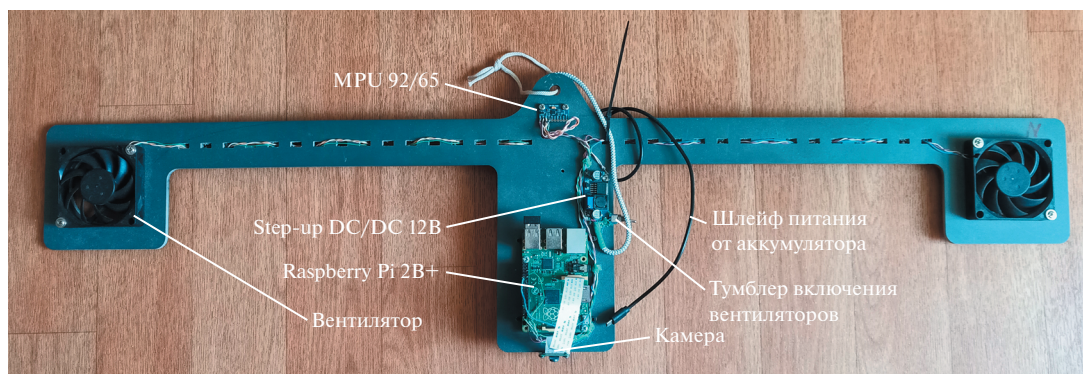


Рис. 3. Фотография стенда.

имеющего магнитную систему ориентации, это значительно снижает время эксперимента. На рис. 4 приведен график переходного процесса по угловой скорости (z -компонента сигнала гироскопа) в разомкнутой системе, по которому можно оценить динамику стенда.

Питание стенд получает от портативного аккумулятора с напряжением 5 В на 10000 мА · ч (стандартный PowerBank, закреплен на обратной стороне стенда), его хватает на несколько часов работы. Вторая функция аккумулятора – смещение центра масс стенда максимально вниз; это уменьшает тенденцию к раскачиванию на предельных

угловых скоростях (порядка $90^\circ/\text{с}$). Нити подвеса должны быть как можно тоньше, иначе они создадут ощутимый паразитный момент на больших углах закрутки.

Состав датчиков стенда соответствует космическим аппаратам формата CubeSat: гироскоп на MPU-9250, магнитометры AK8963 и HMC5883L (между собой отличаются точностью и уровнем шума). Гироскоп используется для измерения угловой скорости, а магнитометры – для ориентирования относительно магнитного поля Земли. В одном из вариантов стенда использовался датчик направления на Солнце, состоящий из не-

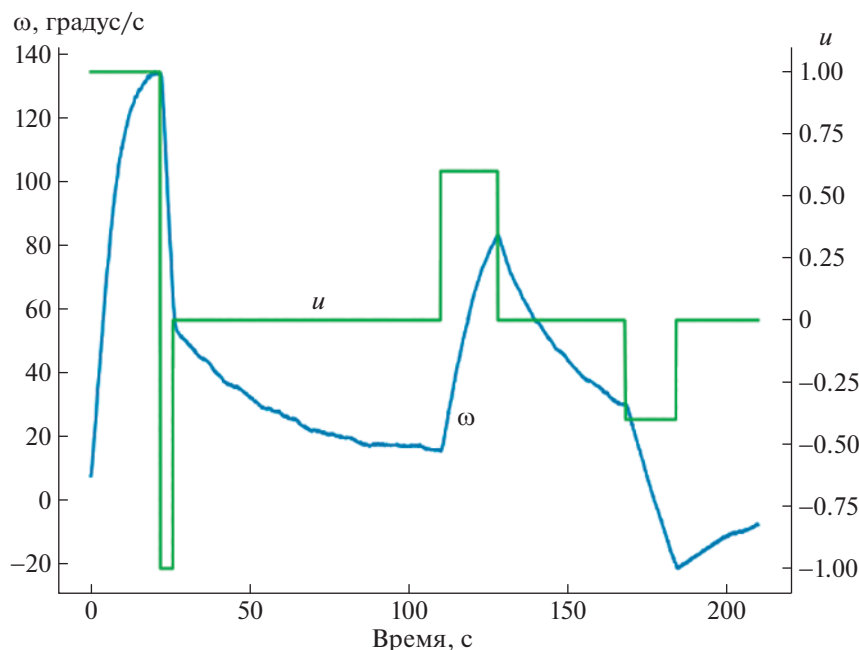


Рис. 4. Переходной процесс по угловой скорости при ступенчатом воздействии при разомкнутой обратной связи.

скольких разнонаправленных фотодиодов. Для расчета направления на источник света измеряется фототок каждого диода.

Программная часть

Архитектура программной части классическая: бесконечный цикл, последовательно вызывающий функции получения данных с датчиков, расчета вектора состояния, расчета сигнала задатчика, выполнения алгоритма регулятора и отправку сигнала управления на исполнительные органы. Обмен данными идет в режиме запрос—ответ: на сервер отправляется UDP-пакет с сигналами управления по каждому вентилятору, а в ответ приходят данные с датчиков, которые визуализируются в виде динамических графиков.

Клиентская часть — программа на языке Python, работающая на компьютере студента (домашнем или в аудитории университета). Здесь студент пишет логику управления и обработки информации с датчиков (регулятор), кроме того, здесь присутствует необходимый код для динамического отображения данных и реализации обмена данными с сервером.

Практика проектирования начинается с простых в понимании ПИД-регуляторов, далее коррекция на основе частотных методов теории автоматического управления (базисные в нашем университете), затем с элементами искусственного интеллекта (нечеткая логика и нейросети).

Клиент может быть реализован и в виде модели для системы имитационного моделирования

SimInTech, которая крайне удобна для отладки алгоритмов управления (и бесплатна для вузов). Единственный момент — в настоящей версии не получается использовать его для удаленной работы через глобальную сеть, что связано с невозможностью явного задания порта в блоках приема и передачи UDP-пакетов; в локальной сети все отлично работает.

Также студенты успешно реализовывали клиентскую часть в системе LabView, но ее фактически можно использовать только в университете из-за высокой стоимости домашних лицензий.

Серверная часть, исполняемая на Raspberry Pi, крайне проста. Это скрипт на Python, ожидающий послышки с одним float-числом — коэффициентом заполнения ШИМ-сигнала на вентилятор. По приему скрипт опрашивает датчики и передает эти данные в ответ на адрес и порт отправителя. Данные идут в сыром виде, в приборных системах координат датчиков.

Работа со стендом внутри локальной сети не требует никаких настроек, нужно знать только сетевой адрес стенда. При удаленной работе со стендом из внешней сети необходимо настроить трансляцию внешних запросов на локальный адрес (port forwarding). Обычно задержка передачи пакета не оказывает существенного влияния на работу стенда. В любом случае, можно сохранить устойчивость системы, уменьшив полосу пропускания.

Для визуального контроля поведения стенда использовалась непрерывная видеосъемка. По-

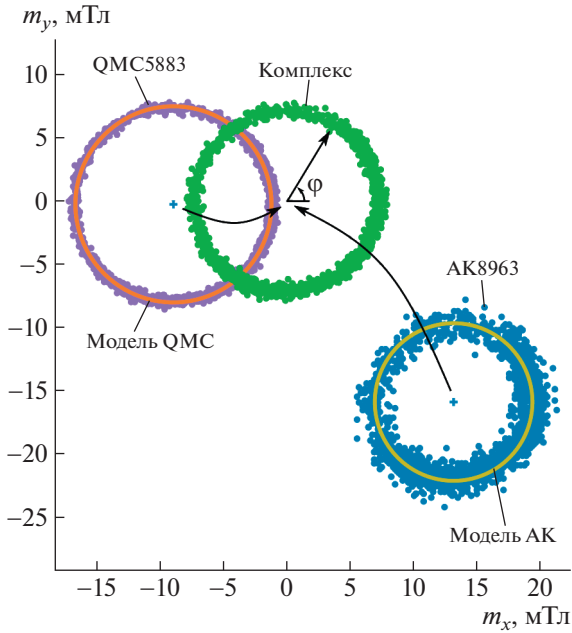


Рис. 5. Схема калибровки и комплексирования. Точки – показания магнитометров, линия – их среднее.

сле опробования нескольких вариантов (видеопоток через vlc, стрим на YouTube) остановились на привычном для студентов Discord. Временная задержка картинки оказалась порядка 0.5 с, что не сказывается на работе.

Код для всех частей комплекса и видео с примером работы приведены в дополнительных материалах к статье.

ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Одна из лабораторных работ заключается в калибровке магнитометров. Магнитометр измеряет три составляющих вектора магнитного поля Земли (m_x , m_y , m_z) в собственной (приборной) системе координат. Его используют как для оценки угловой скорости, так и для расчета угла поворота аппарата относительно магнитного поля. В двумерном случае используется формула

$$\varphi = \arctan2(m_y, m_x). \quad (1)$$

Однако в выходном сигнале магнитометра, помимо полезного сигнала, неизбежно содержится шум и очень часто – постоянное смещение. Оно возникает вследствие собственного смещения магнитометра (например, сдвиг входов усилителей), но главным образом – вследствие остаточной намагниченности элементов конструкции КА [14]. Последнее можно довольно просто компенсировать калибровкой магнитометра: найти и вычесть величину постоянного смещения нуля,

поскольку это поле постоянно в приборной системе координат (намагниченные части обычно не двигаются).

На стенде установлены два магнитометра на микросхемах QMC5883L и AK8963. Помимо того что они имеют разный уровень шума, один из них (AK8963Q) был намеренно прикреплен стальным винтом, который собственным магнитным полем достаточно сильно сдвинул его характеристику.

Если привести аппарат во вращение и измерить поле при разных углах поворота аппарата, то можно видеть, что показания магнитометров группируются в окружности, смещенные относительно нуля (рис. 5). Минимизируя функцию

$$f(x_c, y_c, r) = \sum_i (m_{x_i} - x_c)^2 + (m_{y_i} - y_c)^2 - r^2 \rightarrow 0 \quad (2)$$

методами численной оптимизации в Python, находим центры окружностей; эти координаты мы должны вычитать из показаний магнитометров, чтобы работала формула (1). Примерно такая же по смыслу процедура калибровки проводится при комплексных испытаниях аппарата после сборки, а иногда и на орбите.

Если усреднить показания магнитометров, мы получим более точную оценку угла поворота. Только нужно учесть, что уровень шума магнитометра QMC5883L примерно в половину меньше, чем у AK8963; для этого возьмем взвешенную сумму по углу, доверяя показаниям магнитометра QMC8963 в два раза больше:

$$\varphi_{\text{est}} = (2/3)\varphi_{\text{QMC}} + (1/3)\varphi_{\text{AK}}. \quad (3)$$

Однако можно еще улучшить точность оценки, если рассчитывать положение аппарата, интегрируя его угловую скорость (ее можно получить с гироскопа, а можно и из имитационной модели стенда). Фактически мы получаем еще одну оценку угла, которую можем добавить в формулу (3) со своим весом, характеризующим степень ее точности. Этим мы увеличиваем результирующую точность оценки, не отбрасывая никакую доступную нам информацию. На этом принципе комплексирования информации основывается фильтр Калмана.

В нескольких лабораторных работах студенты проводят идентификацию имитационной модели стенда. Эта модель используется в качестве имитатора стенда для первичной отладки алгоритма управления без подключения к стенду (приведена в дополнительных материалах к статье). В этом случае в серверной части стенда вместо опроса датчиков осуществляются: решение системы дифференциальных уравнений модели стенда, добавка шума и смещений, перевод в приборные системы координат.

Динамические параметры стенда могут быть изменены персонально для конкретного студен-

та. Например, можно ввести программные множители (и даже нелинейности) в каналы вентиляторов, приклеить скотчем лист бумаги или прилепить пластилиновый груз к плечу стэнда, заклеить часть окна вентилятора скотчем, прикрепить скрепку под плату магнитометра, подмешать шум в канал датчика или физически отключить его — это вносит некоторое оживление в процесс обучения, особенно при сдаче лабораторных работ.

Экспериментальная проверка стэнда в нескольких курсах (“Системы управления летательными аппаратами”, “Системы управления с искусственным интеллектом”, “Автоматизация испытаний систем управления”, а также в рамках онлайн-школы “Siberian Satellite Design School 2022”) показала рост интереса студентов к занятиям и, как следствие, некоторый рост успеваемости.

Хотя описанный стэнд имеет всего лишь одну степень свободы, переход к трем измерениям почти не усложнит алгоритм управления. Несмотря на то что математическое описание трехмерного движения сильно усложняется, общие принципы управления остаются одинаковыми; они и должны быть освоены студентами при работе со стэндом.

Таким образом, удалось спроектировать и изготовить простой и недорогой, легкий в повторении и работе стэнд для обучения проектированию систем ориентации космических аппаратов. Авторы надеются на обмен опытом и сотрудничество в создании совместных удаленных лабораторий с целью повышения качества высшего образования в России.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бойкова А.В.* // Международный журнал гуманитарных и естественных наук. 2020. С. 29. doi 10.24411/2500-1000-2020-10339
2. *Шляпников В.В.* // Вестник Омского государственного педагогического университета. Гуманитарные исследования. 2021. Т. 2. № 31. С. 205. <https://doi.org/10.36809/2309-9380-2021-31-205-208>
3. *Бровкин А.Г., Бурдыгов Б.Г., Гордийко С.В., Горячев А.Ф., Заведеев А.И., Камальдинова Р.А., Козлов А.И., Колин В.И., Луняков С.В., Мищихин В.В., Полосин И.В., Попов Б.Н., Реутов В.Г., Семенов Е.Е., Соколов В.Н. и др.* Бортовые системы управления космическими аппаратами: Учебное пособие. М.: Изд-во МАИ-ПРИНТ, 2010.
4. *Labbe Roger R.* Kalman and Bayesian Filters in Python. Published at GitHub, 2022. <https://github.com/rllabbe/Kalman-and-Bayesian-Filters-in-Python>
5. *Ovchinnikov M. Yu., Roldugin D.S.* // Progress in Aerospace Sciences. 2019. V. 109. P. 100546. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2019.05.006>
6. *Davoli F., Kourogorgas C., Marchese M., Panagopoulos A., Patrone F.* // International Journal of Online and Biomedical Engineering. 2021. V. 17. № 5. P. 33. <https://doi.org/10.1002/sat.1277>
7. *Garcia-Guzman J., Villa-Lopez F.H., Velez-Enriquez J.A., Garcia-Mathey L.A., Ramirez-Ramirez A.* // Design, Control and Applications of Mechatronic Systems in Engineering. 2017. <https://doi.org/10.5772/67459>
8. *Abouhhal A., Moulay A., Taifi N., Malaoui A.* // International Journal of Engineering and Technology. 2018. V. 7. № 4.32. P. 34. <https://doi.org/10.14419/ijet.v7i4.32.23241>
9. *Martin S., Fernandez-Pacheco A., Ruiperez-Valiente J.A., Carro G., Castro M.* // IEEE Revista Iberoamericana de Tecnologias del Aprendizaje. 2021. V. 16. № 2. P. 180. <https://doi.org/10.1109/rita.2021.3089916>
10. *Hariton A., Zet C., Vremera E., Fosalau C.* // 2020 International Conference and Exposition on Electrical and Power Engineering (EPE). IEEE. 2020. <https://doi.org/10.1109/epe50722.2020.9305551>
11. *Nafalski A., Milosz M., Considine H.* // International Journal of Online and Biomedical Engineering (iJOE). 2020. V. 16. № 11. P. 16. <https://doi.org/10.3991/ijoe.v16i11.16601>
12. *Magyari A., Chen Y.* // Electronics. 2021. V. 10. № 18. P. 2229. <https://doi.org/10.3390/electronics10182229>
13. *Celani F.* // Aerotecnica Missili & Spazio, Springer Science and Business Media LLC. 2020. V. 100. P. 15. <https://doi.org/10.1007/s42496-020-00062-2>
14. *Lassakeur A., Underwood C.* // 2019 9th International Conference on Recent Advances in Space Technologies (RAST). IEEE 2019. <https://doi.org/10.1109/rast.2019.8767816>

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816222050317

ОБЗОРЫ

Усенко Е.А. Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков (обзор). — 17 с., 9 рис.

Рассмотрены специализированные интегральные схемы усилителей-дискриминаторов DIE8 (ATLAS, CERN), NINO (ALICE, CERN) и PADI (CBM, GSI), разработанных специально для применений с новым типом многоканальных детекторов — плоскими резистивными камерами (RPC — Resistive Plate Chamber). Показаны основные тенденции развития, сформированные в период создания новых больших экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC). Сравняются их основные характеристики, мотивировка постановки задачи на проектирование, проблемы и особенности применения.

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Балакин В.В., Беркаев Д.Е., Еманов Ф.А. Исследование коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. — 9 с., 12 рис.

Представлены результаты исследования коллективных эффектов пучка накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5. Созданные пучком заряженных частиц *wake*-поля искажают потенциальную яму ускоряющей высокочастотной системы, что приводит к удлинению пучка и искажению формы его продольного распределения. Приведены результаты измерений продольного профиля пучка диссектором и стрик-камерой и теоретически обоснован процесс искажения потенциальной ямы высокочастотной системы. Построена модель импеданса связи в виде эквивалентной *RLC*-цепи и оценены ее параметры путем сравнения данных моделирования с экспериментальными. Данная модель импеданса связи была использована для прогнозирования поведения пучка накопителя-охладителя при модификации вакуумной системы ускорителя.

Варлачев В.А., Емец Е.Г., Му Ю., Бондаренко Е.А., Говорухин В.А. Контроль характеристик нейтронных полей реактора с помощью монокристаллического кремния. — 8 с.

Для измерения плотности потока и флюенса тепловых нейтронов разработан метод, в котором предложено в качестве детектора тепловых нейтронов использовать монокристаллический кремний. Преимущество данного метода состоит в том, что он не требует специальной измерительной аппаратуры. Для измерения абсолютных значений флюенса тепловых нейтронов предлагается облучать кремний в кадмиевом экране и без него, как это делается в активационном методе. Ре-

зультаты проделанной работы показали, что точность измерения потока тепловых нейтронов не уступает традиционным активационным методам, но, в отличие от них, информация на детекторе может сохраняться бесконечно долго, так как при облучении изменяются электрофизические параметры кремния, которые не зависят от наведенной активности и периода полураспада материала.

Загрядский В.А., Кравец Я.М., Малая Т.Ю., Новиков В.И. Смирнов А.А., Удалова Т.А., Унежев В.Н. Измерение кумулятивного выхода радиоизотопа ^{103}Ru в мишени из $^{100}\text{MoO}_3$ по реакции $^{100}\text{Mo}(^4\text{He}, n+p)^{103}\text{Ru}$ и техника газотермического извлечения ^{103}Ru из мишени. — 7 с., 3 рис.

Активационным методом измерен кумулятивный выход радиоизотопа ^{103}Ru при облучении мишени из $^{100}\text{MoO}_3$ ядрами ^4He с энергией 60.3 МэВ на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”. Величина измеренного выхода ^{103}Ru составила $(4.93 \pm 0.84) \cdot 10^4$ Бк/(мкА · ч). Разработана экспериментальная методика для экспрессного газотермического извлечения радиоизотопа ^{103}Ru из облученной мишени. Для реализации методики извлечения ^{103}Ru создана экспериментальная установка. Приводится описание конструкции установки и принцип ее работы. Показано, что методика обеспечивает извлечение из материала мишени не менее 97% ^{103}Ru и возврат для повторного использования не менее 96% $^{100}\text{MoO}_3$. Разработанная методика может найти практическое применение в производстве радиоизотопа ^{103}Ru , образующегося при облучении ядрами ^4He циклотронных мишеней из $^{100}\text{MoO}_3$.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Головизин А.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Яушев М.О., Агапов Е.М., Мишин Д.А., Проворченко Д.И., Колачевский Н.Н. Блок управления оптическими часами на атомах тулия. — 13 с., 3 рис.

Приведены описание и характеристики разработанного электронного блока управления установкой лазерного охлаждения и оптических часов на атомах тулия. Блок выполнен в формфакторе оборудования для 19" телекоммуникационной стойки и включает в себя модуль управления на основе одноплатного компьютера, модули цифровых и аналоговых выходов, генераторов радиочастоты, токовых выходов, входов подключения термисторов, а также модуль контроля обратной связи. Программа управления электронным блоком запущена на встроенном одноплатном ком-

пьютере и доступна для подключения в локальной сети с веб-интерфейсом. Разработанные модули и электронный блок могут использоваться в экспериментах по лазерному охлаждению нейтральных атомов и ионов, а также в квантовой метрологии и вычислениях.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Bhuvanewari C., Abitha Memala W. Comparative Analysis of Resonant Converters for X-ray Generator Tube. — 8 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

High voltages are the need of the hour as they have wide applications in testing, transmission, and Distribution. The industries are more using the high voltages for various Purposes. This work proposes a Resonant Converter for generation of high voltages for X-ray Generator tube. X-rays generator when used in industries for non-destructive testing gets heated up due to continuous usage. To reduce the heat, the losses developed in the X-ray generator tube are reviewed and the ways of reducing the losses are proposed. The various topologies of resonant converters are compared and LCC Resonant Converter has been selected based on the capability of High Voltage and High Efficiency generation. Various losses such as switching losses and conduction losses have been calculated for LLC, CLL, and LCC Resonant Converters. Based on the calculation of losses, LCC Converter has been simulated in open loop and closed loop with PID Controller and Fuzzy Logic Controller in MATLAB Simulink. The output voltages, efficiency, and time domain specifications have been studied and also compared with simulation of Fuzzy Logic Controller. The Fuzzy Logic controller serves as the best controller from the time domain specifications.

Zhan Wang, Deli Chen, Xianchao Yang, Sixiang Liang, Junjie Wang, Xiaohong Sun. Temperature Sensing Characteristics of Improved SNCS Fiber Sensor. — 12 p., 11 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

For optical fiber sensor with single-mode-no-core-single-mode (SNCS) structure, the basic principle of SNCS structure sensing is to change the mode field distribution of SNCS structure by changing the refractive index distribution of the structure. The sensitivity can be improved by optimizing the structure or changing the material of the sensitive region. In this paper, the effects of structural parameters and assembly materials on the sensitivity of SNCS optical fiber sensor are studied by far from the cut-off condition. The correctness of these conclusions is verified by experiments. For the temperature sensor, the material with large thermal optical coefficient (TOC) can be used as the cladding or fiber core to improve the sensitivity of the sensor. These conclusions provide some reference for the design and assembly of temperature sensor with SNCS structure.

Градобоев А.В., Орлова К.Н., Жамалдинов Ф.Ф. Потери мощности излучения в светодиодах. — 13 с., 7 рис.

На основании анализа известных литературных данных и структуры конструктивно оформленных светодиодов предложена классификация потерь мощности излучения активного слоя светодиода. При этом выделены активные и пассивные потери мощности светодиода. Показано, что пассивные потери мощности излучения не приводят к изменению квантового выхода активного (рабочего) слоя светодиода и/или

прямой ветви вольт-амперной характеристики, но при этом проявляются в виде аномалий на светотехнических характеристиках светодиодов. Предложена методика определения пассивных потерь мощности излучения активного слоя светодиодов. На примере светодиодов инфракрасного диапазона длин волн, изготовленных на основе гетероструктур AlGaAs, показана эффективность контроля пассивных потерь мощности излучения светодиодов при исследовании их эксплуатационных свойств.

Ершов К.С., Кочубей С.А., Бакланов А.В. Эффект насыщения коэффициента вторичной эмиссии в умножителях на основе микроканальных пластин. — 10 с., 7 рис.

Обнаружена сильная зависимость формы время-пролетного масс-спектра от величины сигнала при детектировании ионов вторичным электронным умножителем на основе микроканальной пластины. Ионы создавались при фотоионизации атомов, генерируемых при лазерном испарении металлов. Полученные результаты указывают на то, что этот эффект связан с насыщением чувствительности детектора и особенно сильно проявляется при регистрации поступательно холодных ионов. Этот эффект может приводить к большим искажениям масс-спектра при использовании времяпролетной масс-спектрометрии в сочетании с молекулярно-пучковым отбором проб.

Киририди П.П., Озур Г.Е. Источник радиально сходящихся низкоэнергетических сильноточных электронных пучков. — 8 с., 6 рис.

Описано устройство и приведены некоторые характеристики источника радиально сходящихся низкоэнергетических (5–25 кэВ) сильноточных электронных пучков микросекундной длительности, предназначенного для модификации поверхностных слоев цилиндрических изделий и образцов. Катодный узел источника представляет собой кольцо из дюралюминия (внутренний диаметр 8 см), в которое встроены 18 резистивно развязанных дуговых источников плазмы. Продемонстрирована работоспособность электронной пушки источника в режиме вакуумного диода (давление остаточных газов около 0.013 Па) и газонаполненного диода при давлении воздуха 0.05–0.09 Па. Плотность энергии пучка на аноде диаметром 1 см достаточна для поверхностного оплавления меди (порог импульсного плавления меди составляет 5–5.5 Дж/см² при длительности импульса 2–3 мкс) при зарядном напряжении генератора высоковольтных импульсов, питающего электронную пушку, 17 кВ.

Костюкова Н.Ю., Ерушин Е.Ю., Бойко А.А., Колкер Д.Б. Узкополосный параметрический генератор света на основе периодически-поляризованной структуры ниобата лития с объемной брэгговской решеткой. — 10 с., 8 рис.

Разработан узкополосный источник излучения на основе параметрического генератора света в вырожденном режиме с кристаллом MgO:PPLN и объемной Брэгговской решеткой с длиной волны 2128 нм. Сигнальная волна разработанного генератора перестраивается в спектральном диапазоне 2041–2106 нм, а холостая волна — в диапазоне 2152–2224 нм с шириной линии порядка 0.5–0.89 нм. В качестве выходного зеркала использованы пять зеркал с разными коэффициентами отражения ($R = 55, 60, 66.5, 79.5, 88.6\%$) для генерируемого излучения. Максимальный уровень

мощности около 1 Вт (200 мкДж) достигнут на длине волны 2128 нм при использовании зеркала с коэффициентом отражения 55%. Измеренные показатели качества пучка генерируемого излучения составили 3.6 по вертикали и 4.2 по горизонтали.

Метель А.С., Григорьев С.Н., Волосова М.А., Мельник Ю.А., Мустафаев Э.С. Компрессия пучка быстрых атомов аргона для полирования поверхности. — 13 с., 6 рис.

Приведены результаты исследования источника пучка быстрых атомов аргона, получаемых нейтрализацией зарядов ускоренных ионов при пролете через ускоряющую сетку в виде набора плоскопараллельных пластин. Ионы ускоряются из плазменного эмиттера напряжением отрицательной полярности на сетке, влетают в зазоры между ее пластинами и при приближении к их поверхностям вызывают эмиссию электронов, нейтрализующих их заряд. Эквивалентный ток пучка вылетающих из сетки быстрых атомов составляет до 90% тока в ее цепи, а их энергия равна энергии ионов, соответствующей ускоряющему напряжению между плазменным эмиттером и сеткой. Для увеличения плотности тока пучка быстрых атомов на обрабатываемой поверхности участки пластин сетки, обращенные к плазменному эмиттеру, выполнены в форме сегмента круга. Движение ионов и образованных внутри сетки быстрых атомов к центру этого круга позволяет на порядок снизить ширину пучка и увеличить плотность потока быстрых атомов без уменьшения угла их падения на обрабатываемую поверхность. Компрессия пучка значительно повышает эффективность полирования поверхности пучком быстрых нейтральных атомов аргона с углом падения на поверхность 80° .

Семенов К.Ю., Гембух П.И., Тригуб М.В. Малогабаритный CuVg-лазер с высокочастотным блоком заряда накопительного конденсатора. — 8 с., 5 рис.

Представлены результаты разработки малогабаритного лазера на парах бромида меди с импульсным зарядом рабочей емкости. Особенностями разработанного устройства являются высокочастотный режим заряда рабочей емкости (свыше 200 кГц), а также частота следования импульсов генерации, которая может варьироваться от 12 до 36 кГц. При возбуждении активного элемента (длина 50 см, диаметр 2 см) с помощью разработанного источника достигнута мощность генерации 1.6 Вт при частоте следования импульсов 36 кГц. При этом мощность источника питания составляла 750 Вт.

Тиликин И.Н., Шелковенко Т.А., Пикун С.А., Григорьева И.Г., Макаров А.А., Намов П.Ю., Салахутдинов Г.Х. Исследования спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы гибридного X-пинча. — 10 с., 5 рис.

Описана методика и приведены результаты экспериментальных исследований спектрального состава рентгеновского излучения плазмы гибридного X-пинча с проволочками из алюминия ^{13}Al , молибдена ^{42}Mo и серебра ^{47}Ag в энергетическом диапазоне от 0.5 до 15 кэВ с использованием детекторов на основе фторидов лития LiF(Mg, Ti). Значение электронной температуры плазмы для алюминия ^{13}Al составило $T_e \approx 0.35$ кэВ, для молибдена — $T_e \approx 0.48$ кэВ и для серебра — $T_e \approx 0.40$ кэВ. Впервые измерена энергия жесткого излучения гибридных X-пинчей.

Харламов В.А., Полякова И.В., Горбатов С.А., Меджидов И.М., Петрухина Д.И., Басырова Д.В., Глушенко Н.В., Иванов И.А., Тихонов В.Н., Тихонов А.В. Измерение окислительных свойств нетермальной аргоновой СВЧ-плазмы с помощью ферросульфатного дозиметра. — 6 с., 4 рис.

Рассматриваются окислительные эффекты нетермальной плазмы атмосферного давления. Цель исследования — изучить применимость ферросульфатного дозиметра (дозиметр Фрикке) для измерения окислительных свойств нетермальной плазмы. Показано, что под воздействием нетермальной плазмы в пробе ферросульфатного дозиметра образуются окислители, определяемые по переходу железа из двухвалентного в трехвалентное (пик поглощения при длине волны 304 нм). Сделан вывод, что ферросульфатный дозиметр может применяться для количественной оценки окислительного потенциала нетермальной плазмы.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Большаков О.С., Бубнов Г.М., Вдовин А.В., Вдовин В.Ф., Гладышев В.О., Гунбина А.А., Дубрович В.К., Землянха П.М., Кауц В.Л., Красильников А.М., Леснов И.В., Мансфельд М.А., Минеев К.В., Шарандин Е.А. Мобильный полноповоротный радиометрический комплекс для астрономических и атмосферных исследований. — 12 с., 9 рис.

Представлены результаты разработки радиометрического комплекса для астрономических и атмосферных исследований в 3-миллиметровом диапазоне длин волн. Радиометр собран по модуляционной схеме с механическим обтюратором, реализованным на сверхразмерных квазиоптических волноводах. В качестве антенной системы использована антенна Кассегрена с диаграммой направленности 1° по уровню -3 дБ. Калибровка осуществляется по встроенному генератору шума. Для наблюдений в выделенной области небесной сферы приемная часть комплекса вместе с антенной размещена на двухкоординатном опорно-поворотном устройстве. Управление, сбор и обработка экспериментальных данных осуществляются в удаленном режиме с помощью разработанного авторами программного обеспечения.

Васильев М.В., Зимовский В.Ф., Мельников А.Е., Суркис И.Ф., Рахимов И.А., Олифинов В.Г., Дьяков А.А., Васченков А.Б., Яковлев Н.И. Наблюдения космических аппаратов методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами на комплексе “Квazar-KBO”. — 15 с., 12 рис.

Традиционно для определения параметров орбиты космических аппаратов (КА) используются классические позиционные оптические измерения. Точность этих измерений ограничена многими факторами, поэтому для более точного эфемеридного сопровождения используются также радиотехнические доплеровские и дальномерные радиосигналы КА. В случае же, когда радиосигнал КА предназначен только для передачи информации и не содержит дальномерного кода, существует возможность наблюдений КА методами радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). В статье описаны несколько программ наблюдений КА средствами РСДБ-комплекса “Квazar-KBO”, приведены результаты спектрального анализа

принятого сигнала, а также оценена точность РСДБ-измерений на примере нескольких спутников, излучающих различные типы сигналов. На основе полученных результатов сделаны выводы о перспективности использования информационного радиоканала КА для проведения траекторных измерений. Приведены планы по проведению длинного ряда наблюдений для оперативного уточнения параметров орбиты КА.

Гулько В.Л., Мещеряков А.А. Поляризационно-модуляционный метод формирования радиолокационного изображения земной поверхности. — 10 с., 3 рис.

Для формирования радиолокационного изображения земной поверхности реализуется поляризационно-модуляционный метод, основанный на использовании зондирующих сигналов с линейной вращающейся плоскостью поляризации. Описан макет экспериментальной установки, реализующий этот метод. Приведены результаты экспериментальных исследований радиолокационных изображений земной поверхности, полученных с борта летательного аппарата АН-26 бортовой радиолокационной станции (РЛС) “Гроза-26”. Радиолокационные изображения получены в штатном режиме работы РЛС, с фиксированной вертикальной поляризацией излучения, и в режиме излучения, когда плоскость поляризации линейная и вращается с заданной частотой. Отмечается повышенный радиолокационный контраст протяженных объектов типа автомобильных и железных дорог на радиолокационном изображении земной поверхности при использовании поляризационно-модулированных зондирующих сигналов. Установлена связь характеристик принятых поляризационно-модулированных сигналов с поляризационными параметрами радиолокационных объектов, позволяющая обобщать полученные экспериментальные результаты.

Дунин Н.В., Дунин В.Б., Савинов С.А., Рыбаков А.С., Майбуров С.Н., Багдинова А.Н., Демихов Е.И. Прецизионная аппаратура для измерения сверхслабого оптического излучения от биокультур. — 8 с., 12 рис.

Разработана и изготовлена аппаратура для регистрации сверхслабого оптического излучения от биокультур. Создан малогабаритный блок регистрации оптического излучения в режиме счета фотонов на основе чувствительных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) со схемой дифференциального дискриминатора в каждом канале ФЭУ. Созданная четырехканальная система детекторов предназначена для регистрации и обработки электромагнитных колебаний, генерируемых микроорганизмами в активной и покоящихся фазах. Изучены характеристики излучения, испускаемого биокulturой сахаромикет *boulardii*.

Завьялов П.С., Кравченко М.С., Савинов К.И., Савченко М.В., Белобородов А.В. Высокоточные измерения термодформаций рефлекторов космических аппаратов. — 17 с., 12 рис.

Представлены результаты измерений термодформаций поверхностей, полученные при испытаниях рефлекторов при воздействии на них факторов космического пространства. Объекты имеют параболическую и гиперболическую формы, их диаметр от 600 до 1200 мм, термодформации измеряются на разных этапах термоциклирования. Оценка погрешности выполненных на базе термовакуумной камеры измерений составила менее 1 мкм.

Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М. Исследование изменения характеристик солнечных батарей при воздействии факторов космического пространства. — 8 с., 10 рис.

Описана конструкция стенда для исследования воздействия высокоскоростных микрочастиц на энергетические характеристики солнечных батарей путем анализа их вольт-амперной характеристики. Приведены результаты экспериментальных исследований деградации солнечных батарей, проведенных на ускорителе микрочастиц.

Панчук А.В., Якопов К.Г. Спектрограф для исследования атмосферы Земли. — 5 с., 3 рис.

Разработан дифракционный спектрограф высокого разрешения, предназначенный для круглосуточного мониторинга атмосферы Земли в оптическом диапазоне. Для регистрации прямого солнечного излучения спектрограф оснащен устройством сопровождения и оптическим волокном. Спектрограф используется для определения содержания водяного пара по отдельным линиям полос в красной и близкой инфракрасной областях спектра.

Филиппов М.В., Махмутов В.С., Максумов О.С., Квашнин А.Н., Стожков Ю.И., Соков С.В. Портативная установка для детектирования заряженной компоненты космических лучей. — 6 с., 3 рис.

Представлены описание и технические характеристики портативной научной установки Galactic Cosmic Rays (GCR) для детектирования заряженной компоненты космических лучей, разработанной в 2022 г. на Долгопрудненской научной станции ФИАН. В качестве детектирующих элементов использованы газоразрядные счетчики ТС-6, расположенные в два слоя по пять счетчиков. Слои верхних и нижних счетчиков разделены алюминиевым фильтром толщиной 7 мм. Данная установка предназначена для участия в международном эксперименте T3GER (Technological Innovation Into Iodine and GV Environmental Research), направленном на изучение влияния оксидов йода на озоновый слой.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Ботов Е.В., Иконников В.Н., Корнев Н.С., Митин Е.С., Назаров А.В., Седов А.А., Трегубенко Д.А. Стенд “Микроскоп” для проверки микроволновых радиointерферометров. — 7 с., 5 рис.

Описаны устройство и принцип действия стенда “Микроскоп” для определения погрешности измерения перемещений отражающей поверхности. Стенд создан на основе инструментального микроскопа БМИ-1, в качестве эталона сравнения в составе стенда используется стеклянная штриховая мера 2-го класса точности. Дана теоретическая оценка инструментальной погрешности измерения перемещений отражающей поверхности с помощью стенда. Приведены методика проверки микроволновых радиointерферометров при помощи разработанного стенда и результаты испытаний микроволнового радиointерферометра по представленной методике.

Ермалицкий Ф.А., Ермалицкая К.Ф., Лукьянов В.Н., Вязников А.Н., Кирпиченко Р.В., Мамаева Г.А., Радько А.Е., Самцов М.П., Филипова О.А. Временные характеристики одноэлектронных фотоумножителей ФЭУ-175, ФЭУ-186 с джиттером 0.4 нс.

Представлены результаты исследований временных характеристик (счетных, распределений амплитуд одноэлектронных импульсов, разброса времени прохождения сигналов (джиттера) на разных длинах волн) быстродействующих фотоумножителей ФЭУ-175 и ФЭУ-186 производства АО ЦНИИ “Электрон” (Санкт-Петербург). ФЭУ-175 и ФЭУ-186 соответственно оснащены бищелочным и мультищелочным фотокатодами, их рабочий спектральный диапазон составляет 250–650 и 250–800 нм. Усиление сигналов обеспечивает 14-диодная система умножения, при этом время нарастания импульсной характеристики ФЭУ не превышает 1.5 нс, а джиттер составляет около 0.4 нс. Данные ФЭУ могут использоваться в качестве фотодетекторов в одноквантовых кинетических спектрометрах с субнаносекундным разрешением и в других быстродействующих оптоэлектронных регистраторах.

Кожевников В.С., Пономарёв Р.С., Шмырова А.И. Технология производства линзованного оптического волокна с использованием оптического клея. — 16 с., 9 рис.

Описана технология создания оптических микролинз на торце волоконного световода с использованием оптического клея. Реализован метод дозирования и позиционирования клеевой микрокапли, позволяющий разместить объем клея около 0.2 пл с погрешностью не более 1 мкм на торце оптического волокна в области сердцевины. Проведен подбор оптического клея, максимально удовлетворяющего требованиям технологического процесса и физико-химическим свойствам микролинз. Показано, что использование микровибраций позволяет управлять формой капли, полимеризация которой дает возможность получать

линзованное волокно с заданными формой и фокусным расстоянием. Проведены результаты измерения фокусного расстояния и диаметра поля моды получившейся линзы.

Семенов Э.В., Малаховский О.Ю. Измерение малых потерь на поляризацию полупроводникового материала в готовых диодах. — 12 с., 7 рис.

Рассмотрен способ измерения потерь на поляризацию полупроводникового материала в области пространственного заряда готового диода. Показано, что измерение может быть выполнено методом сравнения с мерой емкостной добротности при помощи измерителей импеданса общего применения в лабораториях без стабилизации микроклимата и экранирования электромагнитных полей. Для исключения дрейфовой погрешности в этих условиях предлагается многократное регулярное переключение объекта измерения и меры. В результате тангенс угла потерь на поляризацию величиной $1.9 \cdot 10^{-4}$ удалось измерить с погрешностью $\pm 16\%$.

Шведун Н.В., Бобылев Д.А., Сиомаш М.Д., Шведун В.И. Соленоидальная линза для экспериментов по сверхбыстрой электронной дифракции. — 8 с., 8 рис.

Представлены результаты разработки соленоидальной линзы, предназначенной для экспериментов по сверхбыстрой электронной дифракции с использованием электронных пучков с энергией, равной единицам мегаэлектронвольт. Разработан метод определения рассогласования положений геометрического и магнитного центров линзы, основанный на измерении радиальной зависимости продольного магнитного поля.

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.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ра-

нее 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 редколлегии 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 подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую

подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отре-

дактировать 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/>