СОДЕРЖАНИЕ

Номер 3, 2020

Диагностика импульсных пучков электронов,	
ионов и атомов (0030р)	
А. И. Пушкарев, А. И. Прима,	5
Ю. И. Егорова, В. В. Ежов	3
ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА	
Диагностика эффективности газовой обдирочной мишени	
ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией	
Я. А. Колесников, А. М. Кошкарев,	
С. Ю. Таскаев, И. М. Щудло	25
Измерение эмиттанса пучка заряженных частиц	
в малогабаритных линейных ускорителях	
И. А. Каньшин, А. А. Солодовников	30
Спектрометр для измерения характеристик одиночного	
лазерно-ускоренного электронного сгустка с малым зарядом	
К. В. Губин, Ю. И. Мальцева,	
А. В. Оттмар, Т. В. Рыбицкая	40
Многоканальный детектор для контроля деградации сцинтилляционных	
и полупроводниковых детекторов в пучках тяжелых ионов	
низкой интенсивности	
Ю. Г. Тетерев, А. И. Крылов,	-
А. Т. Исатов, С. В. Митрофанов	50
Сравнительный анализ характеристик систем сбора данных	
с позиционно-чувствительных детекторов нейтронов	
Е. И. Литвиненко, А. А. Богдзель, В. И. Боднарчук,	
А. В. Чураков, И. В. Гапон, В. А. Дроздов, С. А. Куликов,	= /
С. м. мурашкевич, А. Б. пагорныи	56

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Простой цифровой термометр

А. В. Филатов, В. М. Кобзев, Н. А. Филатов, К. А. Сердюков, А. А. Новикова Временная зависимость сопротивления плазменно-эрозионного размыкателя для цепей быстрого разряда П. С. Анциферов, Л. А. Дорохин, А. А. Павлов 69 ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА Методы исследования спектров импульсного рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда О. А. Башутин, И. Г. Григорьева, А. Н. Корф, Г. Х. Салахутдинов 73 Наносекундный ускоритель электронов с неоднородной передающей линией и газонаполненным диодом В. Ф. Тарасенко, С. Б. Алексеев, Е. Х. Бакшт, А. Г. Бураченко, М. И. Ломаев 78 Юстировка и определение направления оси телескопического резонатора В. Я. Агроскин, Б. Г. Бравый, Г. К. Васильев, В. И. Гурьев, С. А. Каштанов, Е. Ф. Макаров, С. А. Сотниченко, Ю. А. Чернышев 83 Электронно-оптическая камера для исследования процессов в нано- и микросекундном диапазоне К. А. Алабин, Н. С. Воробьев, А. И. Заровский, В. И. Пелипенко, Н. З. Чиковани 86 Применение лазерной теневой фотографии с электронно-оптической регистрацией в хронографическом режиме для исследования динамики ударных волн в прозрачных материалах Б. А. Демидов, Е. Д. Казаков, Ю. Г. Калинин, Д. И. Крутиков, А. А. Курило, М. Ю. Орлов, М. Г. Стрижаков, С. И. Ткаченко, К. В. Чукбар, А. Ю. Шашков 90 Оптическая система с усилением яркости для исследования поверхности нанопорошков металлов во время горения Ф. А. Губарев, S. Кіт, L. Li, А. В. Мостовщиков, А. П. Ильин 96 Методы контроля степени униполярности крупногабаритных кристаллов LiNbO3 М. Н. Палатников, В. А. Сандлер, Н. В. Сидоров, 104 И. Н. Ефремов, О. В. Макарова

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Наземная установка для детектирования заряженной	
компоненты космических лучей CARPET	
М. В. Филиппов, В. С. Махмутов, Ю. И. Стожков, О. С. Максумов	109
Входное окно мишенной станции	
М. А. Маслов, А. Д. Гяоов, Н. В. Сквороднев, А. П. Солдатов	118
Исследование матричных датчиков пульсовой волны	
И. С. Явелов, Г. Л. Даниелян, А. В. Рочагов, А. В. Жолобов, О. И. Явелов	125
Система многочастотного акустического зондирования для исследования акустических характеристик верхнего слоя моря	
В. А. Буланов, И. В. Корсков, С. Н. Соседко, А. В. Стороженко	131

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Измерение концентрации активаторов рентгенофлуоресцентным методом на примере ионов Cr в кристаллах Al ₂ O ₃	
В. Е. Асадчиков, Б. С. Рощин, В. А. Федоров, А. Д. Нуждин, В. А. Шишков	137
Установка для изготовления оптических диэлектрических микрорезонаторов термическим методом	
К. Н. Миньков	142
Конфокальный коллиматор для радионуклидной диагностики и рентгенофлуоресцентного анализа	
С. И. Зайцев, О. В. Трофимов, Я. Л. Шабельникова, М. В. Чукалина	147
Метод эффективного сканирования сверхзвуковых струй разреженных газов	
А. С. Яскин, В. В. Каляда, А. Е. Зарвин, С. Т. Чиненов	152

ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ В ЛАБОРАТОРИЯХ

Установка для изучения процессов в жидких средах вблизи торца лазерного волокна

Н. В. Минаев, В. С. Жигарьков, Е. А. Олейничук, А. А. Туйцына, В. И. Юсупов В. Е. Зубов, И. А. Белов

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ	163
Правила публикации в ПТЭ	166

160

УДК 535.11+537.533.3+537.534.3

ДИАГНОСТИКА ИМПУЛЬСНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ, ИОНОВ И АТОМОВ (обзор)

(0030p)

© 2020 г. А. И. Пушкарев^{а,*}, А. И. Прима^а, Ю. И. Егорова^а, В. В. Ежов^а

^а Томский политехнический университет, Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 *e-mail: aipush@mail.ru Поступила в редакцию 25.11.2019 г. После доработки 25.11.2019 г. Принята к публикации 21.12.2019 г.

Представлен обзор методов диагностики таких наиболее важных параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов, как плотность тока, флюенс, полная энергия за импульс и распределение плотности энергии по сечению, состав пучка и его энергетический спектр. Основное внимание уделено методам диагностики пучков, предназначенных для технологических применений, с энергией частиц 0.01–1 МэВ и плотностью энергии 0.1–10 Дж/см². Статья содержит описание каждого диагностического метода, области применения и систематических погрешностей. Рассмотрена тепловизионная диагностика полной энергии пучка частиц, распределения плотности энергии по сечению, перемещения пучка в фокусной плоскости в серии импульсов, расходимости пучка при транспортировке до мишени. Представлена времяпролетная диагностика ионных пучков, которая позволяет определить состав пучка, флюенс и энергетический спектр ионов каждого типа в пучке сложного состава (ионы разной массы и кратности ионизации). Описана акустическая (терморадиационная) диагностика, основанная на регистрации пьезодатчиком акустических волн, формируемых пучком частиц в металлической мишени.

DOI: 10.31857/S0032816220030143

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие импульсных потоков энергии гигаваттной мощности, обеспечивающее нагрев и охлаждение приповерхностного слоя обрабатываемого изделия со скоростью 10⁸-10⁹ K/с (сверхскоростная закалка) при давлении 10⁸ Па (сверхмощная ковка) [1, 2], позволяет формировать в поверхностных слоях структуры, состав и нанометровые размеры которых недоступны для получения другими методами. В результате улучшаются свойства материалов: твердость, прочность, износостойкость; повышаются эксплуатационные характеристики изделий из таких материалов. Пучки электронов и ионов используются также для имитационного облучения конструкционных материалов при исследовании их радиационной стойкости [3-5].

Для контроля параметров импульсных пучков, предназначенных для технологических применений (с энергией частиц 0.01–1 МэВ, плотностью энергии пучка 0.1–10 Дж/см²), используют: тепловизионную диагностику (для измерения полной энергии и распределения плотности энергии по сечению, перемещения пучка в фокусной плоскости в серии импульсов и расходимости пучка при транспортировке до мишени), времяпролетную диагностику (для измерения состава ионного пучка, флюенса и энергетического спектра ионов каждого типа в пучке сложного состава), цилиндр Фарадея (для измерения полного тока) электронного пучка и плотности ионного тока), акустическую диагностику (для измерения распределения плотности энергии по сечению) и др.

2. ТЕПЛОВИЗИОННАЯ ДИАГНОСТИКА ПУЧКОВ ИОНОВ И АТОМОВ

При амплитуде импульса плотности ионного тока 200–300 А/см² и длительности 100–150 нс (форма импульса гауссиана) плотность заряда за 1 импульс составляет 15–20 мкКл/см². Это соответствует флюенсу однозарядных ионов за один импульс (0.9–1.3) · 10^{14} см⁻². Пробег ионов с энергией 200–300 кэВ в металлах не превышает 1 мкм, и их концентрация в приповерхностном слое составляет < 10^{18} см⁻³ (концентрация атомов железа $8.5 \cdot 10^{22}$ см⁻³). При этом плотность энергии мощного ионного пучка (м.и.п.) составляет 3–5 Дж/см², и



Рис. 1. Схема измерения распределения плотности энергии м.и.п. *1* – анод; *2* – катод; *3* – ионный пучок; *4* – мишень; *5* – оптическое окно; *6* – тепловизор.

основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при воздействии ионного пучка гигаваттной мощности, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов [6]. Поэтому для оптимизации режима обработки изделий таким пучком важен, прежде всего, контроль плотности энергии м.и.п., а калориметрическая диагностика является основным методом исследования параметров импульсных пучков ионов и ускоренных атомов [7].

В работе [8] представлен сравнительный анализ корректности диагностики пучков по амплитуде импульса плотности ионного тока и по плотности энергии м.и.п. Проанализировано влияние разброса энергии ионов, состава ионного пучка, ускоренных атомов, локальности диагностики и других факторов на погрешность диагностики м.и.п. Показано, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, не содержащую систематических погрешностей. В настоящее время тепловизионная диагностика широко используется для исследования параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов.

Впервые калориметрический метод для измерения параметров м.и.п. был использован в 1976 г. английскими учеными Christodoulides и Freeman [9]. Применение тепловизора для измерения распределения плотности энергии м.и.п. предложено в 1997 г. Davis и др. [10]. Выполненные исследования показали, что тепловизионная диагностика параметров импульсных пучков ионов и ускоренных атомов является эффективным методом оперативного контроля [7, 11, 12]. Она позволяет измерить за один импульс полную энергию пучка и распределение плотности энергии на мишени, оптимизировать работу ионного источника и контролировать режим облучения мишени.

Пространственное разрешение тепловизионной диагностики составляет 1–2 мм, чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка за один импульс при плотности энергии >0.02 Дж/см². Для корректного использования тепловизионной методики при контроле параметров м.и.п. необходимо учесть вклад электронов, плазмы и др. факторов в нагрев мишени [12].

2.1. Методика измерения плотности энергии м.и.п.

Тепловизионную диагностику параметров м.и.п. проводят по тепловому отпечатку на металлической мишени с использованием тепловизора. Схема регистрации приведена на рис. 1. В качестве мишени используют фольгу из нержавеющей стали [7] или титана [10, 11]. Среди широко используемых конструкционных материалов нержавеющая сталь выделяется более низкой теплоемкостью и теплопроводностью, что важно для тепловизионной диагностики. Для увеличения коэффициента излучения мишени тыльную (от ионного пучка) сторону покрывают черной матовой краской ($\varepsilon = 0.95$). Ресурс такой мишени составляет 10^3-10^4 импульсов м.и.п. с плотностью энергии до 15 Дж/см².

Генерация м.и.п. и облучение мишени происходят в диодной камере при давлении <10 Па, поэтому тепловой отпечаток пучка регистрируют через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры. В качестве окна используют плоскую пластину из фторида кальция (CaF₂), или NaCl, ZnSe, BaF₂. Фторид кальция и другие оптические материалы имеют неполное пропускание в рабочем спектральном диапазоне тепловизора (7–14 мкм), и показания тепловизора, регистрирующего проходящий через оптическое окно тепловой поток, необходимо корректировать. Выполненные исследования показали, что коэффициент ослабления теплового излучения окна из CaF₂ и BaF₂ меняется незначительно при длительном использовании для регистрации теплового отпечатка м.и.п.

Количество энергии *Е*, Дж, выделяемое в мишени при облучении, равно:

$$E = c_v m \Delta T = c_v d\rho S \Delta T(x, y),$$

где c_v , Дж/(г · град) — удельная теплоемкость; S, см² — площадь мишени; d, см — толщина мишени; ρ , г/см³ — плотность материала мишени; ΔT , градус — нагрев мишени.

Тогда плотность энергии м.и.п. J(x, y), Дж/см², при регистрации термограммы через оптическое окно будет равна:

$$J(x,y) = \frac{E}{S} = K_1 c_v d\rho \Delta T(x,y), \qquad (1)$$

где K_1 — коэффициент ослабления теплового излучения в оптическом окне. При минимальной температурной чувствительности тепловизора Fluke Ti10, равной 0.2° С, минимальная плотность энергии для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм составит 0.03 Дж/см² для окна из CaF₂ и 0.01 Дж/см² для BaF₂.

После нагрева лицевой стороны мишени ионным пучком тепловизор измеряет температуру ее тыльной стороны. Время, необходимое для повышения температуры тыльной поверхности мишени на 50% от максимальной, можно оценить по методу Паркера [13, 14]:

$$z_{0.5}[c] = \frac{1.38d^2}{\pi^2 a}$$

где a, m^2/c – температуропроводность.

Для мишени из нержавеющей стали толщиной 0.1 мм ($a = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{c}$) время прогрева $\tau_{0.5}$ не превышает 0.1 мс. В работе [15] представлены результаты расчета времени прогрева мишени, которое соответствует выравниванию температуры по толщине с градиентом <0.02°. При толщине мишени из нержавеющей стали <0.2 мм время прогрева не превышает 10 мс. При использовании тепловизора Fluke Ti400 в режиме видео регистрация теплового отпечатка на мишени происходит через 0.1 с после генерации импульса м.и.п. (аппаратная задержка). Поэтому погрешность тепловизионной диагностики, вызванная неоднородным прогревом мишени по толщине, незначительна.

Задержка регистрации термограммы м.и.п. может вносить погрешность в результаты тепловизионной диагностики из-за охлаждения мишени. При работе тепловизора в режиме видео (обычно 9 кадров в секунду) задержка между генерацией м.и.п. (длительностью 150 нс) и регистрацией термограммы не превышает 0.1 с.

На рис. 2 показано распределение плотности энергии м.и.п. в фокусной плоскости по вертикали и снижение температуры мишени в точке максимального нагрева в процессе охлаждения мишени. Поскольку ионный источник и мишень находятся в вакууме, охлаждение мишени происходит медленно, снижение температуры не превышает 2% за 0.2 с. Таким образом, погрешность тепловизионной диагностики, вызванная охлаждением мишени, незначительна.

Тепловизионная диагностика обеспечивает высокое пространственное разрешение распределения плотности энергии м.и.п. по сечению. Для его оценки в мишени было выполнено отверстие диаметром 3 мм (рис. 3). Тепловизионная диагностика позволила корректно регистрировать снижение температуры мишени в области отверстия, разрешающая способность диагностики составила 1–1.5 мм. Плотность энергии в области отвер-



Рис. 2. а — распределение плотности энергии м.и.п. в фокусной плоскости в вертикальном направлении через 0.1 с (1) и 1 с (2) после облучения; $\mathbf{6}$ — снижение (при охлаждении) температуры мишени в точке максимального нагрева.

стия не снижалась до нуля, так как за мишенью находился источник, температура которого выше начальной температуры мишени.

2.2. Расширение диапазона измерения тепловизионной диагностики

Большой интерес представляет контроль параметров м.и.п. с высокой плотностью энергии, необходимой для распыления мишени или ее модификации ударными волнами отдачи [2]. Однако абляция материала мишени ограничивает диапазон измерения с помощью тепловизионной диагностики. В работе [10] для расширения диапазона измерения использована металлическая сетка, установленная в области дрейфа и фокусировки м.и.п. Результаты измерений корректировали с учетом прозрачности сетки (рис. 4).

В работе [10] плотность энергии м.и.п. измеряли двумя методами: с использованием тепловизионной диагностики (т.е. по поглощенной в мишени плотности энергии) и по плотности ионного тока (т.е. полной плотности энергии м.и.п., равной интегралу произведения плотности ионного тока и ускоряющего напряжения по длительности импульса). Результаты показали, что при плотности энергии >5 Дж/см² (см. рис. 4) прозрачность металлической сетки уменьшается, и данные, полученные двумя методами, значительно различаются. При дальнейшем увеличении плотности энергии м.и.п. расхождение возрастает.

Прозрачность металлической сетки может изменяться из-за перекрытия абляционной плазмой области между проволочками сетки, особенно при ее низкой оптической прозрачности. В работе [16] обнаружена погрешность измерения плотности ионного тока, обусловленная перекрытием абляционной плазмой коллимирующего отверстия цилиндра Фарадея. При использовании металлической сетки для ослабления м.и.п. может происходить дополнительная фокусировка пучка собственным пространственным зарядом [17].

Другой метод расширения диапазона измерений тепловизионной диагностики основан на рассеянии м.и.п. после прохождения через коллимирующее отверстие в мишени [7, 10]. Когда ионный пучок рассеивается после прохождения через отверстие в первой мишени, плотность энергии пучка, падающего на вторую мишень (установленную на расстоянии 10–20 мм за первой), уменьшается до уровня ниже порога абляции, что обеспечивает корректность измерений и позволяет рассчитать среднюю плотность энергии в области отверстия первой мишени. Однако этот метод не позволяет измерить распределение плотности энергии м.и.п. по поперечному сечению и определить его полную энергию. Перемещение м.и.п. в фокусной плоскости в серии импульсов вносит существенную погрешность в этот метод.

Наши исследования показали, что максимальная плотность энергии, измеренная с помощью тепловизионной диагностики, значительно превышает порог абляции материала мишени (рис. 5). Это наблюдалось для всех исследованных материалов, за исключением вольфрама (табл. 1) [18, 19].

Перегрев *R*, %, рассчитывали по соотношению

$$R = \frac{100(J_{\text{макс}} - J_{\text{пор}})}{J_{\text{пор}}},$$

где $J_{\text{макс}}$ – плотность энергии м.и.п. в фокусе, $J_{\text{пор}}$ – пороговая плотность энергии абляции.

Эффект перегрева мишени при облучении м.и.п. может быть связан с метастабильным перегревом (выше точки кипения) расплавленного приповерхностного слоя мишени при его нагреве со скоростью выше $3 \cdot 10^{10}$ К/с. Экспериментальные данные о перегреве жидких металлов, полученные при нагреве металлической проволоки импульсным электрическим током со скоростью нагрева 10^8-10^{10} К/с, приведены в [20]. Перегрев (отношение разницы между экспериментальной температурой кипения металла и равновесной температурой к равновесной температуре кипения этого металла) в начальной точке взрыва варьировался от 21% для Al до 114% для Cd, для меди



Рис. 3. Термограмма м.и.п. (**a**) и распределение плотности энергии по линии, указанной на термограмме (**б**). Отверстие 3 мм, окно из BaF₂.

он составил 66%, а для вольфрама 110%. Величина перегрева не менялась при изменении скорости нагрева в диапазоне (2–80) · 10⁹ K/c.

В процессе импульсного лазерного нагрева металлической мишени, аналогичного нагреву импульсным электрическим током, тонкий приповерхностный слой металла плавился и в жидком состоянии перегревался выше его температуры кипения [21]. При достаточно высокой плотности лазерного излучения перегрев сопровождался переходом в область метастабильной жидкой фазы. Однако при длительности лазерного импульса более 5 нс перегрев не превышал критической температуры (спинодальная линия фазовой диаграммы) [20], относительная избыточная температура не превышал 66% для медной мишени.

Перегрев большинства мишеней при облучении м.и.п. значительно выше, чем перегрев металлических проволок при их импульсном нагреве электрическим током или металлической мишени при ее импульсном лазерном нагреве (см. табл. 1).

Кроме того, при облучении ионным пучком перегрев мишени зависит от ее размеров и толщины. При уменьшении толщины большой латунной мишени ее перегрев возрастает с 220 до 435% [18]. Для малой мишени перегрев достигает 350% и не меняется при изменении ее толщины. При длительности импульса м.и.п. менее 200 нс толщина расплавленного слоя не превышает 1 мкм [22], и увеличение толщины мишени с 75 до 200 мкм не должно влиять на процесс ее перегрева.

Перегрев мишени при облучении м.и.п. может быть связан с образованием, миграцией и последующим отжигом радиационных дефектов. При облучении мишени ионным пучком реализуется упругий (ядерный) механизм рассеяния с образованием радиационных дефектов [3]. Миграция радиационных дефектов в металлах имеет небольшую энергию активации, что обеспечивает их высокую подвижность и отжиг при температуре 100–200 К в нержавеющей стали [23] и 120–130 К в титане [24]. Плотность поглощенной энергии, Дж/см²



Рис. 4. Зависимость плотности энергии, измеренной с помощью тепловизионной диагностики, от полной плотности энергии м.и.п.: *1* – без сетки на мишени, *2* – с сеткой, *3* – плотность поглощенной энергии равна полной плотности энергии м.и.п. [10].

В приповерхностном слое мишени при облучении м.и.п. температура очень высока, что приводит к быстрой миграции части дефектов из абляционного слоя мишени и последующему выделению энергии в мишени при их отжиге. Толщина поверхностного слоя мишени, испаряемого под воздействием облучения м.и.п., не превышает 1 мкм, поэтому для миграции радиационных дефектов не требуется много времени. Исследование процесса остывания мишени после облучения м.и.п. подтверждает образование значительного количества радиационных дефектов [25].

Для коррекции результатов тепловизионной диагностики м.и.п. в условиях интенсивной абляции материала мишени можно использовать калибровочную зависимость, полученную по измерениям плотности энергии м.и.п. [18, 19]. Для этого необходимо измерить распределение плот-

Материал и толшина	Пороговая плотность энергии, Дж/см ²	Плотность энергии	Пере-	
мишени		Большая мишень 12 × 20 см	Малая мишень Ø10 мм	грев, %
Ті, 50 мкм	1.10	4.2-4.6	4.8-5.1	280-360
Латунь, 75 мкм	1.12	5.5-6.0	4.5-5.0	300-435
Латунь, 200 мкм	1.12	3.6-3.9	4.4-5.0	220-345
Нержавеющая сталь, 100 мкм	2.75	5.8-7.1	6.5-7.0	110-160
Си, 100 мкм	4.80	5.5-5.8	7.0-7.4	15-55
W, 200 мкм	5.54	5.4-5.6	_	≈0

Таблица 1. Плотность энергии м.и.п. в фокусе



Рис. 5. Распределение плотности энергии м.и.п. в фокусе в вертикальном (*1*) и горизонтальном (*2*) направлениях для мишени из латуни (**a**) и титана (**б**).

ности энергии м.и.п. по сечению при ослаблении пучка металлической сеткой (полная плотность энергии) и без использования сетки (плотность поглощенной энергии) (рис. 6). На расстоянии 10 мм перед мишенью была установлена сетка из нержавеющей стали. При фокусном расстоянии диода 13 см плотность энергии м.и.п. в области сетки была значительно ниже, чем в фокусе. Это позволило устранить эффект снижения оптической прозрачности сетки абляционной плазмой. Плотность энергии рассчитывали с учетом оптической прозрачности сетки (50%). Результаты приведены на рис. 7.

Аналогичные результаты по перегреву титановой мишени толщиной 0.64 мм при облучении импульсным ионным пучком (400 кэВ, 30 кА, длительность 0.5 мкс) представлены в работе [10] (рис. 7б). Полная плотность энергии м.и.п. равна интегралу произведения плотности ионного тока и ускоряющего напряжения по длительности импульса. Использование калибровочной кривой расширяет диапазон измерения плотности энергии ионного пучка до 10–12 Дж/см².

2.3. Влияние радиационных дефектов на погрешность тепловизионной диагностики м.и.п.

Одним из механизмов поглощения энергии ионов в металлах является упругое (ядерное) рассеяние на атомах мишени с формированием первичных радиационных дефектов (пар Френкеля) [26, 27]. Эти дефекты приводят к изменению механических свойств облученных изделий [28], радиационному разбуханию (swelling) [29] и др. Выполненные исследования показали, что формируемые м.и.п. в мишени радиационные дефекты за счет миграции из области плавления и абляции, а также последующей аннигиляции [30] значительно увеличивают максимальную плотность энергии, которую можно измерить с помощью тепловизионной диагностики.

В тепловизионной диагностике полную энергию м.и.п. рассчитывают по величине тепловой энергии в мишени сразу после облучения, так как в дальнейшем идет ее охлаждение за счет теплового излучения (см. рис. 2). Однако часть энергии м.и.п., затрачиваемой на формирование радиационных дефектов, не участвует в нагреве мишени сразу после облучения, так как время аннигиляции дефектов при температуре 100-200°С составляет десятки секунд [30]. Это вносит существенную погрешность в результаты измерения плотности энергии м.и.п. с помощью тепловизионной диагностики. В табл. 2 приведены результаты измерения плотности энергии м.и.п. при использовании мишеней из разных металлов [31]. Каждая серия измерений состояла из десяти последовательных импульсов, режим работы ускорителя был неизменным в течение исследования всех мишеней. При использовании мишеней из разных металлов показания тепловизионной диагностики различаются на 40-60% при нестабильности плотности энергии в серии импульсов (для одной мишени) не более 10%.

Значительный разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан с разной пороговой энергией абляции этих металлов (энергией, необходимой для нагрева импульсным ионным пучком приповерхностного слоя мишени до температуры кипения). При моделировании воздействия м.и.п. с длительностью импульса 150 нс получено, что пороговая плотность энергии абляции составляет 1.1 Дж/см² для титановой мише-



Рис. 6. Термограмма м.и.п. (**a**) и распределение плотности энергии в фокусе в горизонтальном сечении (**б**): *1* – при ослаблении м.и.п. сеткой и по результатам расчета с учетом ее прозрачности; *2* – без сетки.



Рис. 7. Зависимости плотности поглощенной энергии (1, 3) и пороговой плотности энергии (2, 4) от полной плотности энергии для мишеней из нержавеющей стали (**a**), титана (**б**) [18] и по результатам работы [10] (3, 4).

ни, 2.75 Дж/см² для мишени из нержавеющей стали и 4.8 Дж/см² для медной мишени [31] (см. табл. 1). Радиационные дефекты, формируемые пучком в мишени, увеличивают пороговую плотность энергии абляции до 4.8—7.4 Дж/см² за счет миграции дефектов из области абляции и последующей аннигиляции [18]. В наших экспериментах плотность энергии м.и.п. не превышала 4 Дж/см², поэтому абляция материала мишени не влияла на показания тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов.

Разброс показаний тепловизионной диагностики при использовании мишеней из разных металлов может быть связан также с различием затрат энергии ионного пучка на формирование радиационных дефектов в этих металлах. Выполненные исследования показали, что потери энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов (на 5– 10% превышающие энергию аннигиляции радиационных дефектов при охлаждении мишени) пропорциональны начальной тепловой энергии в мишени после облучения ионным пучком [19, 30]. Поэтому скорректированную (полную) плотность энергии м.и.п. $J_{\text{кор}}$, Дж/см², можно рассчитать по соотношению:

$$J_{\rm KOP} = K_1 K_2 c_v d\rho \Delta T,$$

где K_2 равен 1.22 для мишени из нержавеющей стали, 1.3 для Си и 1.7 для Ті [31].

Учет потерь энергии м.и.п. на формирование радиационных дефектов позволяет исключить погрешность измерения плотности энергии м.и.п. (на 40–60%) при использовании мишеней из разных металлов (см. табл. 2).

Материал мишени	Серия измерений	Плотность энергии, Дж/см ²		
		в фокусе	Скорректированная величина	
Ti	Серия 1	$2.3 \pm 10\%$	$3.9 \pm 10\%$	
	Серия 2	$2.3 \pm 9\%$	$3.9\pm9\%$	
Нержавеющая сталь	Серия 1	$3.2 \pm 6\%$	$3.9 \pm 6\%$	
	Серия 2	$3.3\pm6\%$	$4.0\pm6\%$	
Cu	Серия 1	$3.6\pm6\%$	$4.6\pm6\%$	

Таблица 2. Плотность энергии м.и.п. в фокусе

3. ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ДИАГНОСТИКА ИОННЫХ ПУЧКОВ

Состав м.и.п. определяет глубину модифицированного слоя обрабатываемого изделия и величину поглощенной дозы. Поэтому в процессе оптимизации режима обработки изделия важно контролировать состав и соотношение концентраций ионов в пучке. В металлах и сплавах при энергии ионов 200-300 кэВ пробег в мишени не превышает 0.5-1 мкм, однако при длительности импульса 0.2 мкс тепловой фронт распространяется к концу импульса на глубину 2 мкм [32, 33]. Поэтому для металлических изделий состав м.и.п. не так важен, как глубина распространения теплового фронта. Однако для исследования работы ионного диода, расчета увеличения плотности ионного тока по сравнению с расчетным значением по соотношению Чайлда–Ленгмюра [34] важно знать состав формируемого ионного пучка.

Метод исследования состава пучка ионов по их пространственному разделению с помощью магнитного поля был впервые предложен Дж. Томсоном в 1913 г. (спектрометр Томсона). В 1919 г. Е.W. Aston разработал прототип современного магнитостатического масс-спектрометра [35]. Для разделения ионов с большой массой в спектрометре Томсона необходимо использовать магнитное поле с индукцией более 1 Тл, что увеличивает габариты и массу прибора.

В спектрометре Томсона детальную информацию о составе пучка и распределении энергии ионов получают с помощью трековой диагностики в пластике CR-39 [36, 37]. Однако обработка регистрирующих пластин требует много времени. Корректную информацию можно получить только при исследовании состава пучка за один импульс, что затрудняет контроль изменений состава м.и.п. в серии импульсов. Использование фоточувствительных полупроводниковых матриц в спектрометре Томсона [38] затруднено из-за разрушения фоточувствительных элементов в высоковольтных источниках м.и.п.

Для анализа состава м.и.п. можно использовать пространственное разделение различных ионов по пути дрейфа от диода к регистрирующему устройству. Первый времяпролетный анализатор был построен Wiley, MacLaren в 1955 г. [39]. Более подробный обзор истории развития времяпролетных масс-спектрометров с момента их изобретения до настоящего времени представлен в работе [40]. Использование быстродействующего цилиндра Фарадея и широкополосного осциллографа позволяет оперативно контролировать состав м.и.п. с использованием датчика, установленного на расстоянии 10–15 см от диода. Времяпролетная диагностика м.и.п. обеспечивает оперативный контроль изменения его состава в серии импульсов.

При ускорении в зазоре анод-катод диода ионы разной массы и степени ионизации приобретают одинаковую энергию, но разную скорость [41, 42]. При этом полагают, что в диоде ионы разных типов формируются синхронно в течение импульса ускоряющего напряжения и на пути дрейфа их скорость не меняется. При плотности энергии м.и.п. <10 Дж/см² и длительности импульса 150 нс концентрация ионов не превышает 10^{13} см⁻³, поэтому вероятность их столкновения (и изменения скорости) в пространстве дрейфа низка. Расходимость ионов в м.и.п. составляет 5° -8° [43].

Для каждого момента времени генерации м.и.п. по величине ускоряющего напряжения (шаг 1 нс) рассчитывают плотность тока ионов определенного типа и время задержки прихода этих ионов в коллимированный цилиндр Фарадея (к.ц.Ф.). Расчетные кривые сопоставляют с экспериментальными данными [7, 12]. Такая методика позволяет определить состав м.и.п. более точно, чем при использовании задержки максимальной амплитуды плотности ионного тока по отношению к максимальной амплитуде ускоряюшего напряжения [44-46]. На рис. 8 приведены типичные осциллограммы ускоряющего напряжения и плотности ионного тока, генерируемого фокусирующим диодом при работе в двухимпульсном режиме [6]. Расстояние до к.ц.Ф. 14 см.

Результаты измерения плотности энергии м.и.п. подтверждают корректность времяпролетной диагностики. Плотность энергии *q*, Дж/см²,

равна интегралу произведения ускоряющего напряжения и рассчитанной по одномерному соотношению Чайлда—Ленгмюра плотности ионного тока:

$$q_{\text{pacy}}(t) = \int_{t_0}^{\infty} U(t)j(t)dt =$$

$$= \frac{4K_3\varepsilon_0\sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}}\int_{t_0}^{\infty} \frac{U^{5/2}(t)dt}{[d_0 - v(t - t_0)]^2},$$
(2)

где z – заряд иона, m_i – масса иона, d_0 – начальный зазор анод-катод, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость, U – ускоряющее напряжение, v – скорость расширения плазмы, K_3 – коэффициент усиления плотности ионного тока, t_0 – момент времени изменения полярности на аноде (t_0 = 450 нс на рис. 8а).

Для экспериментальных данных на рис. 8а плотность энергии м.и.п., рассчитанная по результатам времяпролетной диагностики (для ионов N^{2+}), составляет 4.3 Дж/см², что на 20% меньше, чем по результатам тепловизионной диагностики (см. рис. 8б). Расхождение связано с регистрацией тепловизионной диагностикой нагрева мишени ионами и ускоренными атомами, образованными при перезарядке ионов [6, 47].

Времяпролетная диагностика импульсных пучков ионов, содержащих легкие (протоны или дейтроны) и тяжелые (C⁺ или N⁺, Cu⁺, Fe⁺) ионы, показала задержку регистрации легких ионов цилиндром Фарадея по сравнению с расчетными значениями [48]. Задержка протонов с энергией 250-300 кэВ составила 40-50 нс на пути дрейфа 14-16 см. При энергии дейтронов 1 МэВ на пути дрейфа 45 см задержка составила 16 нс [49]. При низкой концентрации протонов задержка регистрации ионов не превышала погрешности времяпролетной диагностики. Задержка регистрации легких ионов связана с их торможением объемным зарядом м.и.п. (отрицательным из-за избыточной концентрации низкоэнергетических электронов) в области дрейфа от диода до к.ц.Ф. [48].

Для анализа состава м.и.п. в качестве регистрирующего устройства для ионов используют цилиндр Фарадея, который в основном определяет точность времяпролетной диагностики и ее разрешающую способность. Для эффективной транспортировки и фокусировки м.и.п. необходимо обеспечить его зарядовую нейтрализацию электронами. В противном случае в результате кулоновского расталкивания он будет рассыпаться. Однако при измерении плотности ионного тока с помощью цилиндра Фарадея необходимо удалить электроны из м.и.п. Для этой цели используют поперечное магнитное поле (к.ц.Ф. с магнитной отсечкой) или электрическое поле (к.ц.Ф. с электрическим смещением).



13

Рис. 8. а — осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и экспериментальной (точки) и рассчитанной по времяпролетной диагностике (линия) плотности ионного тока (2); $\mathbf{6}$ — распределение плотности энергии м.и.п. в фокусе в вертикальном (3) и горизонтальном (4) направлениях.

Коллимированный цилиндр Фарадея предназначен для измерения плотности ионного тока. Он представляет собой коллектор для сбора заряда, соединенный с сопротивлением. Через коллимирующее отверстие определенного диаметра исследуемый пучок частиц попадает на коллектор. Низкоэнергетические электроны, компенсирующие заряд ионов пучка, в магнитном поле отклоняются под действием силы Лоренца и не попадают на коллектор к.ц.Ф. (рис. 9). Радиус движения электронов в магнитном поле (радиус Лармора) равен:

$$R_L = \frac{mv}{eB} = \frac{\sqrt{2mE}}{eB}$$

где Е – кинетическая энергия электрона.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020



Рис. 9. Схема движения электронов в к.ц.Ф. с магнитной отсечкой.

На рис. 10 показана зависимость радиуса Лармора от энергии электрона. Энергия электронов, компенсирующих заряд ионов в м.и.п., не превышает 10 кэВ, и магнитное поле, создаваемое постоянными магнитами (0.2–0.3 Тл), предотвращает попадание электронов на коллектор, даже при небольших размерах к.ц.Ф.

Мощный ионный пучок, заряд ионов в котором компенсирован электронами, представляет собой плазму, которая подавляет проникновение магнитного поля в его объем. При частоте электромагнитного излучения значительно ниже частоты ленгмюровских колебаний магнитное поле проникает в плазму на глубину скин-слоя, определяемую как [50]:

$$\lambda_e = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} \approx \frac{c}{\omega_p},$$

где *с* – скорость света, ω_p – частота ленгмюровских колебаний.

Численное значение ленгмюровской частоты можно определить по соотношению $\omega_p = 5.64 \times 10^4 n_e^{0.5}$ Гц, где n_e , см⁻³ – концентрация электронов. Тогда толщина скин-слоя (расстояние, на котором индукция магнитного поля снижается в 2.7 раза) будет равна:

$$\lambda_e[\mathrm{cM}] = \frac{5.3 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e}}.$$

Для м.и.п. с однократно ионизованными ионами при полной зарядовой нейтрализации $n_e = n_i$. Концентрацию ионов в м.и.п. можно рассчитать по соотношению [6]:

$$n_{i}(t) = \frac{j_{i}(t)}{zv_{i}} = \frac{j_{i}(t)\sqrt{m_{i}}}{z\sqrt{2zU(t)}},$$
(3)

где j_i — плотность ионного тока, v_i — скорость иона в области дрейфа (v_i = const).

На рис. 11 приведены результаты расчета толщины скин-слоя в зависимости от плотности ионного тока. Величина скин-слоя в ионном пучке с плотностью тока 200–300 А/см² составляет 2–4 мм. Поэтому для эффективного удаления электронов диаметр коллимирующего отверстия в к.ц.Ф. с магнитной отсечкой может быть равен 4–8 мм.

Энергетический спектр ионов является одной из важнейших характеристик м.и.п., определяющей его распределение по глубине при поглощении в мишени. Времяпролетная диагностика позволяет оперативно контролировать спектр отдельно для каждого типа ионов. В этом случае для каждого значения ускоряющего напряжения, регистрируемого цифровым осциллографом (шаг 1 нс), рассчитывают временную задержку и строят кривую изменения кинетической энергии ионов определенного типа, синхронную с осциллограммой сигнала с к.ц.Ф. [12]. Энергетические спектры ионов, формируемых плоским диодом с графитовым анодом, приведены на рис. 12.

Времяпролетная диагностика позволяет определить основные характеристики м.и.п.: состав пучка и абсолютные значения суммарного флюенса ионов, флюенса ионов разной массы и кратности ионизации, энергетический спектр каждого типа ионов. Контроль параметров м.и.п. не требует сложного оборудования и длительной обработки результатов измерений. Диагностика успешно апробирована на разных ионных ускорителях, которые формируют м.и.п. сложного состава мощностью 6–8 ГВт и концентрацией до 10¹³ см⁻³.

4. ДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Широкое применение импульсных электронных пучков для накачки газовых лазеров, инициирования неравновесных плазмохимических процессов и др. требует формирования электронных пучков большой площади с высокой однородностью плотности энергии по сечению [51]. Для измерения распределения энергии пучка в поперечном сечении используют секционированный калориметр [52]. Однако для обеспечения пространственного разрешения <1 мм при площади пучка >20 см² конструкция калориметра становится сложной и процесс измерения занимает много времени. В статье [53] представлен секционированный калориметр, предназначенный для регистрации электронного пучка. Коллектор калориметра диаметром 100 мм имеет 61 секцию, температуру которых определяли с помощью тепловизора.

Для анализа структуры импульсного электронного пучка в поперечном сечении можно использовать люминесценцию природных минералов [54, 55]. Продолжительное время послесвечения (более 10 мин) позволяет зарегистрировать профиль электронного пучка. Однако этим методом нельзя измерить абсолютные значения плотности электронного тока или плотности энергии. Кроме того, при многократном облучении мине-

10





Рис. 10. Зависимость радиуса Лармора от энергии электрона при магнитной индукции 0.2 (1), 0.3 (2) и 0.4 Тл (3).

рала электронным пучком его свойства изменяются из-за формирования радиационных дефектов, что вносит погрешность в результаты измерений.

Для измерения поглощенной дозы при облучении электронным пучком используют дозиметрическую радиационно-чувствительную пленку (сополимер с феназиновым красителем) типа ПОР [56, 57]. Величину поглощенной дозы рассчитывают по изменению оптической плотности дозиметрической пленки на длине волны 512 нм по калибровочной зависимости. прилагаемой изготовителем дозиметрической пленки. Толщина пленки составляет 0.1 мм (толщина чувствительного слоя 15 мкм), что позволяет регистрировать поглощенную дозу с высоким пространственным разрешением.

Для расчета распределения плотности энергии электронного пучка в поперечном сечении необходимо измерить распределение оптической плотности ($\lambda = 512$ нм) автографа пучка на дозиметрической пленке на большой площади с высоким пространственным разрешением. Использование спектрофотометра позволяет работать в области линейной зависимости оптической плотности от поглощенной дозы, но значительно усложняет процесс измерения. Кроме того, при уменьшении менее 5 мм диаметра зондирующего луча спектрофотометра возрастает погрешность измерения оптической плотности в области больших поглощенных доз.

Для упрощения процедуры обработки дозиметрической пленки с автографом импульсного электронного пучка были исследованы корреляции оптической плотности ($\lambda = 512$ нм) дозимет-



Толшина скин-слоя. мм

Рис. 11. Зависимость толшины скин-слоя м.и.п. от плотности ионного тока при энергии ионов 100 (1), 200 (2) и 300 кэВ (3).

рической пленки и параметра "light" цифрового изображения пленки [6]. Параметр "light" извлекали из цифрового изображения пленки с помощью математического пакета MathCad 2001™ посредством встроенной в пакет функции. Дозиметрическая пленка была просканирована на сканере HP Scanjet 3970TM при использовании режима сканирования слайдов с аппаратным пространственно-цветовым разрешением 200 dpi RGB. Параметр "light" обеспечивал хорошую корреляцию с оптической плотностью пленки, измеренной спектрофотометром ($\lambda = 512$ нм), за-



Рис. 12. Спектры флюенса ионов C^+ (1) и протонов (2), генерируемых плоским диодом.

300



Рис. 13. Двумерное изображение распределения плотности энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении.

висимость поглощенной дозы D, кГр, от параметра "light" L, отн. ед., описывалась соотношением $D = 368 - 4.59L + 0.014L^2$ с погрешностью 1.2%.

Обработку автографа импульсного электронного пучка на дозиметрической пленке проводили в следующем порядке:

 – сканирование пленки на сканере с высоким разрешением по цвету и по координате;

 – составление из цифрового изображения двумерной матрицы параметра "light";

 – обработка в программе ORIGIN 9.1 OriginLab Corporation [58] матрицы параметра "light", составление матрицы поглощенной дозы;

 преобразование в программе ORIGIN 9.1 матрицы поглощенной дозы в матрицу плотности энергии электронного пучка;

 представление матрицы плотности энергии электронного пучка в виде трехмерного графика.

На рис. 13 приведено двумерное распределение плотности энергии импульсного электронного пучка (один импульс), полученное по изложенному выше алгоритму. Анодная фольга ускорителя лежит на опорной решетке с прорезями шириной 5 мм.

Выполненные исследования показали, что дозиметрическая пленка позволяет измерять распределение плотности энергии импульсного электронного пучка с разрешением 1 мм и плотностью энергии в диапазоне 0.1—10 Дж/см². Однако высокая стоимость пленки ограничивает ее применение. Кроме того, после облучения дозиметрическую пленку необходимо выдержать 5—6 ч для стабилизации радиационно-химических процессов [56]. Дозиметрическая пленка рассчитана на регистрацию поглощенной дозы при энергии электронов >300 кэВ [56], что также ограничивает область ее применения, особенно для импульсных пучков электронов с широким спектром энергии.

Для оперативного контроля параметров сильноточного электронного пучка используют тепловизионную диагностику [59–62]. Она обеспечивает измерение распределения плотности энергии электронного пучка по сечению, полной энергии электронного пучка и энергетического спектра электронов. Диагностика основана на измерении теплового отпечатка электронного пучка на металлической мишени [61, 62] или в материале с низкой объемной плотностью и низкой теплопроводностью [6, 59]. В отличие от методики с использованием радиочувствительных (дозиметрических) материалов, тепловизионная диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов и много времени на обработку.

Для измерения распределения плотности энергии импульсного электронного пучка по сечению используют тепловой отпечаток электронного пучка на металлической мишени, схема измерения и расчетные соотношения аналогичны тепловизионной диагностике мощных ионных пучков [61, 62].

Распределение поглощенной дозы по глубине мишени зависит от спектра электронов в пучке, поэтому тепловизионную диагностику можно использовать для оперативного контроля энергетического спектра электронов. Для измерения распределения поглощенной дозы электронного пучка по глубине мишени в цилиндрической мишени из пенополистирола предварительно выполняли разрез по диаметру. После облучения мишени импульсным электронным пучком разрезанную мишень открывали и регистрировали тепловое изображение на ее внутренней поверхности.

На рис. 14 приведены осциллограммы ускоряющего напряжения, генерируемого ускорителем ТЭУ-500 [63], и термограмма внутренней поверхности мишени. Диаметр мишени 85 мм, толщина 110 мм. Направление движения электронов – снизу-вверх. Термограммы были обработаны по программе SmartView 4.1 Fluke Corporation [64]. На рис. 15 представлено распределение поглощенной дозы по глубине мишени и результаты моделирования поглощения моноэнергетического электронного пучка в пенополистироле с плотностью 0.016 г/см³ по программе PCLab [65]. Как следует из рис. 14 и 15, при увеличении ускоряющего напряжения с 300 до 380 кВ (см. рис. 14а) экстраполированный пробег электронов увеличился с 60 до 85 мм (см. рис. 15).

Тепловизионная диагностика позволяет оперативно контролировать наиболее важные параметры импульсных электронных пучков: распределение плотности энергии по сечению; энергетический спектр электронов; полную энергию



Рис. 14. а – осциллограммы ускоряющего напряжения при зазоре анод-катод 10.5 мм (*1*) и 16 мм (*2*); **б** – термограмма мишени при зазоре анод-катод 16 мм.

пучка за один импульс. Время регистрации термограммы не превышает 0.1–0.2 с. При правильном выборе режима облучения пенополистироловой мишени не происходит ее расплавления, что обеспечивает большой ресурс работы.

Выполненное тестирование разработанной тепловизионной диагностики показало, что чувствительность типового тепловизора обеспечивает регистрацию теплового отпечатка импульсного электронного пучка за один импульс при низкой плотности энергии. При регистрации импульсного электронного пучка с энергией электронов 350-400 кэВ минимальная плотность энергии, которую можно зарегистрировать тепловизионной диагностикой, не превышает 0.1 Дж/см² или 10 А/см² при ллительности импульса 60 нс. Охлаждение мишени идет медленно, и за первые 3 с температура снижается на 5-7%. Медленное остывание мишени позволяет повысить чувствительность тепловизионной диагностики за счет регистрации теплового отпечатка нескольких импульсов пучка. При 140 пикселях в матрице тепловизора Fluke Ti10 пространственное разрешение составляет 0.9 мм.

5. АКУСТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА ПУЧКОВ

При поглощении в твердом теле импульсного пучка ионов, электронов или атомов происходит формирование акустических волн вследствие нагревания и теплового расширения среды (терморадиационный или термоупругий эффект) [66, 67]. При абляции материала мишени в ней формируются ударные волны отдачи [2]. Для коротких импульсов амплитуда акустического сигнала пропорциональна поглощенной дозе, и форма

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

акустического сигнала (поперечная волна) повторяет форму распределения плотности энергии по сечению пучка. При этом должно выполняться условие [66]:

$$\tau \ll D/s$$

где τ — длительность импульса излучения, D — диаметр пучка, s — скорость звука в стержне дозиметра.

При использовании медной мишени (скорость звука 3680 м/с) и диаметре пучка 5 см длительность его импульса должна быть меньше 10 мкс, что выполняется в большинстве генераторов импульсных пучков заряженных частиц. На рис. 16 приведены результаты измерения амплитуды акустических волн, генерируемых в воде короткими импульсами протонных, электронных и лазерных пучков [66]. Наблюдается линейная зависимость акустического сигнала от энергии в импульсе.

Терморадиационный эффект использован для измерения распределения энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении [68—70]. На рис. 17 изображен проволочный дозиметр для измерения характеристик электронных пучков [68].

В работе [71] представлены результаты измерения энергии импульсного электронного пучка с помощью акустической диагностики. В зону пролета пучка помещена мишень — медный провод прямоугольного сечения $2 \times 5 \text{ мм}^2$. Мишень расположена перпендикулярно движению электронов, на одном ее конце закреплен пьезоэлектрический преобразователь (пьезодатчик), другой конец имеет конусообразную форму для поглощения акустических колебаний, распространяющихся в противоположную сторону от датчика.

Нормированная поглощенная доза



Рис. 15. Нормированное распределение поглощенной дозы по глубине мишени (точки) при зазоре анод-катод 10.5 (*1*) и 16 мм (*2*). Результаты моделирования поглощения электронов (линии) с энергией 100 (*3*), 300 (*4*), 380 (*5*) и 500 кэВ (*6*).

Схема облучения и регистрации акустических волн приведена на рис. 18. Выполненные измерения показали, что интеграл первой полуволны сигнала с пьезодатчика пропорционален полной энергии электронного пучка в импульсе (рис. 19).

Аналогично электронному пучку, при поглощении ионного пучка в мишени в результате терморадиационного эффекта формируются акустические волны. В работах [72, 73] представлены результаты исследования формирования акустических волн в образцах из алюминия и титана при воздействии м.и.п. Исследования выполнены на ускорителе ТЕМП-6 [74] (350 кВ, 75 нс, плотность ионного тока 200–350 А/см²). Акустические волны регистрировали с помощью пьезодатчика, расположенного с тыльной стороны мишени, по оси пучка.

Зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности ионного тока показана на рис. 20. При увеличении плотности ионного тока давление возрастало нелинейно от нескольких мегапаскалей до 70—80 МПа. В монографии [2] представлены результаты исследования тепловых и ударно-волновых процессов при поглощении ионного пучка в стальной мишени. Исследования проводили на ускорителе BEPA (660 кэВ, 110 нс, протонно-углеродный пучок) с помощью пьезодатчика, установленного с тыльной стороны мишени. Однако используемая геометрия регистрации акустических волн не позволила контролировать распределение плотности энергии м.и.п. по сечению пучка.

В работе [33] представлена акустическая диагностика м.и.п. Тестирование диагностики проведено



Рис. 16. Зависимость амплитуды акустической волны от энергии импульса для протонных (1, 2), электронных (3) и лазерных (4) пучков в воде [66].



Рис. 17. Дозиметр с рабочим телом в виде плоского меандра [68].

на ускорителе ТЕМП-4М (250—300 кВ, 150 нс). Мишень располагали в фокусе диода перпендикулярно движению ионов. Схема облучения и регистрации акустических волн аналогична приведенной на рис. 18. В качестве мишени использовали медный провод прямоугольного сечения 2 × 7 мм² и длиной 5 м. На рис. 21 показаны характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика.

При генерации м.и.п. формируются электромагнитные помехи (при t = 0, см. рис. 21а), превышающие сигнал с пьезодатчика. Для снижения



Рис. 18. Схема регистрации акустических волн, формируемых электронным пучком. *1* – мишень (провод); *2* – пьезодатчик; *3* – гасящие конусы; *4* – пучок.



Рис. 19. Зависимость интеграла акустического импульса от полной энергии электронного пучка.

уровня помех пьезодатчик располагали в пультовой комнате и в качестве мишени использовали медный провод длиной 5 м, один конец которого размещали в камере ускорителя, а другой — вместе с пьезодатчиком в пультовой комнате. Задержка акустической волны при распространении в проводе составила 1.36 мс (скорость акустических волн в меди 3680 м/с), что позволило зарегистрировать сигнал с пьезодатчика после прохождения электромагнитных помех (рис. 21а).

Акустические волны, возникающие при поглощении м.и.п., распространяются по длинному волноводу (проводу) и регистрируются пьезодатчиком, удаленным от места генерации. Глубина пробега ионов, формируемых ускорителем ТЕМП-4М, в меди не превышает 1 мкм. Поэтому при поглошении м.и.п. в медном проводе толщиной 2 мм формируются продольные (по отношению к направлению распространения м.и.п.) акустические волны, которые трансформируются в поперечную волну. Процессы трансформации продольной волны в поперечную и внутреннего отражения акустической волны при распространении вдоль волновода приводят к формированию характерной формы акустической волны в месте расположения пьезодатчика. Идет рост амплитуды волны для каждого последующего периода (см. рис. 21б), после чего – затухание. При постоянной энергии м.и.п. в серии импульсов форма и амплитуда сигнала с пьезодатчика изменяются незначительно.

С помощью тепловизионной диагностики получена калибровочная зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности энергии м.и.п. Мишень, на которой регистрировали термограмму пучка, располагали в фокусе диода непосредственно за медным проводом. На рис. 22 пока-





Рис. 20. Зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности ионного тока [73].

зана характерная термограмма ионного пучка. Выполнена калибровка диагностического стенда методом падающей массы и определена зависимость давления в области поглощения ионного пучка от плотности энергии. На рис. 23 показана зависимость максимального давления в области поглощения м.и.п. от плотности энергии. Для сравнения представлены данные работ [2, 73, 75].

Полученные значения давления в области поглощения м.и.п. значительно превышают данные моделирования, приведенные в монографии [75]. Ионный пучок (660 кВ, 120 нс), содержащий ионы углерода (40%) и протоны, при плотности мощности до 67.5 МВт/см² (3.4 Дж/см² для приведенных в работе осциллограмм) формирует в алюминиевой мишени акустические волны за счет термоупругого механизма генерации. Давление в области поглощения м.и.п. пропорционально плотности мощности пучка (или плотности энергии, так как длительность импульса не меняется) (рис. 23, кривая 2).

При дальнейшем увеличении плотности энергии начинается абляция материала мишени, что приводит к резкому росту давления (см. рис. 23, кривая 2) за счет абляционного механизма формирования ударных волн отдачи [2]. На рис. 23 (кривая 3) показаны также экспериментальные результаты измерения давления в титановой мишени при облучении импульсным протонным пучком (ускоряющее напряжение 350 кВ, плотность ионного тока 200–400 А/см², длительность импульса 150 нс) [73].

В работе [10] экспериментально получено, что абляция титановой мишени при облучении мощным протонным пучком (400 кВ, 0.5 мкс) происходит при плотности энергии выше 5 Дж/см², что соответствует данным работы [73] (см. кривую *3*



Рис. 21. Осциллограммы сигнала с пьезодатчика, два последовательных импульса: **а** – полный сигнал и **б** – начальная часть.

на рис. 23). Давление, формируемое в медной мишени при облучении м.и.п. (ускоряющее напряжение 660 кВ, длительность импульса 120 нс), показано на рис. 23 кривой 4 [2].

Длительность энергетического воздействия м.и.п. на мишень меньше периода акустической волны в ней, поэтому амплитуда акустического сигнала прямо пропорциональна плотности энергии, и терморадиационный эффект позволяет измерять не только плотность энергии, но и распределение плотности энергии по сечению м.и.п. Глубина пробега ионов (0.5–1 мкм) и соответствующая область повышенного давления значительно меньше толщины мишени. За время действия ионного пучка (150 нс) размер области повышенного давления за счет распространения акустической волны в меди увеличивается не более чем на 0.5 мм. Поэтому при поглощении м.и.п. в медном проводе толщиной 2 мм формируется тонкая локальная область повышенного давления, продольный размер которой определяется сечением ионного пучка, а поперечный — распространением теплового фронта и акустической волны в течение облучения.

В результате формируются продольные (по отношению к направлению распространения м.и.п.) стоячие акустические волны. Они являются источ-



Рис. 22. Термограмма м.и.п. за проводом (**a**) и распределение плотности энергии в вертикальном (*1*) и горизонтальном (*2*) сечениях (**б**).



Рис. 23. Зависимость максимального давления в области поглощения м.и.п. от плотности энергии (*1*). Кривые 2–4 – данные работ [75], [73] и [2] соответственно.

ником акустических волн, распространяющихся по направлению к пьезодатчику. Используемая геометрия облучения мишени и распространения акустических волн (см. рис. 18) позволяет регистрировать распределение плотности энергии м.и.п. в поперечном сечении. Согласно рис. 24, форма акустической волны совпадает с распределением плотности энергии м.и.п. в поперечном сечении (кривая 2 на рис. 24).

Выполненные исследования показали, что акустическая диагностика параметров импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять плотность энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени при высокой частоте следования импульсов. Чувствительность типового пьезодатчика обеспечивает регистрацию м.и.п. за один импульс при плотности энергии выше 0.5 Дж/см². Разрешающая способность терморадиационной диагностики при исследовании распределения энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении составляет 3-5 мм [71]. Тестирование диагностики показало, что при плотности энергии более 2 Дж/см² происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени. Акустическая диагностика не требует дорогостоящих расходных материалов. Время измерения не превышает 0.1 с, поэтому ее можно использовать для быстрой оценки плотности энергии м.и.п. и при автоматизации обработки деталей с контролем параметров



Рис. 24. Распределение плотности энергии м.и.п. в горизонтальном сечении, полученное с помощью тепловизионной (*1*) и акустической (*2*) диагностик.

облучения на каждом импульсе при частоте следования до 10³ импульсов/с.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненный аналитический обзор и результаты тестирования различных методов исследования импульсных пучков электронов, ионов и ускоренных атомов, предназначенных для технологических применений, показали, что тепловизионная диагностика обеспечивает наиболее полную и достоверную информацию.

Мощный ионный пучок имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Измерение плотности энергии м.и.п. позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии и степени ионизации. Контроль м.и.п., содержащего значительную долю ускоренных атомов, только по амплитуде импульса плотности ионного тока не позволяет учесть тепловое воздействие нейтралов. Измерение плотности энергии м.и.п. дает возможность определить суммарное воздействие ионов и ускоренных атомов, устранить систематическую погрешность, связанную с неконтролируемым изменением ускоряющего напряжения при изменении режима работы ионного диода.

Контроль по амплитуде импульса плотности ионного тока обеспечивает измерение в локальной области, площадь которой не превышает 0.5% от площади всего пучка. Величину полного ионного тока в дальнейшем рассчитывают по эмпирическому соотношению, учитывающему распределение плотности ионного тока по сечению м.и.п. Такой подход вносит существенную погрешность не только в диагностику воздействия м.и.п. на обрабатываемое изделие, но и в расчет эффективности работы диода. Использование тепловизионной диагностики позволяет определить полную информацию о распределении энергии м.и.п. по сечению за один импульс.

Из-за влияния механизма стабилизации плотности энергии [6] анализ стабильности теплового воздействия м.и.п. на мишень по амплитуде импульса плотности ионного тока дает завышенную величину стандартной девиации. Кроме того, генерация ионного тока идет несинхронно по сечению пучка, и локальный контроль плотности ионного тока не дает достоверной информации по обработке всего изделия. В отличие от амплитуды импульса плотности ионного тока, корреляция полной энергии пучка и плотности энергии в фокусе диода от полного заряда составляет 0.85— 0.93 [76], что позволяет контролировать режим облучения всего изделия без прямого измерения параметров м.и.п.

Эффект смещения области максимальной плотности энергии ионного пучка в фокусной плоскости относительно области максимальной плотности ионного тока [77] дополнительно подтверждает, что контроль воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаваттной мощности по плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, чем измерение плотности ионного тока.

Тепловизионная диагностика позволяет определить распределение плотности энергии ионного пучка по сечению с высоким пространственным разрешением. Время измерения термограммы не превышает 0.1 с, но длительное время охлаждения мишени после облучения ионным пучком не позволяет контролировать параметры ионного пучка при большой частоте следования импульсов. Для измерения распределения плотности энергии м.и.п. по сечению при большой частоте следования импульсов нужно использовать акустическую (терморадиационную) диагностику. Акустическая диагностика позволяет измерять плотность энергии пучка в диапазоне 0.1-2 Дж/см². При плотности энергии более 2 Дж/см² происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана РФФИ, грант № 19-38-90001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.

- 2. Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортов В.Е., Шаманин И.В. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. М.: Физматлит, 2003.
- 3. *Was G.S., Averback R.S.* Radiation Damage Using Ion Beams. In Comprehensive Nuclear Materials. V. 1. Elsevier, 2012.
- 4. *Zinkle S.J., Snead L.L.* // Scripta Materialia. 2018. V. 143. P. 154.
- https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2017.06.041 5. *Was G.S.* // J. Mater. Res. 2015. V. 30. P. 1158.
- https://doi.org/10.1557/jmr.2015.73
- 6. *Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е.* Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М.: Физматлит, 2013.
- 7. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И. // ПТЭ. 2013. № 2. С. 69. https://doi.org/10.7868/S0032816213020080
- Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. // ПТЭ. 2015. № 5. С. 91. https://doi.org/10.7868/S0032816215040096
- 9. *Christodoulides C.E., Freeman J.H.* // Nucl. Instrum. and Methods. 1976. V. 135. № 1. P. 13. https://doi.org/10.1016/0029-554X(76)90819-3
- Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Waganaar W.J. // J. Appl. Phys. 1997. V. 82. P. 3223. https://doi.org/10.1063/1.365629
- 11. Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Wenbin Liu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le // Vacuum. 2015. V. 113. P. 36.

https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2014.12.003

- Пушкарев А.И., Исакова Ю.И. Диагностика мощных ионных пучков. Новосибирск: СибАК, 2016. ISBN 978-5-4379-0477-0
- Parker W.J., Jenkins R.J., Butler C.P., Abbott G.L. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. P. 1679. https://doi.org/10.1063/1.1728417
- 14. Филиппов Л.П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- Xiao Yu, Jie Shen, Miao Qu, Haowen Zhong, Jie Zhang, Yanyan Zhang, Sha Yan, Gaolong Zhang, Xiaofu Zhang, Xiaoyun Le // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B. 2015. V. 365. P. 225. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.07.061
- Renk T.J., Harper-Slaboszewicz V, Mikkelson K.A., Ginn W.C., Ottinger P.F., Schumer J.W. // Physics of Plasmas. 2014. V. 21. 123114. https://doi.org/10.1063/1.4903947
- Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Isakova Yu., Prima A., Pushkarev A., Lei M.K. // Laser and Particle Beams. 2018. V. 36. P. 470. https://doi.org/10.1017/S0263034618000514
- Pushkarev A., Zhu X.P., Prima A., Egorova Yu., Lei M.K. // Laser and Particle Beams. 2019. V. 37. P. 260. https://doi.org/10.1017/S0263034619000466
- Пушкарев А.И., Егорова Ю.И., Прима А.И., Корусенко П.М., Несов С.Н. Генерация, диагностика и применение мощных ионных пучков с высокой плотностью энергии. Новосибирск: СибАК, 2019.

- Мартынюк М.М. Фазовые переходы при импульсном нагреве. М.: РУДН, 1999.
- Upadhyay A.K., Inogamov N.A., Rethfeld B., Urbassek H.M. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. 045437. https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.045437
- Yu X., Shen J., Qu M., Liu W., Zhong H., Zhang J., Yan S., Zhang G., Le X. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. 83305. https://doi.org/10.1063/1.4928069
- 23. *Wolfer W.G.* Fundamental Properties of Defects in Metals. In Comprehensive Nuclear Materials. V. 1. Amsterdam: Elsevier, 2012.
- 24. Jung P. Atomic Defects in Metals. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1991.
- Pushkarev A., Prima A., Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Isakova Yu., Lei M.K. // 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2018): Abstracts. Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, 2018. P. 516.

http://efre2018.hcei.tsc.ru/publication/abstract.html

- Грибков В.А., Григорьев Ф.И., Калин Б.А., Якушин В.Л. Перспективные радиационно-пучковые технологии обработки материалов. М.: Круглый год, 2001.
- *Трушин Ю.В.* Физическое материаловедение. СПб.: Наука, 2000.
- Bystrov L.N., Ivanov L.I., Ustinovschikov V.M. // Radiation Effects. 1983. V. 79. P. 63. https://doi.org/10.1080/00337578308207396
- Shimada M., Nakahigashi S., Terasawa M. // Journal of Nucl. Sci. and Technology. 1976. V. 13. P. 743. https://doi.org/10.1080/18811248.1976.9734100
- Isakova Yu., Prima A., Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Pushkarev A., Lei M.K. // 6th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2018): Abstracts. Tomsk: Publishing House of IAO SB RAS, 2018. P. 42. http://efre2018.hcei.tsc.ru/publication/abstract.html
- Исакова Ю.И., Прима А.И., Чжу Сао-Пэн, Динь Лянь, Пушкарев А.И., Лэй Мин-Кай // ПТЭ. 2019. № 2. С. 67. https://doi.org/10.1134/S0032816219010105
- Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Xailov I.P., Zhong H. // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. 073305. https://doi.org/10.1063/1.4926564
- Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Xiao Yu, Khailov I.P. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. 083304. https://doi.org/10.1063/1.4818667
- 34. Langmuir I. // Phys. Rev. 1913. V. 2. P. 450.
- 35. Aston F.W. // Nature. 1920. V. 105. P. 617.
- Fleischer R.L., Price P.B., Walker R.M. // Journal of Appl. Phys. 1965. V. 36. P. 3645. https://doi.org/10.1063/1.1703059
- Cartwright B.G., Shirk E.K., Price P.B. // Nucl. Instrum. and Methods. 1978. V. 153. P. 457. https://doi.org/10.1016/0029-554X(78)90989-8
- Kasuya K., Watanabe M., Ido D., Adachi T., Nishigoria K., Ebine T., Okayama H., Funatsu M., Sunami H., Wu C., Hotta E., Miyamoto S., Yasuike K., Nakai S., Kawata S., Okada T., Niu K. // Fusion Engineering and Design. 1999. V. 44. P. 319. https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00292-0

- Wiley W.C., MacLaren I.H. // Rev. Sci. Instrum. 1955.
 V. 26. № 12. P. 1150. https://doi.org/10.1016/S0920-3796(98)00292-0
- 40. *Mamyrin B.A.* // International Journal of Mass Spectrometry. 2001. V. 206. № 3. P. 251. https://doi.org/10.1016/S1387-3806(00)00392-4
- Wolff M.M., Stephens W.E. // Rev. Sci. Instrum. 1953.
 V. 24. P. 616. https://doi.org/10.1063/1.1770801
- 42. *Humphries S.* Charged Particle Beams. NY.: Wiley, 1990.
- Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Isakova Yu., Bondarenko Y., Pushkarev A.I., Lei M.K. // Laser and Particle Beams. 2017. V. 35. P. 587. https://doi.org/10.1017/S026303461700060X
- 44. Paperny V.L., Chernih A.A., Astrakchantsev N.V., Lebedev N.V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2009. V. 42. 155201. https://doi.org/10.1088/0022-3727/42/15/155201
- 45. Yushkov G.Yu., Vodopyanov A.V., Nikolaev A.G., Izotov I.V., Savkin K.P., Golubev S.V., Oks E.M. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. 02B902. https://doi.org/10.1063/1.4824644
- 46. Фурман Э.Г., Степанов А.В., Фурман Н.Ж. // ЖТФ. 2007. Т. 77. С. 86.
- Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section B. 2015 V. 343. P. 138. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2014.11.021
- Pushkarev A., Zhu X.P., Zhang C.C., Prima A., Li Y., Egorova Yu., Lei M.K. // Rev. Sci. Instrum. 2019. V. 90. 103303. https://doi.org/10.1063/1.5116598
- Renk T.J., Schall M., Cooper G.W. SANDIA REPORT SAND2009-8165. 2009. https://pdfs.semanticscholar. org/8a81/6af20a5eae799e88f9403a8da9d38d241f6b.pdf
- 50. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.
- 51. Бугаев С.П., Крендель Ю.Е., Шанин П.М. Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 52. Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991.
- Egorov I., Serebrennikov M., Isakova Yu., Poloskov A. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. Section A:. 2017. V. 875. P. 132. https://doi.org/10.1016/j.nima.2017.09.002
- 54. Липчак А.И., Михайлов С.Г., Соломонов В.И. // ПТЭ. 1997. № 2. С. 78.
- 55. Соломонов В.И., Михайлов С.Г. Импульсная катодолюминесценция и ее применение для анализа конденсированных веществ. Екатеринбург: НИ-СО УрО РАН, 2003.
- Генералова В.В., Гурский М.Н. Дозиметрия в радиационной технологии. М.: Изд-во стандартов, 1981.
- Соковнин С.Ю. Наносекундные ускорители электронов для радиационных технологий. Екатеринбург: Уральский ГАУ, 2017.
- 58. www.originlab.com

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

- Pushkarev A., Kholodnaya G., Sazonov R., Ponomarev D. // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83 (10). 103301. https://doi.org/10.1063/1.4756689
- 60. Озур Г.Е., Проскуровский Д.И. Источники низкоэнергетических сильноточных электронных пучков с плазменным анодом. Новосибирск: Наука, 2018.
- Кизириди П.П., Озур Г.Е. // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 6. С. 132. http://journals.ioffe.ru/articles/view-PDF/41862
- 62. Voisin L., Bicrel B., Desanlis T., Galtié A., Hebert D., Lasserre J.P., Loreau Y., Serrand A., Noel C., Pierret O. // 3rd Euro-Asian Pulsed Power Conference/18th International Conference on High-Power Particle Beams. Abstract Book. Jeju, Korea, Korea Electrotrchnology Reseach Institute, 2010. P. 104.
- Ремнев Г.Е., Фурман Э.Г., Пушкарев А.И., Карпузов С.Б., Кондратьев Н.А., Гончаров Д.В. // ПТЭ. 2004. № 3. С. 130.
- 64. https://www.fluke.com
- Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом: учебное пособие. Томск: Изд-во ТПУ, 2007.
- 66. Лямшев Л.М. Радиационная акустика. М.: Наука, 1996.
- 67. White R.M. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. P. 3559. https://doi.org/10.1063/1.1729258
- Залюбовский И.И., Калиниченко А.И., Лазурик В.Т. Введение в радиационную акустику. Харьков: Издво при Харьковском государственном университе-

те издательского объединения "Вища школа", 1986.

- 69. Батыгин Ю.В., Воловик В.Д., Иванов С.И., Карасев С.П. // ПТЭ. 1980. № 4. С. 24.
- 70. Воловик В.Д., Иванов С.И. // ЖТФ. 1975. № 8. С. 1789.
- Pushkarev A., Isakova J., Kholodnaya G., Sazonov R. Sound Waves Generated Due to the Absorption of a Pulsed Electron Beam //Advances in Sound localization. Chapter 12. P. 199. Vienna: INTECH, 2011. https://doi.org/10.5772/15273
- 72. Dong Z.H., Liu C., Han X.G., Lei M.K. // Surface & Coatings Technology. 2007. V. 201. P. 5054. https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2006.07.149
- 73. Zhu X.P., Zhang F.G., Tang Y., Xin J.P., Lei M.K. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B. 2012. V. 272. P. 454. https://doi.org/10.1016/j.nimb.2011.01.122
- 74. Zhu X.P., Lei M.K., Dong Z.H., Ma T.C. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. P. 47. https://doi.org/10.1063/1.1529303
- 75. Бойко В.И., Данейкин Ю.В., Хадкевич А.В., Юшицин К.В. // Известия Томского политехнического университета. 2007. Т. 310. № 2. С. 82.
- 76. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khaylov I.P. // Laser and Particle Beams. 2014. V. 32. P. 311. https://doi.org/10.1088/1742-6596/511/1/012073
- 77. Zhu X.P., Ding L., Zhang Q., Пушкарев А., Lei M.K. // ПТЭ. 2017. № 4. С. 115. https://doi.org/10.7868/S0032816217030272

— ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА —

УДК 53.083.9

ДИАГНОСТИКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ГАЗОВОЙ ОБДИРОЧНОЙ МИШЕНИ УСКОРИТЕЛЯ-ТАНДЕМА С ВАКУУМНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

© 2020 г. Я. А. Колесников^{*a,b,**}, А. М. Кошкарев^{*a,b*}, С. Ю. Таскаев^{*a,b,***}, И. М. Шулло^{*a,b*}

^а Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11 ^b Новосибирский государственный университет Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2 *e-mail: Ya.A. Kolesnikov@inp.nsk.su **e-mail: taskaev@inp.nsk.su Поступила в редакцию 27.01.2020 г. После доработки 03.02.2020 г. Принята к публикации 05.02.2020 г.

Разработана диагностика измерения эффективности обдирки пучка отрицательных ионов в газовой обдирочной мишени тандемного ускорителя заряженных частиц. Измерен коэффициент ионноэлектронной эмиссии при бомбардировке меди протонами с энергией 1 МэВ. Установлен поворотный магнит с горизонтальным патрубком, что позволило разместить цилиндр Фарадея и принимать на него поток нейтралов, образовавшихся в результате неполной обдирки отрицательных ионов в обдирочной мишени. Внедрена в эксплуатацию диагностика эффективности газовой обдирочной мишени на основе измерения тока электронов, эмитируемых с поверхности цилиндра Фарадея при его бомбардировке направленным потоком нейтралов, и тока протонов бесконтактным датчиком тока.

DOI: 10.31857/S0032816220040060

В Институте ядерной физики СО РАН функционирует ускорительный источник эпитепловых нейтронов [1–3], созданный для развития перспективой методики лечения злокачественных опухолей – бор-нейтронозахватной терапии [4, 5]. Источник состоит из ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией для получения пучка протонов с энергией 2 МэВ и током пучка до 9 мА, литиевой мишени для генерации нейтронов в результате пороговой реакции ⁷Li(p, n)⁷Be и системы формирования пучка эпитепловых нейтронов [6].

Ускорительный источник предназначен для проведения биологических исследований в области бор-нейтронозахватной терапии [7, 8], измерения содержания нежелательных примесей в образцах керамики из карбида бора, разработанных для ИТЭР [9], радиационного тестирования оптических волокон системы лазерной калибровки калориметра CMS для обеспечения работы Большого адронного коллайдера (ЦЕРН) в режиме высокой светимости.

Необходимость обеспечения длительной стабильной генерации нейтронов требует разработки диагностических методик, отображающих в режиме реального времени актуальную информацию от разных подсистем источника нейтронов. Цель работы состоит в том, чтобы создать диагностику эффективности обдирки пучка ионов в газовой обдирочной мишени ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема источника нейтронов представлена на рис. 1, его подробное описание – в работе [3]. Пучок протонов с энергией 2 МэВ и током до 9 мА получают следующим образом. Из поверхностноплазменного источника I, использующего пеннинговский разряд с полыми катодами, вытягивают пучок отрицательных ионов водорода с энергией до 25 кэВ. Пучок в магнитном поле источника ионов поворачивают на угол 15°, после чего фокусируют магнитной линзой 2 на вход ускорителя 3 [10] и ускоряют в нем до энергии 1 МэВ.

В газовой обдирочной мишени 4, установленной внутри высоковольтного электрода ускорителя, отрицательные ионы водорода превращаются в протоны, которые затем тем же потенциалом 1 МВ ускоряются до энергии 2 МэВ. Газовая обдирочная мишень выполнена в виде охлаждаемой цилиндрической трубки с диаметром отвер-



Рис. 1. Схема ускорительного источника эпитепловых нейтронов. *1* – источник отрицательных ионов водорода; *2* – магнитная линза; *3* – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией; *4* – газовая обдирочная мишень; *5* – охлаждаемая медная диафрагма; *6* – бесконтактный датчик тока; *7* – корректор; *8* – поворотный магнит; *9* – вторая диагностическая камера с вводимым цилиндром Фарадея; *10* – сканер для развертки пучка протонов; *11* – нейтроногенерирующая мишень.

стия 16 мм и длиной 400 мм с напуском газа посередине [11].

Подача газа в мишень осуществляется от 5-литрового баллона с газовым редуктором GCE, размещенного в высоковольтном электроде источника питания, через буферный объем. Поступление газа в объем регулируется частотой открывания электромеханического клапана, обычно 0.04 Гц. Из буферного объема газ через прецизионный игольчатый натекатель поступает в обдирочную мишень по трубке длиной 2 м с внутренним диаметром 4 мм, расположенной внутри проходного изолятора.

На выходе из ускорителя пучок протонов имеет поперечный размер ~1 см [12].

Транспортировка протонов от ускорителя до нейтроногенерирующей мишени 11, расположенной горизонтально на расстоянии 5 м, осуществляется по тракту транспортировки пучка. Он оснащен: 1) корректором 7 для корректировки направления распространения пучка протонов; 2) поворотным магнитом 8 для поворота протонов вниз на 90°; 3) сканером 10 для развертки пучка протонов по поверхности мишени; 4) тремя охлаждаемыми медными диафрагмами с термопарами для измерения положения пучка протонов и для предотвращения прожигания пучком вакуумной камеры; 5) тремя вводимыми цилиндрами Фара-

дея с термопарами для контроля тока и положения пучка протонов; 6) бесконтактным датчиком тока NPCT-CF4 (Bergoz Instr., Франция) 6 для непрерывного измерения тока пучка протонов.

МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Пучок протонов на ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией обычно получают в режиме, когда газовая обдирочная мишень обеспечивает 95%-ную обдирку отрицательных ионов водорода, т.е. 95% отрицательных ионов водорода теряют в мишени оба электрона и превращаются в протоны, а 5% отрицательных ионов водорода теряют только один электрон и вылетают из обдирочной мишени в виде нейтралов (атомов водорода).

Дальнейшее увеличение напуска газа считается нецелесообразным, поскольку значительно сильнее по сравнению с током протонов увеличивается паразитный ток вторичных заряженных частиц, образующихся в результате ионизации обдирочного и остаточного газа ускоренными ионами водорода [13]. Вместе с тем, неполная обдирка пучка отрицательных ионов водорода обеспечивает возможность измерения степени обдирки мишени, если измерить поток нейтралов. Возможность измерения потока нейтралов обеспечивается ионно-оптической системой ускорителя.



Рис. 2. Фотография цилиндра Фарадея. Направление распространения пучка ионов (нейтралов) показано стрелкой.

Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией характеризуется быстрым темпом ускорения ионов и наличием сильной электростатической линзы на входе [3]. По этой причине инжектируемый пучок отрицательных ионов водорода перефокусируют на вход в ускоритель, с тем чтобы с помошью входной электростатической линзы обеспечить его параллельность в обдирочной мишени. Далее, на выходе протонный пучок слегка расфокусируется выходной электростатической линзой так, что если на выходе из ускорителя поперечный размер пучка равен 1 см, то на расстоянии 5 м, на мишени, – 3 см. Поток нейтралов формируется в газовой обдирочной мишени в виде направленного параллельного пучка, на который не действует выходная электростатическая линза, а следовательно, его поперечный размер сохраняется малым на большом расстоянии.

Для диагностики эффективности обдирки газовой обдирочной мишени было предложено разработать новый поворотный магнит, оснащенный сквозным горизонтальным патрубком. В этом случае нейтралы, которые не отклоняются магнитным полем, пролетают сквозь патрубок и регистрируются цилиндром Фарадея. Такой поворотный магнит с горизонтальным патрубком был установлен вместо прежнего и введен в эксплуатацию.

Помимо замены поворотного магнита, также была осуществлена модернизация компоновки узлов тракта транспортировки пучка протонов: вторая диагностическая камера, ранее размещаемая перед поворотным магнитом, была установлена после него, за горизонтальным патрубком.



Рис. 3. Вольт-амперная характеристика цилиндра Фарадея при облучении его протонами с энергией 1 МэВ.

Камера оснащена вдвижным цилиндром Фарадея в виде охлаждаемого медного конуса, в который вставлены девять термопар. Фотография цилиндра Фарадея приведена на рис. 2.

Перед цилиндром Фарадея, установленным по горизонтальной оси тракта транспортировки пучка протонов, размещено изолированное металлическое кольцо под положительным потенциалом. Оно предназначено для вытягивания электронов, испускаемых с медной поверхности цилиндра Фарадея при бомбардировке нейтралами с энергией 1 МэВ.

Для определения коэффициента эмиссии электронов с медной поверхности измерена вольт-амперная характеристика при энергии протонов 1 МэВ. Она приведена на рис. 3. Согласно рисунку, при подаче на кольцо отрицательного потенциала ≥ 200 В вторичные электроны заперты внутри цилиндра Фарадея. В этом случае измеряется только ток протонов, который равен $I_p = 1.005 \pm \pm 0.007$ мА.

При подаче положительного потенциала на кольцо по измерительной цепи цилиндра Фарадея протекает не только ток протонов I_p , но и встречный ток вторичных электронов I_e . Согласно рис. 3, при подаче на кольцо положительного потенциала >400 В измеряемый ток выходит на насыщение, его значение равно $I_p + |I_e| = 1.296 \pm \pm 0.009$ мА. Из измеренных значений тока получим коэффициент ионно-электронной эмиссии, который равен $k = |I_e|/I_p = 0.29 \pm 0.02$.

С учетом полученных результатов была разработана диагностика эффективности газовой обдирочной мишени. Она работает следующим образом. Цилиндр Фарадея, размещенный во второй диагностической камере после поворотного магнита, принимает на себя поток нейтралов (атомов водорода) с энергией 1 МэВ, образовавшихся в газовой обдирочной мишени ускорителя и сопутствующих пучку протонов до поворотного магнита. В поворотном магните протоны магнитным полем направляются вниз на мишень, в то



Рис. 4. Зависимость эффективности обдирки пучка аргоновой мишени от времени.

время как нейтралы проходят сквозь магнит, не отклоняясь.

Нейтралы, бомбардируя медную поверхность цилиндра Фарадея, выбивают электроны. Известно, что механизм потенциального вырывания электронов характерен для энергий бомбардирующих ионов порядка 1 кэВ. При бо́льших энергиях эффективность эмиссии начинает снижаться и при энергиях мегаэлектронвольтного диапазона стремится к нулю.

При таких энергиях ионов определяющим в испускании электронов становится механизм кинетического выбивания, в основе которого лежит процесс ударной ионизации атомов мишени. Для этого процесса характерно наличие порогового значения энергии ионов, которое зависит от многих параметров, но обычно не превышает нескольких килоэлектронвольт. При росте энергии ионов выше пороговой коэффициент вырывания сначала растет, затем выходит на небольшое плато, после чего начинает снижаться.

Считается, что для протонов максимум эффективности эмиссии лежит в области энергий порядка 100 кэВ и составляет для металлических мишеней более единицы. В частности, нами ранее был измерен коэффициент ионно-электронной эмиссии при бомбардировке вольфрама отрицательными ионами водорода с энергией 22 кэВ, который составил 2.61 \pm 0.08 [10]. Для энергии протонов 1 МэВ, как нами было показано выше, коэффициент ионно-электронной эмиссии k == 0.29 \pm 0.02.

Поскольку в основе кинетического выбивания электронов лежит процесс ударной ионизации атомов мишени, то, независимо от того бомбардируется ли поверхность металла протонами или атомами водорода, в случае их одинаковой энергии коэффициент эмиссии не будет отличаться. Следовательно, коэффициент вырывания электронов под действием нейтралов с энергией 1 МэВ считаем равным коэффициенту ионно-электронной эмиссии при бомбардировке протонами с энергией 1 МэВ.

Положительный потенциал 500 В подают на металлическое кольцо, установленное перед цилиндром Фарадея, от источника питания ULTRA-VOLT 1/2AA24-P30-I10. Ток, текущий в цепи цилиндра Фарадея, I_{fc} измеряют аналого-цифровым преобразователем Adam 6024. Ток протонов I_p измеряют бесконтактным датчиком тока NPCT-CF4 (Bergoz Instr., Франция). Эффективность обдирки є газовой обдирочной мишени вычисляют программным образом с частотой дискретизации 1 Гц как $\varepsilon = I_p/(I_p + I_{fc}/k)$, где k = 0.29.

Вычисленное значение эффективности обдирки є газовой обдирочной мишени в режиме реального времени выводят на монитор пультовой установки в виде столбца с информацией о текущем значении є и в виде графика предыдущих значений с настраиваемыми по длительности осью абсцисс и по величине осью ординат. Пример временной зависимости измеряемой эффективности обдирки газовой обдирочной мишени представлен на рис. 4.

На графике можно видеть скачки уровня перезарядки пучка с периодом 25 с, которые обусловлены частотой открывания электромеханического клапана, регулирующего подачу газа в обдирочную мишень. Согласно графику, установка работает в стандартном режиме с эффективностью обдирки $95.5 \pm 0.5\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В Институте ядерной физики СО РАН функционирует ускорительный источник нейтронов, состоящий из ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией для получения пучка протонов или дейтронов с энергией 2 МэВ и током до 9 мА, и литиевой мишени для генерации нейтронов.

В работе представлена диагностика эффективности обдирки пучка ионов в газовой обдирочной мишени тандемного ускорителя. Измерен коэффициент ионно-электронной эмиссии при бомбардировке меди протонами с энергией 1 МэВ, который составил 0.29 ± 0.02 . Изготовлен и установлен новый поворотный магнит с горизонтальным патрубком, что позволило разместить цилиндр Фарадея и принимать на него поток нейтралов с энергией 1 МэВ, образовавшихся в результате неполной обдирки отрицательных ионов водорода в газовой облирочной мишени ускорителя. Разработана и внедрена в эксплуатацию диагностика эффективности газовой обдирочной мишени, использующая измерение тока электронов, эмитируемых с поверхности цилиндра Фарадея при его бомбардировке направленным потоком нейтралов с энергией 1 МэВ, и тока протонов бесконтактным датчиком тока.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90118.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bayanov B., Belov V., Bender E., Bokhovko M., Dimov G., Kononov V., Kononov O., Kuksanov N., Palchikov V., Pivovarov V., Salimov R., Silvestrov G., Skrinsky A., Taskaev S. // Nucl. Instrum. and Methods. 1998. V. A413. P. 397. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00425-2
- Bayanov B., Belov V., Taskaev S. // J. Phys.: Conf. Series. 2006. V. 41. P. 460.
- https://doi.org/10.1088/1742-6596/41/1/051
- 3. *Таскаев С.Ю.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2015. Т. 46. № 6. С. 1770. https://doi.org/10.1134/S1063779615060064
- Neutron Capture Therapy. Principles and Applications / Eds. W. Sauerwein, A. Wittig, R. Moss, Y. Nakagawa. Springer, 2012. https://doi.org/10.1007/978-3-642-31334-9
- 5. Таскаев С.Ю., Каныгин В.В. Бор-нейтронозахватная терапия. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2016.
- Zaidi L., Belgaid M., Taskaev S., Khelifi R. // Applied Radiation and Isotopes. 2018. V. 139. P. 316. https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.05.029

 Sato E., Zaboronok A., Yamamoto T., Nakai K., Taskaev S., Volkova O., Mechetina L., Taranin A., Kanygin V., Isobe T., Mathis B., Matsumura A. // J Radiat Res. 2018. V. 59. P. 101.

https://doi.org/10.1093/jrr/rrx071

- 8. *Таскаев С.Ю.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2019. Т. 50. № 5. С. 657. https://doi.org/10.1134/S1063779619050228
- Shoshin A., Burdakov A., Ivantsivskiy M., Polosatkin S., Klimenko M., Semenov A., Taskaev S., Kasatov D., Shchudlo I., Makarov A., Davydov N. // IEEE Trans. on Plasma Science. 2019. https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2937605
- Быков Т.А., Касатов Д.А., Колесников Я.А., Кошкарев А.М., Макаров А.Н., Остреинов Ю.М., Соколова Е.О., Сорокин И.Н., Таскаев С.Ю., Щудло И.М. // ПТЭ. 2018. № 5. С. 90. https://doi.org/10.1134/S003281621805018X
- 11. *Таскаев С.Ю*. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Новосибирск: Институт ядерной физики СО РАН, 2014.
- Badrutdinov A., Bykov T., Gromilov S., Higashi Y., Kasatov D., Kolesnikov I., Koshkarev A., Makarov A., Miyazawa T., Shchudlo I., Sokolova E., Sugawara H., Taskaev S. // Metals. 2017. V. 7. Issue 12. P. 558. https://doi.org/10.3390/met7120558
- Ivanov A., Kasatov D., Koshkarev A., Makarov A., Ostreinov Yu., Shchudlo I., Sorokin I., Taskaev S. // JINST. 2016. V. 11. P04018. https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/04/P04018

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 621.384.2/621.384.6

ИЗМЕРЕНИЕ ЭМИТТАНСА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАЛОГАБАРИТНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

© 2020 г. И.А. Каньшин^{а,*}, А.А. Солодовников^а

^а ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова Россия, 127055, Москва, Сущевская ул., 22 *e-mail: ilia.kanshin2011@yandex.ru, iliakanshin1991@gmail.com Поступила в редакцию 07.11.2019 г. После доработки 05.12.2019 г. Принята к публикации 16.12.2019 г.

Разработана и апробирована методика "бесконтактного" измерения эмиттанса корпускулярного потока, экстрагируемого из пеннинговского ионного источника малогабаритного линейного ускорителя заряженных частиц. Вычисление эмиттанса достигается в ходе минимизации разности между теоретически рассчитанными и экспериментально измеренными размерами пучка в ионно-оптической системе ускорителя. Измерение размеров выполнялось в ходе фоторегистрации светящегося в ионно-оптической системе следа корпускулярного потока. Представлены результаты применения "бесконтактного" метода измерения эмиттанса пучка корпускулярного потока.

DOI: 10.31857/S0032816220030118

ВВЕДЕНИЕ

При разработке малогабаритных линейных ускорителей (м.л.у.), конструкция которых включает пеннинговский источник ионов (п.и.и.) и ионно-оптическую систему (и.о.с., рис. 1), уделяется особое внимание электропрочности прибора [1–4]. Ее снижение приводит к пробоям по поверхности изолятора и выходу прибора из строя. Снижение электропрочности связано, в частности, с запылением внутренней поверхности высоковольтного изолятора и.о.с. продуктами взаимодействия пучка ионов с ее электродами [4].

К распылению приводит бомбардировка ускоряющего электрода и.о.с. ионами экстрагируемого из п.и.и. пучка. Это обусловлено рассогласованной работой п.и.и. и и.о.с., являющейся следствием несогласованности эмиттанса пучка и аксептанса и.о.с. [5]. Поэтому при разработке м.л.у. актуальной является задача экспериментального определения эмиттанса пучка, как на этапах стендовых исследований, так и на этапах макетирования готовых (отпаянных) изделий.

Обычно подобные измерения проводят с помощью систем щелей и экранов [6, 7], проволочных коллекторов тока пучка [8, 9], реррег-роt сканеров [10, 11], квадруполей [12, 13], триплетов [14], соленоидов [15], отклоняющих пластин [16]. Однако во всех указанных выше случаях перечисленные диагностические элементы размещаются на пути пучка, и происходит либо их прямое взаимодействие (реррег-роt, экраны), либо косвенное за счет воздействия на пучок магнитных (квадруполи, соленоиды) и электрических (отклоняющие пластины) полей. В свою очередь, размещение диагностических элементов внутри готового (отпаянного) м.л.у. затруднительно. Бо-



Рис. 1. Принципиальная схема м.л.у. *1* – газоразрядная плазма в п.и.и.; *2* – заземленная выходная апертура п.и.и.; *3* – высоковольтный изолятор и.о.с.; *4* – ускоряющий электрод и.о.с.; *5* – экстрагируемый из п.и.и. пучок ионов; *6* – распыленный материал ускоряющего электрода и.о.с.; *7* – напыление на поверхности изолятора и.о.с.



Рис. 2. Схематичное изображение плоскостей измерения размеров пучка в м.л.у. 1 – газоразрядная плазма в п.и.и.; 2 – заземленная выходная апертура п.и.и.; 3 – плоскость вычисления эмиттанса; 4 – высоковольтный изолятор и.о.с.; 5 – ускоряющий электрод и.о.с.; 6 – пучок ионов; d_i – измеряемые экспериментально поперечные размеры пучка на расстоянии L_i от плоскости измерения эмиттанса.

лее того, при прямом взаимодействии происходит искажение пучка, и его дальнейшее использование в отпаянном м.л.у. по предназначению невозможно.

В данной статье описывается "бесконтактная" методика измерения эмиттанса экстрагируемого из п.и.и. пучка, при использовании которой не требуется размещать диагностические элементы внутри м.л.у. Вычисление эмиттанса достигается в ходе минимизации разности между размерами пучка, теоретически рассчитанными и экспериментально измеренными по его фотографическому изображению в и.о.с.

ОПИСАНИЕ МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ ЭМИТТАНСА

Описываемый в статье метод базируется на восстановлении значения эмиттанса ε и параметров Твисса α , β , γ [17, 18] в фиксированной поперечной движению пучка плоскости в системе его транспортировки. Используя эти величины в качестве коэффициентов в нижеследующем уравнении, можно построить фазовую диаграмму эмиттанса в плоскости поперечных координат частиц пучка *x* и их углов вылета *x*', имеющую форму эллипса (центр эллипса совмещен с осью пучка):

$$\gamma x^{2} + 2\alpha x x' + \beta {x'}^{2} = \varepsilon.$$
 (1)

Рассмотрим принцип измерения эмиттанса экстрагируемого из п.и.и. пучка в м.л.у. (рис. 2). Примем, что эмиттанс восстанавливается в фиксированной плоскости на выходе из п.и.и.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

К ускоряющему электроду и.о.с. 5 прикладывается отрицательный относительно земли потенциал (ускоряющее напряжение), что приводит к экстракции из п.и.и. 2 и ускорению в и.о.с. пучка положительно заряженных ионов 6. В ускорительном зазоре в *i*-х поперечных движению пучка плоскостях, располагающихся на расстояниях L_i от плоскости вычисления эмиттанса, последовательно измеряются поперечные размеры пучка $d_i = 2r_i^{эксп}$ и вычисляется величина осевого потенциала U_i относительно плоскости измерения эмиттанса 3 (например, посредством численного моделирования).

Движение пучка в направлении Z через любой оптический элемент (дрейфовый или ускоряющий промежуток, квадруполь и т.д.) можно описать с помощью известной матрицы перехода [18, 19]:

$$M_{\rm transf} = \begin{pmatrix} C & S \\ C & S \end{pmatrix},\tag{2}$$

где элементы матрицы *C*, *S*, *C*', *S*' находятся из решения $x(z) = C(z)x_0 + S(z)x'_0$ уравнения параксиального луча $\frac{d^2x}{dz^2} + \frac{U'(z)}{2U(z)}\frac{dx}{dz} + \frac{U''(z)}{4U(z)}x = 0$ [18, 20] и, в общем случае, зависят от типа оптического эле-

в общем случае, зависят от типа оптического элемента. При вариации его параметров (длины, электрического напряжения, магнитной индукции) меняются как значения элементов матрицы перехода (2), так и поперечный размер пучка. В этом случае его теоретическая оценка r_i^{T} на *i*-м шаге вариации

его теоретическая оценка r_i^T на *i*-м шаге вариации параметров оптического элемента будет определяться как [7, 17]:

$$r_i^{\rm T} = \sqrt{C_i^2 \beta \varepsilon - 2C_i S_i \alpha \gamma + S_i^2 \gamma \varepsilon}, \qquad (3)$$

где є и α , β , γ – искомые значения эмиттанса и параметров Твисса.

Согласно [19], матрица перехода (2) ускорительного зазора выглядит следующим образом:

$$M_{\rm transf}^{\rm accel} = \begin{pmatrix} 1 & 2L_i / (\sqrt{U_i / U_1 + 1}) \\ 0 & \sqrt{U_1 / U_i} \end{pmatrix},$$
(4)

где U_1 и U_i — потенциалы соответственно в плоскости измерения эмиттанса и в *i*-й плоскости ускорительного зазора (применительно к описываемой и.о.с. м.л.у.). Таким образом, исходя из (4), получаем, что входящие в формулу (3) коэффициенты имеют вид $C_i = 1$ и $S_i = 2L_i/(\sqrt{U_i/U_1} + 1)$, а варьируемыми параметрами оптического элемента (ускорительного зазора) при измерении поперечных

размеров пучка $d_i = 2r_i^{3\kappa cn}$ выступают длина ускорительного зазора L_i и значение осевого потенциала U_i . В данном случае выражение $2/(\sqrt{U_i/U_1} + 1)$ учитывает тот факт, что энергия частиц в *i*-м сечении меняется, обуславливая изменение эмиттанса вдоль траектории пучка. Это выражение является поправкой к коэффициенту S_i матрицы дрейфового промежутка, где энергия частиц и эмиттанс сохраняются (т.е. $U_i = U_1$).

Для восстановления эмиттанса и параметров Твисса в плоскости *3* (рис. 2) выполняется минимизация разности между *n* экспериментально измеренными размерами пучка $r_i^{3\kappa cn}$ и теоретически вычисленными по формуле (3) r_i^{T} [7, 14]:

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{n} ((r_{i}^{\mathrm{T}})^{2} - (r_{i}^{\Im \kappa c \pi})^{2})^{2} = \min.$$
 (5)

Экстремум функционала (5), являющийся его минимумом [14, 17], определяется равенством нулю

частных производных $\frac{\partial \chi^2}{\partial (\alpha \epsilon)} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial (\beta \epsilon)} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial (\gamma \epsilon)} = 0,$ что выражается следующей системой уравнений в

что выражается следующей системой уравнений в матричном виде [14, 17]:

$$\begin{pmatrix} \beta \varepsilon \\ \alpha \varepsilon \\ \gamma \varepsilon \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} C_{i}^{4} & -2\sum_{i=1}^{n} C_{i}^{3} S_{i} & \sum_{i=1}^{n} C_{i}^{2} S_{i}^{2} \\ -2\sum_{i=1}^{n} C_{i}^{3} S_{i} & 4\sum_{i=1}^{n} C_{i}^{2} S_{i}^{2} & -2\sum_{i=1}^{n} C_{i} S_{i}^{3} \\ \sum_{i=1}^{n} C_{i}^{2} S_{i}^{2} & -2\sum_{i=1}^{n} C_{i} S_{i}^{3} & \sum_{i=1}^{n} S_{i}^{4} \end{pmatrix}^{-1} \times \\ \begin{pmatrix} \sum_{i=1}^{n} C_{i}^{2} (r_{i}^{3 \kappa c \pi})^{2} \\ -2\sum_{i=1}^{n} C_{i} S_{i} (r_{i}^{3 \kappa c \pi})^{2} \\ \sum_{i=1}^{n} S_{i}^{2} (r_{i}^{3 \kappa c \pi})^{2} \end{pmatrix}.$$
(6)

Разрешение данной системы совместно с усло-

вием $\beta \gamma - \alpha^2 = 1$ [17] позволяет вычислить искомые эмиттанс є и параметры Твисса α , β , γ . По полученным данным, исходя из (1), строится фазовая диаграмма эмиттанса.

Измерение поперечных размеров пучка $d_i = 2r_i^{3\kappa cn}$ выполняется на этапе обработки фотографий его светящегося следа, возникающего при транспортировке пучка ионов вследствие его взаимодействия с газовой средой. Движущийся через газ ионный пучок передает часть своей энергии на возбуждение и ионизацию молекул и атомов газовой среды. Возбуждение внутренних уровней энергии снимается испусканием фотонов [21, 22], благодаря чему возможна визуализация следа первичного пучка ионов.

В результате ионизации появляются медленные электроны [21, 22], которые, как сказано в [22], при взаимодействии с газовой средой могут также вызывать ее возбуждение. В этом случае испускание фотонов возбужденными атомами и молекулами может нарушать след первичного пучка ионов и приводить к искажению его реальной формы и, как следствие, некорректному определению его поперечных размеров. Поэтому целесообразно иметь представление о том, какой процесс позволяет визуализировать след пучка ионов в и.о.с. м.л.у.

Для этого воспользуемся приведенными в [23] оценками сечений взаимодействия. В качестве газовой среды будем рассматривать молекулярный водород, выступавший рабочим газом при проведении экспериментов. Поскольку в работе используется источник ионов Пеннинга, то из него экстрагируются преимущественно молекулярные ионы

 H_2^+ , а доля атомарных ионов H^+ составляет не более 10% [2]. Таким образом, при рассмотрении сечений учитываем только процессы ионизации и возбуждения молекулярного водорода его молекулярным ионом, а также возбуждения молекулярного водорода электроном.

Как показывают зависимости, представленные в [23], до момента достижения первичным пучком ионов энергии 30 кэВ превалирующим в и.о.с. будет являться процесс возбуждения газовой среды. По достижении 30 кэВ наиболее вероятным становится процесс ионизации газовой среды первичным ионным пучком с образованием медленных электронов, которые могут также вызывать возбуждение газовой среды.

При этом во всем рассматриваемом диапазоне энергий частиц (от 0.1 до 90 кэВ) сечение возбуждения газовой среды молекулярными ионами водорода не менее чем на порядок выше соответствующего сечения электронами. Исходя из этого, можно сделать вывод, что наиболее вероятным процессом, приводящим к появлению светящегося следа в и.о.с., является возбуждение молекул нейтральной газовой среды первичным ионным пучком.

Выясним, как процесс возбуждения молекул влияет на рост эмиттанса. Для этого оценим уширение поперечного профиля пучка, которое происходит за время релаксации возбужденных атомов водорода.

В [24, 25] сказано, что из возбужденного состояния в основное атомы возвращаются за промежуток времени порядка 10^{-8} с. Согласно [18], средняя скорость частиц в плазме равна $\overline{V} = \sqrt{8kT/\pi m}$, где $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, T – температура плазмы, m – масса частиц. В используемом в данном м.л.у. источнике Пеннинга электронная температура плазмы равна ~5 эВ [26], поэтому, согласно [27], ионная температура плазмы на порядок ниже электронной и может составлять около 0.5 эВ.



Рис. 3. Внешний вид стенда для исследования разборных м.л.у. (а) и размещенных внутри вакуумной камеры п.и.и. и и.о.с. разборного м.л.у. (б: *1* – высоковольтный ввод питания п.и.и.; *2* – вакуумная камера; *3* – направляющие шпильки и оправка для крепления п.и.и.; *4* – п.и.и.; *5* – выходная апертура п.и.и.; *6* – высоковольтный изолятор и.о.с.; *7* – ускоряющий электрод и.о.с.).

Подставляя в формулу для средней скорости частиц в плазме вместо T ионную температуру 0.5 эВ, выраженную в градусах Кельвина, и вместо m — массу протона, получим, что скорость ионов в поперечном направлении составляет около $1.2 \cdot 10^4$ м/с.

Скорость возбужденной молекулы рабочего газа, очевидно, будет меньше скорости налетающего иона ввиду передачи части его энергии на возбуждение. Однако для приводимых здесь оценок примем допущение, что скорость возбужденной молекулы равна скорости возбуждающего ее иона, т.е. $1.2 \cdot 10^4$ м/с. Произведение скорости возбужденной молекулы и времени релаксации атома равно примерно 0.1 мм. Таким образом, за время высвечивания атома молекула в поперечном оси Z направлении переместится на величину порядка десятых долей миллиметра. Однако эту величину превосходит случайная погрешность измерений размера пучка, составляющая не более 0.5 мм. Поэтому влияние процесса возбуждения молекул рабочего газа на рост эмиттанса в работе не учитывалось.

ОПИСАНИЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО СТЕНДА И ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 3 показан внешний вид диагностического стенда TPS-compact, предназначенного для исследования разборных м.л.у. и размещенных внутри него п.и.и. и и.о.с.

Рабочий газ — водород — вырабатывался в генераторе водорода. Давление в вакуумной камере поддерживалось турбомолекулярным насосом в режибочее давление рассматриваемого в статье типа м.л.у.). Подача рабочего газа регулировалась с помощью прецизионного натекателя. Перед напуском рабочего газа вакуумная камера стенда откачивалась до давления остаточных газов (5–7) · 10⁻⁷ Торр. Поэтому влияние остаточного газа на рост эмиттанса в ускоряющем промежутке при проведении экспериментов не учитывалось. Контроль давления и управление источниками высокого напряжения осуществлялись с помощью персонального компьютера и специально разработанного приложения в среде LabVIEW. Более подробно исследовательский стенд TPS-compact описан в работе [1].

ме непрерывной откачки и составляло 1 мТорр (ра-

В вакуумной камере размещался п.и.и. 4 разборного м.л.у. (рис. 3б). На его анод через высоковольтный ввод 1 подавалось постоянное напряжение положительной полярности 1 кВ. Напряжение отрицательной полярности подавалось на ускоряющий электрод и.о.с. 7 и варьировалось от -1 до -5 кВ. Ток экстрагируемого из п.и.и. ионного пучка составлял 100–110 мкА (рабочий ток рассматриваемого в статье типа м.л.у.).

Выходная апертура 5 п.и.и. и ускоряющий электрод и.о.с. 7 гальванически развязаны посредством металлостеклянного изолятора 6 (рис. 36). Его конструкция позволяла регистрировать светящийся след корпускулярного потока в и.о.с. с помощью дистанционно управляемой фотокамеры. Полученные в ходе эксперимента фотографии светящегося следа пучка автоматически обрабатывались с помощью программного обеспечения, написанного в среде LabVIEW.



Рис. 4. а — фотографическое изображение светящегося следа пучка ионов в ускорительном зазоре и.о.с. с указанием области измерения профиля интенсивности свечения; **б** — профиль интенсивности свечения и его аппроксимация функцией Гаусса.

Приведем более подробное описание процесса обработки фотографий следа пучка в и.о.с. и автоматического вычисления эмиттанса.

При измерении эмиттанса важно различить ореол пучка, т.е. область, где интенсивность свечения низка по сравнению с остальной частью пучка [18]. Например, в [17] сказано, что для пучка, имеющего гауссово распределение плотности тока в поперечном сечении, 10% и ниже от ее максимума соответствует ореолу пучка. С учетом ореола значение эмиттанса пучка завышается, что приводит к ошибке при его согласовании с аксептансом и.о.с. Поэтому в данной работе с целью выявления ореола пучка процесс вычисления эмиттанса был циклическим. Для этого при определении поперечного размера пучка d_i в каждой *і*-й поперечной движению пучка плоскости (см. рис. 2) строился профиль интенсивности свечения пучка I(x), который аппроксимировался функцией Гаусса (рис. 4). Адекватность применимости такой функции была проверена с помощью критерия Пирсона [28].

Затем размеры пучка d_i поочередно определялись на уровнях от 0.2 σ (доля пучка 0.14%) до 3 σ (доля пучка 99.7%), где σ – среднеквадратическое отклонение (с.к.о.) в аппроксимирующей функции Гаусса. На каждом уровне формировался массив из размеров пучка d_i , и одновременно в программу передавался массив значений осевого потенциала U_i в плоскостях, где измерялись размеры пучка. Массив значений осевого потенциала, в свою очередь, определялся в ходе численного моделирования распределения электрического поля в рассматриваемой геометрии и.о.с. в программе COMSOL Multiphysics 5.3. В итоге автоматически формировалась и решалась система уравнений (6), в результате чего вычислялись эмиттанс и параметры Твисса. Цикл процесса вычислений, блок-схема которого представлена на рис. 5, завершался по достижении уровня 3 σ .

Также результатом вычислений являлся график зависимости эмиттанса от рассматриваемой доли пучка. На рис. 6 представлен его типичный для проведенных экспериментов вид, для которого характерны две ветви: пологая (до 80–85%) и крутая (свыше 90%). Первая ветвь демонстрирует монотонное возрастание эмиттанса пучка с увеличением его рассматриваемой доли. По достижении уровня 80–85% наблюдается переход ко второй ветви зависимости, демонстрирующей резкое изменение наклона графика. Это объясняется тем, что в основной части пучка, характеризуемой наибольшей интенсивностью свечения, по мере увеличения рассматриваемой доли пучка с.к.о., определяющее поперечный размер, растет медленно.

В области ореола пучка по мере увеличения его доли значение с.к.о. растет быстрее, что связано с появлением "хвостов" в профиле интенсивности. Таким образом, крутая ветвь принадлежит ореолу пучка, а пологая — основной его части. Поэтому значения эмиттанса и параметров Твисса, соответствующих координате точки, в которой меняется наклон графика и происходит переход от основной части пучка к его ореолу, являются искомыми значениями. Чтобы определить эту координату, необходимо найти точку пересечения двух прямых, одна из которых соответствует крутой ветви зависимости, а другая — пологой (рис. 6).



Рис. 5. Блок-схема процесса вычисления эмиттанса.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эмиттанс измерялся в плоскости выходной апертуры п.и.и., на расстоянии 20 мм от которой находился ускоряющий электрод и.о.с. (рис. 7а). Измерение эмиттанса выполнялось для случаев, когда напряжение на ускоряющем электроде U_{accel} составляло 0, -1, -4 и -5 кВ.

В качестве примера на рис. 7 показаны светящийся след пучка в и.о.с. (рис. 7а) при значении ускоряющего напряжения $U_{accel} = -1$ кВ, а также смоделированные в среде COMSOL Myltiphysics 5.3 для данного случая распределение потенциала в и.о.с. (рис. 7б) и зависимость осевого потенциала от продольной координаты в и.о.с. (рис. 7в). Стоит отметить, что в плоскости измерения эмиттанса так же, как в плоскости входной апертуры ускоряющего электрода, происходит "провисание" поля в полости соответствующих электродов. Поэтому в точках графика, которые лежат в этих плоскостях, осевой потенциал U_{ax} не равен потенциалам электродов.

В каждой плоскости, удаляющейся от плоскости вычисления эмиттанса вдоль оси Z системы, с шагом в 1.5 мм измерялись размеры пучка, и фиксировалось значение осевого потенциала. Таким образом, формировались коэффициенты для решения системы (6).

Ниже приведены полученные в результате вычислений значения эмиттанса и параметров Твисса:

$U_{\rm accel}, \kappa B$	ε, π · мм · рад	α	β, мм/рад	γ, рад/мм
0	2.12 ± 0.18	-0.19	10.1	0.10
-1	0.81 ± 0.15	-0.1	25.2	0.04
-4	0.41 ± 0.08	0.25	43.1	0.02
-5	0.37 ± 0.06	0.51	34.9	0.04

На рис. 8 показаны фазовые диаграммы эмиттанса пучка, полученные "бесконтактным" методом для выбранных величин ускоряющего напряжения.

Из этого рисунка видно, что при величинах ускоряющего напряжения 0 и -1 кВ пучок является расходящимся (диаграммы занимают преимущественно квадранты I и III). По мере увеличения ускоряющего напряжения пучок принимает сходящуюся форму (диаграммы "проворачиваются" по часовой стрелке и занимают преимущественно квадранты II и IV). Таким образом, увеличение по модулю величины ускоряющего напряжения приводит к усилению фокусирующих свойств и.о.с., что также прослеживается на фотографических изображениях светящегося следа ионного пучка (рис. 9).

Также из рис. 8 видно, что уменьшается поперечный размер пучка при увеличении по модулю величины ускоряющего напряжения. Попытаемся объяснить это следующим образом. Известно, что максимальный размер пучка связан с эмит-



Рис. 6. График зависимости эмиттанса от рассматриваемой доли пучка.

тансом и β -параметром Твисса соотношением $x_{\text{max}} = \sqrt{\epsilon\beta}$ [14, 17]. При этом по результатам проведенных экспериментов также зафиксировано уменьшение эмиттанса пучка с увеличением модуля укоряющего напряжения (рис. 10 и вышеприведенные вычисленные значения эмиттанса). Отсюда, согласно представленному выражению для размера пучка, следует его уменьшение. В свою очередь, уменьшение эмиттанса с ростом ускоряющего напряжения можно связать с уменьшением угла вылета частиц пучка *x*'. Известно, что под числовым значением эмиттанса понимается уменьшенная в π раз площадь фазовой диаграммы (1), т.е. $\varepsilon_x = \frac{1}{\pi} \int dx dx'$ [18], из чего следует, что величина эмиттанса пропорциональна, в частности, углу вылета частиц пучка *x*'. Максимальный угол вылета частиц связан с эмиттансом и γ -параметром Твисса выражением $x'_{max} = \sqrt{\epsilon \gamma}$ [14, 17, 18]. Вычисленные по полученным экспериментальным данным максимальные углы вылета частиц демонстрируют уменьшение с ростом ускоряющего напряжения (рис. 10), что и объясняет одновременное уменьшение эмиттанса пучка.

Уменьшение угла вылета частиц с ростом ускоряющего напряжения можно объяснить, воспользовавшись результатами работы [29], где моделировались траектории пучка в и.о.с. По мнению авторов [29], угол вылета частиц пучка на выходе из п.и.и. пропорционален отношению их поперечной составляющей энергии к продольной и выра-

жается как x' =
$$\sqrt{\frac{kT_{\text{ion}}}{eU_{\text{ax}}}}$$
, где $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \,\text{Дж/K} - 10^{-23} \,\text{Дж/K}$

постоянная Больцмана, T_{ion} – ионная температура, e – элементарный заряд, U_{ax} – величина осевого потенциала в плоскости измерения эмиттанса. Ионная температура определяется только парамет-



Рис. 7. Светящийся след корпускулярного потока в и.о.с. (а, *1* – выходная апертура п.и.и., *2* – ускоряющий электрод и.о.с.), карта распределения потенциала в и.о.с. (б), зависимость осевого потенциала от продольной координаты в ускорительном зазоре и.о.с. (в). Напряжение на ускоряющем электроде –1 кВ.


Рис. 8. Диаграммы эмиттанса пучка, полученные при величинах ускоряющего напряжения 0 и -1 кВ (**a**), -4 и -5 кВ (**б**).

рами п.и.и. (анодное напряжение, конфигурация, магнитное поле и т.д.), поэтому при неизменных его параметрах в фиксированной плоскости измерения эмиттанса она существенно не меняется. При отсутствии ускоряющего потенциала в и.о.с. продольная энергия пучка определяется приобретенной им энергией в п.и.и. При наличии в и.о.с. ускоряющего потенциала пучок к приобретенной им в п.и.и. продольной компоненте энергии получает дополнительно энергию, определяемую градиентом потенциала в ускоряющей и.о.с. Поэтому при увеличении ускоряющего на-



Рис. 9. Фотографическое изображение светящегося следа пучка ионов в ускорительном зазоре и.о.с. при различных значениях ускоряющего напряжения. *1* – выходная апертура п.и.и., *2* – ускоряющий электрод и.о.с.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

пряжения и, соответственно, потенциала в плоскости измерения эмиттанса увеличивается продольная энергия экстрагируемых из п.и.и. ионов и, как следствие, уменьшается эмиттанс пучка.

На рис. 11а приведены зависимости эмиттанса пучка от продольной координаты Z внутри ускоряющего промежутка, а на рис. 116 — фазовые диаграммы, восстановленные непосредственно перед входной апертурой ускоряющего электрода и.о.с. На график рис. 11а не нанесена зависимость для ускоряющего напряжения 0 кВ, поскольку при отсутствии ускоряющего поля пучок движется в дрейфовом пространстве, где его первоначальный эмиттанс $2.12 \pm 0.18 \pi$ ·мм·рад сохраняется.

Для получения результатов, представленных рис. 11а, плоскость восстановления эмиттанса и параметров Твисса перемещалась вдоль оси Z и фиксировалась на расстояниях 5, 10 и 17 мм от



Рис. 10. Зависимость эмиттанса пучка и максимального угла вылета из п.и.и. частиц пучка от ускоряющего напряжения.



Рис. 11. Зависимость эмиттанса от продольной координаты внутри ускоряющего промежутка (**a**) и фазовые диаграммы перед входной апертурой ускоряющего электрода и.о.с. (*Z* = 17 мм) (**б**).

плоскости выходной апертуры п.и.и. При каждом значении координаты Z в плоскостях, удаляющихся в направлении оси Z от новой плоскости вычисления эмиттанса, с шагом 1 мм измерялись размеры пучка, и фиксировалось значение осевого потенциала. Таким образом, формировались коэффициенты для решения системы (6).

Из рис. 11а видно, что по мере перемещения в направлении оси Z по ускоряющему промежутку плоскости измерения эмиттанса последний уменьшается, что связано с увеличением энергии ионов под действием осевого потенциала (см. рис. 7в).

Из рис. 116 видно, что при величинах напряжения -4 и -5 кВ удается обеспечить сходящуюся форму пучка на входе в ускоряющий электрод и.о.с. При этом при ускоряющем напряжении -5 кВ достигается наименьший для данной серии экспериментов размер пучка, составляющий 4 мм. Сравнение его с диаметром входной апертуры ускоряющего электрода и.о.с., равным 12 мм, позволяет заключить, что в данном случае пучок согласован с апертурой. Поэтому можно ожидать, что бомбардировка поверхности ускоряющего электрода ионами экстрагируемого пучка и, следовательно, ее распыление будут сведены к минимуму.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод "бесконтактного" измерения эмиттанса корпускулярного потока, экстрагируемого из п.и.и. м.л.у. Вычисление эмиттанса выполняется посредством минимизации разности между поперечными размерами пучка в и.о.с., рассчитанными теоретически и экспериментально определенными по фотографическим изображениям следа пучка. Для автоматизации процесса обработки фотографических изображений следа пучка в и.о.с., определения его поперечных размеров и вычисления эмиттанса и параметров Твисса разработано программное обеспечение в среде LabVIEW. Представлены результаты применения "бесконтактного" метода измерения эмиттанса пучка ионов, экстрагируемого из п.и.и. Зафиксировано уменьшение эмиттанса с ростом величины ускоряющего напряжения.

Представленный в статье "бесконтактный" метод измерения эмиттанса был использован ранее в работе [4] при проведении факторного анализа влияния геометрических параметров и.о.с. на эмиттанс ускоренного пучка ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Мамедов Н.В., Прохорович Д.Е., Юрков Д.И., Каньшин И.А., Солодовников А.А., Колодко Д.В., Сорокин И.А. // ПТЭ. 2018. № 4. С. 62. https://doi.org/10.1134/S0032816218030242
- Mamedov N.V., Kolodko D.V., Sorokin I.A., Kanshin I.A., Sinelnikov D.N. // IOP Conf. Series: J. Physics Conf. Series. 2017. V. 830. P. 012063. https://doi.org/10.1088/1742-6596/830/1/012063
- 3. Рачков Р.С., Пресняков А.Ю., Юрков Д.И. // Атомная энергия. 2019. Т. 126. Вып. 6. С. 334.
- 4. *Каньшин И.А.* // Технологии ЭМС. 2018. № 3 (66). С. 26.
- 5. *Бердников А.С., Галль Л.Н., Хасин А.Ю.* // Научное приборостроение. 2001. Т. 11. № 4. С. 28.
- Sarstedt M., Lee Y., Leung K.N., Perkins L.T., Pickard D.S., Weber M., Williams M.D. // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. № 3. P. 1249. https://doi.org/10.1063/1.1146688
- 7. *Вальков А.Е., Зайченко А.К., Устинов А.И.* // Ядерная физика и энергетика. 2010. Т. 11. № 2. С. 199.
- 8. Roychowdhury P., Kewlani H., Mishra L., Gharat S., Rajawat R.K. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res.

A. 2015. V. 795. P. 45. https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.05.043

- Быков Т.А., Касатов Д.А., Колесников Я.А., Кошкарев А.М., Макаров А.Н., Остреинов Ю.М., Соколова Е.О., Сорокин И.Н., Таскаев С.Ю., Шудло И.М. // ПТЭ, 2018. № 5. С. 90. https://doi.org/10.1134/S003281621805018X
- Alexandrov V.S., Donets E.E., Nyukhalova E.V., Kaminsky A.K., Sedykh S.N., Tuzikov A.V., Philippov A.V. // Physics of particles and nuclei letters. 2016. V. 13. № 7. P. 767.

https://doi.org/10.1134/S1547477116070025

- Barabin S., Kozlov A., Kulevoy T., Liakin D., Lukashin A., Selesnev D. // Proceedings of 26th Russian Particle Accelerator Conference RUPAC2018. Protvino, Russia. 2018. THPSC17. P. 440.
- 12. Dong Hyun An, Garam Hahn, Chawon Park // J. Korean Physical Society. 2015. V. 66. № 3. P. 323. https://doi.org/10.3938/jkps.66.323
- Pandit S., Sarma P.R., Bhattacharya S., Bhandari R.K. // Meas. Sci. Technol. 1997. V. 8. P. 1085. https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/10/008
- 14. Khiary F.Z., Abdel-Aal R.E., Muhammad R. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 1994. V. 343. P. 383. https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90215-1
- Mäder J., Roβbach J., Maimone F., Spädtke P., Tinschert K., Lang R., Sun L., Cao Y., Zhao H. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81. P. 02B720. https://doi.org/10.1063/1.3272891
- Stockli M.P., Blokland W., Gorlov T., Han B., Long C., Pennisi T., Assadi S. // Proceedings of PAC09. Vancouver, BC, Canada. 2009. TH6REP012. P. 3974.
- Stockli Martin // AIP Conference Proceedings 2006. V. 868. P. 25. https://doi.org/10.1063/1.2401393

- Браун Я. Физика и технология источников ионов. М.: Мир, 1998.
- 19. Liebl H. Applied Charged Particle Optics. Springer, 2007. P. 131.
 - https://doi.org/10.1007/978-3-540-71925-0_3
- Курнаев В.А., Протасов Ю.С., Цветков И.В. Введение в пучковую электронику: Уч. пособие. М.: МИФИ, 2008.
- 21. *Мешков И.Н., Парфенов А.Н., Бровко О.И*. Патент на изобретение 2212690 РФ // Опубл. 20.09.2003. Бюл. № 26.
- Голубев А.А., Гурьева Е.В., Канцырев А.В., Королёв В.А., Марков Н.В., Рудской И.В., Смирнов Г.Н., Туртиков В.И., Фертман А.Д., Худомясов А.В., Шарков А.В. // ПТЭ. 2009. № 3. С. 13.
- Janev R.K., Langer W.D., Evans Jr.K., Post Jr. D.E. Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2019. dol: https://doi.org/10.1007/978-3-642-71935-6
- Ободовский И.М. Физические основы радиационных технологий: Уч. пособие. Долгопрудный: Издательский дом "Интеллект", 2014.
- 25. Пенинг Ф. Электрические разряды в газах. Изд-во иностр. лит., 1960.
- Долгов А.Н., Марков В.Г., Окулов А.А., Прохорович Д.Е., Садилкин А.Г., Юрков Д.И. // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 6. С. 739.
- 27. *Hooper Jr. E.B.* A Review of Reflex and Penning Discharges. Department of Engineering and Applied Science Yale University. New Haven, Connecticut, USA. 1969. V. 27. P. 295–343.
- Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика: Уч. пособие для вузов. М.: Высшая школа, 2003.
- 29. Soliman B.A., Abdelrahman M.M., Helal A.G., Abdelsalam F.W. // Chinese Physics C. 2011. V. 35. № 1. P. 83. https://doi.org/10.1088/1674-1137/35/1/017

— ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА —

УДК 53.089.59+53.089.52

СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ОДИНОЧНОГО ЛАЗЕРНО-УСКОРЕННОГО ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА С МАЛЫМ ЗАРЯДОМ

© 2020 г. К. В. Губин^{*a*}, Ю. И. Мальцева^{*b*}, А. В. Оттмар^{*b*,*}, Т. В. Рыбицкая^{*b*}

^а Институт лазерной физики СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13/3 ^b Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 11 *e-mail: aottmar@gmail.com Поступила в редакцию 28.12.2019 г. После доработки 28.12.2019 г.

Принята к публикации 16.01.2020 г.

Описываются принципы построения и результаты разработки электронного спектрометра для установки по лазерному ускорению электронов, создаваемой в Институте лазерной физики СО РАН совместно с Институтом ядерной физики (ИЯФ) СО РАН. Спектрометр использует постоянный дипольный магнит и люминофорный экран и рассчитан на диапазон энергий 15–150 МэВ. Основные требования, которые определяют особенности данного спектрометра: расположение базовых элементов в вакуумной камере ограниченного объема и работа в режиме разовых импульсов при малых зарядах в импульсе – на уровне от 1–10 пКл. Описаны методики выбора схемы и геометрии измерений, требования к составляющим спектрометр элементам и их подбор. Продемонстрировано, что коллимация пучка на входе в спектрометр позволяет достичь энергетического разрешения на уровне до 5% на высокоэнергетическом краю диапазона измерений. Приведены результаты тестирования прототипа спектрометра на пучке ВЭПП-5 в ИЯФ СО РАН, при которых экспериментально достигнута чувствительность регистрации плотности заряда на уровне 0.01 пКл/мм².

DOI: 10.31857/S0032816220040059

введение

В настоящее время впечатляющий прогресс достигнут в области лазерно-кильватерного ускорения электронов, которая уже может рассматриваться как перспективный метод ускорения заряженных частиц до энергий, покрывающих диапазон от сотен мегаэлектронвольт до единиц гигаэлектронвольт [1, 2]. Метод основан на генерации в плотной плазме ($10^{18}-10^{20}$ см⁻³) продольной кильватерной волны мощным коротким лазерным импульсом (> 10^{19} Вт/см², ~10-100 фс) с последующим захватом и ускорением электронов из плазмы этой волной.

Основным преимуществом кильватерного ускорения является высокий темп ускорения – до 100 ГэВ/м в сравнении с ~10–100 МэВ/м в линейных ускорителях других типов. Это дает возможность построения компактных ("настольных") источников ультрарелятивистских частиц (электронов, ионов и даже нейтральных) и высокоэнергичных γ-квантов для будущих приложений.

В последнее время также активно развиваются проекты с относительно небольшими энергиями

электронов – в диапазоне энергий сотен и даже десятков мегаэлектронвольт [3-5]. С одной стороны, такие установки не требуют сверхбольших энергий и мощностей лазерного импульса – достаточно уровня сотен/десятков миллиджоулей. С другой стороны, многие приложения и не требуют наличия электронов с энергиями выше сотен мегаэлектронвольт. Гораздо более важной характеристикой является качество электронного пучка – его заряд, энергетический разброс, размер и расходимость. В таком случае невозможно переоценить значение систем измерения этих параметров, причем они должны быть компактными, надежными и недорогими, работать в режиме разовых импульсов при ультрамалых зарядах электронов в сгустке (на уровне ~1-10 пКл), а также по возможности не разрушать пучок.

СХЕМА УСТАНОВКИ ПО ЛАЗЕРНО-КИЛЬВАТЕРНОМУ УСКОРЕНИЮ

В Институте лазерной физики (ИЛФ) СО РАН развивается совместный с Институтом ядерной физики (ИЯФ) СО РАН проект по созданию ис-



Рис. 1. Экспериментальная установка. *1* – лазерные лучи; *2* – сверхзвуковая газовая струя; *3* – электронный пучок; *4* – коллиматор электронов; *5* – люминофорные экраны; *6* – магнитный диполь спектрометра; *7* – цилиндр Фарадея; *8* – фотокамера.

точника комптоновских фотонов, базирующийся на лазерно-кильватерном ускорении. На первой стадии сооружается стенд для получения лазерноускоренных электронов с энергией до 150 МэВ в сверхзвуковой газовой струе. Источником лазерного излучения для кильватерного ускорения будет являться созданная в ИЛФ двухканальная мультитераваттная лазерная система [6, 7]. Далее с помощью обратного комптоновского рассеяния пробного лазерного пучка на лазерно-ускоренных электронах планируется получение высокоэнергичных γ-квантов с энергией до сотен килоэлектронвольт.

В планируемом сценарии работы установки один и тот же субпетаваттный высококонтрастный фемтосекундный лазерный импульс используется как для ионизации газа в струе и формировании плазменного канала, так и для генерации кильватерной волны с захватом из плазмы и ускорением электронов. Такой сценарий является вполне традиционным для установок по лазерноплазменному ускорению [8].

Параметры экспериментальной установки:

 – лазерная система – частота повторения, энергия в импульсе 100–300 мДж, длительность импульса ~20 фс, длина волны 810 нм;

– сверхзвуковая гелиевая струя – диаметр ~1.2 мм, плотность газа 10^{18} – 10^{19} см⁻³, число Маха 3.5–4, входное давление газа 5–10 атм;

- зона захвата и ускорения электронов - диаметр $\sim 10-15$ мкм, длина ~ 0.5 мм;

 планируемые параметры ускоренных электронов — энергия 100—150 МэВ, заряд сгустка 1—

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

10 пКл, расходимость 1−10 мрад, длительность сгустка \leq 0.1 пс.

Основные элементы установки расположены в трех вакуумных экспериментальных камерах, оборудованных оптическими и откачными портами, входными и выходными портами для лазерного и электронного пучков, электрическими и механическими вводами.

В первой камере находится компрессор лазерного импульса. Вторая камера содержит сопло Лаваля с импульсным клапаном для производства сверхзвуковой струи, а также оптическую систему для фокусировки и сведения ускоряющего и рассеиваемого лазерных лучей. В третьей камере расположены системы диагностики электронного пучка (цилиндр Фарадея [9], разрабатываемый резонаторный датчик заряда сгустка, монитор положения и угловой расходимости сгустка, а также описываемый в данной работе электрон-



Рис. 2. Схема дипольного магнита. *1* – сердечник Fe; *2* – постоянные магниты NdFeB.



Рис. 3. Карта поля в зазоре дипольного магнита: а – расчетное поле, б – результаты измерений.

ный спектрометр) и комптоновских фотонов. Последние две камеры и расположение элементов в них показаны на рис. 1.

ТРЕБОВАНИЯ К ЭЛЕКТРОННОМУ СПЕКТРОМЕТРУ

Диагностика энергетического спектра ускоренных частиц является совершенно необходимой частью любой ускорительной установки. За основу была выбрана широко используемая в ла-



Рис. 4. Прохождение пучка с разными энергиями через магнитную систему, начальное смещение 20 мм необходимо для расширения энергетического диапазона. зерно-ускоряющих экспериментах схема с магнитным диполем на постоянных магнитах, люминофорным экраном и фотокамерой в качестве регистратора сигнала. Наиболее важные ограничения, накладываемые при разработке спектрометра:

 компактные размеры (габариты не более 20– 25 см) определяются необходимостью размещения спектрометра внутри вакуумной камеры Ø 70 и высотой 50 см наряду с остальными элементами;

 используемые материалы должны быть пригодны для работы в вакууме, а также при высоких радиационных нагрузках;

 чувствительность спектрометра должна обеспечивать работу при малых зарядах электронного сгустка — на уровне единиц пикокулонов;

 – расположение фотокамеры вне экспериментального вакуумного объема, в отличие от остальных элементов спектрометра;

 достаточно высокое энергетическое разрешение — не хуже 5%, что требует использования специального коллиматора для электронов, который описывается ниже.

ДИПОЛЬНЫЙ МАГНИТ

Выбор конструкции и параметров магнита определяется накладываемыми на него требованиями и ограничениями:

 небольшие габариты одновременно с расположением магнита внутри вакуумной камеры определяют использование постоянных магнитов;

 высота зазора между полюсами не должна быть меньше 1 см, так как в реально получаемых лазерно-ускоренных электронных пучках их угловое расхождение может достигать 5–10 мрад, что приводит к поперечному размеру сгустка на спектрометре до 1 см;



Рис. 5. Положение пучка на люминофорном экране (**a**) и энергетическое разрешение спектрометра (**б**) в зависимости от энергии электронов для пучков различного размера: 1 - расстояние от магнита до экрана 105 мм, апертура 1 мм, l' - 105 мм, 5 мм, 2 - расстояние от магнита до экрана 145 мм, апертура 1 мм, 2' - 145 мм, 5 мм.

– экран располагается на расстоянии не более 12 см от магнита, поэтому для получения проектной точности требуется иметь угол отклонения пучка не менее 0.02 рад; при длине магнита не более 5 см поле в зазоре должно быть не менее 0.7 Тл, поэтому требуются постоянные магниты с полем не менее 1 Тл.

Существует также важное дополнительное требование — подвижность магнита (см. рис. 1). Имеется в виду возможность двигать магнит, вводя и выводя электронный пучок из области отклоняющего поля. При этом передвижение магнита должно осуществляться оперативно без вскрытия вакуумной камеры, что приводит к необходимости монтажа магнита на передвижной тележке. В свою очередь, это требование также отсекает геометрии с специально оптимизированными профилями для обеспечения высоких точностей измерений и разрешения по энергии, как, например, в [10, 11], поскольку такие схемы требуют точной выставки, юстировки и фиксации магнита. В результате была выбрана схема простого плоского дипольного магнита с геометрией, представленной на рис. 2.

Магнит спектрометра сконструирован на двух постоянных NdFeB-магнитах размерами $50 \times 50 \times 50$ мм с индукцией 1 Тл. Пролетный промежуток железного сердечника имеет длину 36, ширину 50 и высоту зазора 8 мм. Такая конструкция обеспечивает практически однородное отклоняющее поле в 1 Тл (рис. 3).

Интерфейс	Ethernet			
Модель датчика	ICX285	ICX424	AR0134	AR0130
Размер датчика, мм	11	6	6	6
Тип датчика	ПЗС	ПЗС	КМОП	КМОП
Тип затвора	Кадровый	Кадровый	Кадровый	Строчный
Разрешение	1392×1040	659 × 494	1280×960	1280×960
Скорость следования кадров, c^{-1}	4	15	5	5
Размер ячейки, мкм	6.5	7.4	3.75	3.75
Квантовая эффективность, %	55	53	70	77
Шумы чтения, e^-	11.7	16.5	5 (4.4)	7.8(4.2)
Максимальное отношение сигнал/шум, дБ	43	43.8	37.9	42.6
Динамический диапазон, дБ	64.6	63.2	61.8	67.3
Емкость ячейки, <i>е</i> -	19900	23900	6100	18 300

Таблица 1. Характеристики фотокамеры



Рис. 6. Электронный пучок на выходе коллиматора: **a** – угловое, **б** – пространственно-угловое распределение. Энергия электронов 150 МэВ, длина коллиматора 6 см, ширина щели 1 мм. N – количество рассеянных частиц.

Трассировка электронного пучка с энергиями и размерами из заданного диапазона в поле магнита (рис. 4) дала возможность определить оптимальное расположение люминофорного экрана и получаемое при этом энергетическое разрешение спектрометра. На рис. 5а представлено положение моноэнергетического пучка с энергией в диапазоне от 16 до 150 МэВ. Здесь под расстоянием от магнита до экрана понимается расстояние от выходной плоскости магнита до точки пересечения экрана с исходной (не отклоненной) траекторией пучка. Координата положения пучка отсчитывается вдоль экрана, наклоненного к магниту под углом 45° (см. рис. 4). Если пучок имеет конечный размер, то мы не в состоянии разделить на экране люминофора эффекты от конечного размера пучка и его энергетического разброса, если электроны попадают на экран достаточно близко. Так, на рис. 5а можно наблюдать этот эффект — здесь сплошными линиями показаны "границы" пучка шириной 1 мм, штриховыми — шириной 5 мм. Зависимость энергетического разрешения спектрометра от энергии для размера пучка 1 и 5 мм представлена на рис. 5б.

Основные выводы, полученные при трассировке пучка, следующие:

• Оптимальным является вход пучка в дипольный магнит не по центру, а при смещении на ~20 мм, как показано на рис. 4. Такое смещение позволяет расширить энергетический диапазон измерений снизу с 20 до 16 МэВ.

• В качестве базового варианта принято расположение люминофорного экрана под углом 45° к траектории электронов на входе в спектрометр и расстоянии от магнита до экрана 100–105 мм. Отклонения от этого расположения незначительно влияют на характеристики спектрометра, что дает возможность дополнительной подстройки при учете оптических характеристик регистратора в при финальной сборке спектрометра.

• Показана необходимость коллимации пучка на входе в спектрометр для получения желаемого энергетического разрешения спектрометра на уровне нескольких процентов. Так, расчетное разрешение пучка с энергией 150 МэВ и размерами 5 мм, 1 мм и 0.5 мм составляет 33–40%, 6–8% и 3–4% соответственно.

КОЛЛИМАТОР

Угловое расхождение в электронных пучках, получаемых в реальных установках с лазернокильватерным ускорением (л.к.у., LWFA), может достигать 5–10 мрад. Такое расхождение пучка в нашей установке (рис. 1) приведет к тому, что на спектрометре поперечный размер составит 5–10 мм, что дает неприемлемо низкое энергетическое разрешение спектрометра, особенно для энергий выше 50 МэВ. Для улучшения разрешения спектрометра было предложено использовать щелевой коллиматор пучка на входе в спектрометр, представляющий собой поглотитель с вертикальной щелью. Как показано выше, ширина щели (и размер пучка на выходе коллиматора) должна составлять 0.5–1 мм.

Для обеспечения высокого качества коллимации поглощение частиц в материале коллиматора должно составлять не менее 99% от первоначального числа частиц в пучке (хотя, конечно, эта граница, в какой-то мере, произвольна). В качестве материала коллиматора был выбран вольфрам. Геометрия оптимизировалась с помощью моделирования в программном комплексе GEANT4 [12]. Электроны на входе в коллиматор моделировались параллельным входным пучком с энергией от 10 до 150 МэВ и сечением 5 × 5 мм².

Результаты расчетов показали, что при длине коллиматора 6 см на всем энергетическом диапазоне поглощается > 99% от первоначального числа частиц в пучке. При этом соотношение числа заряженных частиц, пролетающих сквозь щель, к общему числу частиц на выходе из коллиматора составляет 99.98% при энергии пучка 10 МэВ, 95.5% – 120 МэВ, 93.7% – 150 МэВ. При этом поперечный размер пучка с хорошей точностью (~0.1%) соответствует ширине щели коллиматора и равен 1 мм, а угол расхождения не превышает 0.025°, что удовлетворяет поставленным требованиям (см. рис. 6).

ЛЮМИНОФОРНЫЙ ЭКРАН

Наиболее часто для диагностики спектра и пространственного распределения тока в пучке л.к.у. (LWFA) электронов используются люминофорные экраны, в основном — Lanex screens of Kodak-Carestream, на основе люминофора Gd_2O_2S :Tb. Экраны этого типа имеет высокую линейную зависимость яркости свечения от падающего заряда, а также практически не зависят от энергии электронов в широком диапазоне энергий [13, 14].

В данной работе использован люминофорный экран производства Renex (Новосибирск), изготовленный по технологии Lanex и аналогичный ему по свойствам [15] – Renex (Gd₂O₂S:Tb), характеристики которого следующие:

Эффективный атомный номер	60
Гигроскопичность	нет
Химическая стабильность	не ограничена
Плотность	7.3 г/см
Поглощение рентгеновских лучей	29%
Энергетическая эффективность	19%
Эффективность светоотдачи экранов	65%
Общая эффективность использования	3.4%
системой энергии рентгеновских лучей	
Максимум свечения А _{тах}	545 нм
Время затухания	600-700 мкс
Послесвечение (через 500 мс)	0.007 - 0.002%
Полное пропускание (на λ_{max} при	43%
толщине образца 1.6 мм)	

Толщина люминофора 303 мкм (защитное покрытие — 10 мкм, полиэтилен — 178 мкм, сцинтиллятор — 110 мкм, защитное покрытие — 5 мкм). Экран может работать в вакууме до уровня 10⁻⁶ Торр и позволяет получать изображение с достаточным для нас разрешением — на уровне 5–7 линий/мм



Рис. 7. Угловое распределение пучка на выходе из люминофора при разных энергиях. Шаг разбиения по углу составляет 0.1°, число рассеянных частиц от первичного электрона нормировано на площадь разбиения на поверхности люминофора.

[16]. Он также обладает достаточно высокой чувствительностью при облучении его высокоэнергичными электронами — на уровне 8.5 · 10¹⁰ фотонов/см² при плотности заряда в сгустке 10⁹ см⁻².

Для исследования влияния люминофора на пролетающий через него электронный пучок было проведено моделирование на GEANT4 углового распределения пучка после прохождения экрана. В модели точечный пучок с энергией 10, 50, 100, 150 МэВ падает нормально на поверхность люминофора. Из результатов, представленных на рис. 7, видно, что при энергиях пучка >100 МэВ угловой разброс пучка при прохождении люминофора не превышает 1°. На более низких энергиях угловой разброс существенно растет и для 10 МэВ достигает примерно 5°.

Таким образом, при использовании люминофорного экрана перед спектрометром, для корректного определения энергетического спектра электронного сгустка вблизи нижней границы (<50 МэВ) по энергии необходимо учитывать расходимость пучка при рассеянии в экране, и он может считаться лишь условно прозрачным.

ΦΟΤΟΚΑΜΕΡΑ

Основным критерием выбора камеры для спектрометра является ее чувствительность (минимальное количество фотонов на единицу площади, которое камера может зарегистрировать) и разрешение.

Пучок, получаемый в установке л.к.у., имеет низкий заряд и, возможно, большое рассеяние,



Рис. 8. Схема тестов макета спектрометра с пучком инжекционного комплекса ВЭПП-5.

поэтому камера должна различать очень слабое свечение люминофора, т.е. иметь высокую чувствительность.

Как было показано ранее, для обеспечения энергетического разрешения 5% необходимо измерять положение пучка с точностью 0.5 мм. Положим на каждый интервал 0.5 мм 3–5 точек на изображении, тогда для съемки экрана размером 10 см разрешение камеры должно составлять 600–1000 точек.

Для эксперимента была выбрана разработанная в ИЯ Φ фотокамера, которая поддерживает несколько моделей сенсоров (табл. 1). Все поддерживаемые камерой сенсоры имеют достаточное разрешение и схожую чувствительность, но ICX285 имеет вдвое больший размер, что позволяет передать на него вдвое больше света с люминофора, поэтому он и был выбран. Используется светосильный объектив "Юпитер 3" (фокусное расстояние 50 мм, диафрагма 1.5). Существенным недостатком использования светосильного объектива является очень маленькая глубина резкости, которая на 35–45 см составляет всего лишь 0.5 см, чего явно недостаточно для резкого отображения всего экрана. Это снижает точность измерений, поэтому необходимо фокусировать изображение в области высоких энергий, где точность измерения наиболее критична. В дальнейшем планируется использовать крепление объектива с регулировкой наклона, что позволит совместить плоскость фокусировки с экраном и получить резкое изображение (принцип Шаймфлюга).

ТЕСТЫ СПЕКТРОМЕТРА НА ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

Основная цель данных испытаний — экспериментальная проверка на реальном ускоренном электронном пучке в односгустковом режиме основных элементов спектрометра: дипольного магнита, коллиматора, системы регистрации. Кроме того, ставилась задача по отработке методик измерения и доработки оборудования для измерения спектра и распределения заряда ускоренного электронного сгустка, а также определения реального диапазона работы и чувствительности диагностики.

Испытания проводились на пучке инжекционного комплекса ВЭПП-5 в ИЯФ СО РАН [17, 18]. Энергия электронов составляла 120 МэВ, длительность сгустка ~1 нс, частота повторения импульсов – 2 Гц, заряд в сгустке варьировался от 4.8 нКл ($3 \cdot 10^{10}e^-$, номинальный режим работы инжекционного комплекса) до, практически, нуля. В эксперименте заряд пучка измерялся с помощью цилиндра Фарадея [9], также разработанного для экспериментов по лазерно-кильватерному ускорению. Пучок отклонялся и выводился в атмосферу с помощью 180-градусного поворот-



Рис. 9. Поперечные распределения заряда в одиночном сгустке на границе чувствительности (**a**) и в середине рабочего диапазона (**б**).



Рис. 10. Зависимость максимального сигнала с фотокамеры (цифровой код) от заряда сгустка.

ного электромагнита комплекса. На выходе пучка в атмосферу располагался макет разрабатываемого спектрометра, схема которого представлена на рис. 8. Расположение элементов было близко к планируемому в лазерных экспериментах.

На начальной стадии эксперимента определялся реальный рабочий диапазон по заряду сгустка. Геометрия расположения элементов несколько отличалась от показанной на рис. 8. В данном случае дипольный магнит отсутствовал, люминофорный экран располагался вплотную к поворотному магниту под углом 45° к оси пучка. Камера расположена перпендикулярно оси пучка (45° к люминофорному экрану) на расстоянии 40 см от него.

Сигналы с фотокамеры и цилиндра Фарадея регистрировались одновременно — для одного и того же сгустка. На рис. 9 показаны зарегистрированные профили электронных сгустков на нижней границе (рис. 9а) и в середине (рис. 9б) диапазона зарядов пучка. Следует обратить внимание, что профили распределения электронов подобны, т.е. не зависят от величины заряда, во всем диапазоне измерений. На рис. 10 приведена зависимость максимального сигнала с фотокамеры от заряда сгустка. Как видно, во всем диапазоне (3 порядка) зависимость остается линейной, что и требуется от системы регистрации.

В результате проведенных на данном этапе тестов определено, что:

 во всем диапазоне измерений (3 порядка – от 1.5 до 1.8 нКл/импульс) сигнал с фотокамеры линейно пропорционален измеренному заряду;

 – экспериментально достигнута чувствительность диагностики ~10⁻¹⁴ Кл/мм²;

 пространственное разрешение зарегистрированного изображения составило около 18 точек



Рис. 11. Фотографии люминофорного экрана без магнита (вверху) и с магнитом (внизу). Штрихи на экране нанесены через 0.5 см.

на 1 мм объекта (изображения пучка на люминофорном экране).

На финальном этапе тестировалась работа дипольного магнита и коллиматора. В эксперименте был использован щелевой вольфрамовый коллиматор длиной 6 см с шириной щели 1 мм. Расстояние от выхода коллиматора до средней плоскости дипольного магнита ~17 см, от средней плоскости магнита до "средней точки" люминофорного экрана ~22 см, экран под углом 30° к оси пучка, камера на расстоянии 60 см.

На рис. 11 показаны фотографии люминофорного экрана при попадании на него электронного пучка без магнита (верхней) и с магнитом (нижней). Для поля в магните 1 Тл отклонение пучка вдоль экрана составляет ~7.5 см, расчетное отклонение пучка вдоль люминофорного экрана составляет ~7.3 см. Измерения показали соответствие расчетной траектории электронного сгустка с зафиксированной экспериментально при магнитном поле в зазоре магнита спектрометра ~1 Тл. Расхождение между трассировкой и измерением можно объяснить неполным учетом "хвостов" поля, вываливающегося из зазора магнита.

Также было замечено расплывание пучка размер пятна на экране заметно больше 1 мм (ширина щели коллиматора). Этот эффект обусловлен рассеянием пучка при движении в воздухе, что приводит к росту его размера, поскольку люминофорный экран расположен достаточно далеко от поворотного магнита и коллиматора. Поэтому для верной интерпретации результатов необходимо учитывать такое рассеяние. Было проведено моделирование прохождения пучка до люминофора через атмосферу на GEANT4. Результаты моделирования в сравнении с измерениями приведены на рис. 12. Как видно, данные моделирования и измерений практически совпадают. Таким образом, рост поперечного размера электронного сгустка в проведенном эксперименте вызван его рассеянием в атмосфере и будет отсутствовать в эксперименте по кильватерному ускорению. Это означает, что коллиматор будет работать в соот-



Рис. 12. Распределение плотности заряда на люминофоре (41 см от коллиматора) поперек направления движения электронов в месте их попадания на экран: \mathbf{a} – результаты расчета с учетом рассеяния в атмосфере, $\mathbf{6}$ – измеренные данные.

ветствии с оценками, приведенными выше, и реально повысит энергетическое разрешение спектрометра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан магнитный спектрометр для экспериментов по лазерно-кильватерному ускорению электронов в ИЛФ СО РАН совместно с ИЯФ СО РАН, работающий в режиме разовых импульсов с ультракороткими (≤0.1 пс) сгустками электронов с малым зарядом (~1 пКл) на диапазон энергий 15–150 МэВ. Изготовлен и успешно испытан на высокоэнергичном электронном пучке ВЭПП-5 в ИЯФ СО РАН прототип спектрометра, где продемонстрирована работоспособность как основных элементов, так и диагностики в целом. Экспериментально достигнутая чувствительность диагностики составила ~10⁻¹⁴ Кл/мм². Продемонстрировано, что применение коллиматора пучка позволяет существенно улучшить энергетическое разрешение спектрометра до уровня <10%. Система подготовлена для установки и применения на создаваемом стенде по лазерно-кильватерному ускорению.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке программой фундаментальных исследований Президиума РАН "Экстремальное лазерное излучение: физика и фундаментальные приложения" (проект № 115113010008) ИЛФ и программой Фонда научных исследований государственных академий наук — "Тема № 15.4.3. Исследование новых методов ускорения заряженных частиц" (№ 0305-2014-0016) в ИЯФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Leemans W.P., Gonsalves A.J., Mao H.-S., Nakamura K., Benedetti C., Schroeder C.B., Tóth Cs., Daniels J., Mittelberger D.E., Bulanov S.S., Vay J.-L., Geddes C.G.R., Esarey E. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 45002. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.245002
- Hyung Taek Kim, Ki Hong Pae, Hyuk Jin Cha, I Jong Kim, Tae Jun Yu, Jae Hee Sung, Seong Ku Lee, Tae Moon Jeong, Jongmin Lee // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 165002.

https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.165002

- Hafz N.A., Li S., Li G., Mirzaie M., Zeng M., Zhang J. // High Power Laser Science and Engineering. 2016. V. 4. https://doi.org/10.1017/hpl.2016.25
- Goers A.J., Hine G.A., Feder L., Miao B., Salehi F., Wahlstrand J.K., Milchberg H.M. // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115(19). P. 194802. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.194802
- Salehi F., Goers A.J., Hine G.A., Feder L., Kuk D., Miao B., Milchberg H.M. // Opt. Lett. 2017. V. 42(2). P. 215. https://doi.org/10.1364/OL.42.000215
- Leshchenko V.E., Trunov V.I., Frolov S.A., Pestryakov E.V., Vasiliev V.A., Kvashnin N.L., Bagayev S.N. // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. P. 095301. https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/9/095301
- Trunov V.I., Lotov K.V., Gubin K.V., Pestryakov E.V., Bagayev S.N., Logachev P.V. // IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series. 2017. V. 793. P. 012028. https://doi.org/10.1088/1742-6596/793/1/012028
- Karsch S., Osterhoff J., Popp A., Rowlands-Rees T.P., Major Zs., Fuchs M., Marx B., Hörlein R., Schmid K., Veisz L., Becker S., Schramm U., Hidding B., Pretzler G., Habs D. et al. // New J. Phys. 2007. V. 9. № 11. P. 415. https://doi.org/10.1088/1367-2630/9/11/415
- Gubin K.V., Trunov V.I., Gambaryan V.V., Levichev A.E., Maltseva Yu.I., Martyshkin P.V., Pachkov A.A., Peshekhonov S.N. // Rev. Sci. Instrum. 2018. V. 89. Issue 6. https://doi.org/10.1063/1.5022845
- Nakamura K., Wan W., Ybarrolaza N., Syversrud D., Wallig J., Leemans W.P. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. P. 053301. https://doi.org/10.1063/1.2929672

- Soloviev A.A., Starodubtsev M.V., Burdonov K.F., Kostyukov I.Y., Nerush E.N., Shaykin A.A., Khazanov E.A. // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82(4). P. 043304. https://doi.org/10.1063/1.3585862
- 12. http://www.muonsinternal.com
- Nakamura K., Gonsalves A.J., Lin C., Smith A., Rodgers D., Donahue R., Byrne W., Leemans W.P. // Phys. Rev. Special Topics – Accelerators and Beams. (2011). V. 14 (6). P. 062801.

https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.062801

- Buck A., Zeil K., Popp A., Schmid K., Jochmann A., Kraft S.D., Hidding B., Kudyakov T., Sears C.M.S., Veisz L., Karsch S., Pawelke J., Sauerbrey R., Coman T.E., Krausz F., SchrammU. // Rev. Sci. Instrum. 2010. V. 81(3). P. 033301. https://doi.org/10.1063/1.3310275
- 15. Komarskiy A.A., Chepusov A.S., Kuznetsov V.L., Kor-
- zhenevskiy S.R., Niculin S.P., Cholakh S.O. // J. Biosci-

ences and Medicines. 2014. V. 2. P. 17. https://doi.org/10.4236/jbm.2014.22003

- Golovkova S.I., Rüdiger J. // Biomedical Engineering. 2016. V. 50(2). P. 105. https://doi.org/10.1007/s10527-016-9598-v
- Aleksandrov A., Pavlov V.M., Sharapa A.N., Mironenko L.A., Gubin K., Kuklin D.Ye., Shemyakin A., Galimov R.Kh., Skarbo B.A., Dikanskij N.S., Boimel'shtein Yu.M., Bąk P., Novokhatskii A.S., Chupyra A., Rezakov B.A. et al. // Proc. LINAC96. Geneva, Switzerland. 1996. August 26–30. CERN-1996-007. 1996. P. 821. https://doi.org/10.5170/CERN-1996-007.821
- Avilov M.S., Akimov A.V., Antoshin A.V., Bak P.A., Boimel'shtein Y.M., Bolkhovityanov D.Yu., Galimov R.Kh., Gromov R.G., Gubin K., Gurov S.M., Gusev E.A., Dikanski N.S., Kazarezov I.V., Klyushchev S.N., Kokoulin V.I. et al. // Atomic Energy. 2003. V. 94. № 1. P. 50. https://doi.org/10.1023/A:1023498704950

= ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.08

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ДЛЯ КОНТРОЛЯ ДЕГРАДАЦИИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ В ПУЧКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

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

^a Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория ядерных реакций Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, б ^b Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева Казахстан, 010000, Нур-Султан, ул. Camnaeва, 2 *e-mail: teterev@jinr.ru Поступила в редакцию 26.11.2019 г.

После доработки 26.11.2019 г. Принята к публикации 28.11.2019 г.

Представлены описание и результаты испытаний детекторов, работающих по принципу измерения тока вторичной эмиссии. Созданы многоканальные профилометры, диапазон работы которых варьируется от $n \cdot 10^3$ до 10^9 ионов/см² · с. Этот диапазон в значительной степени перекрывается с диапазоном от единиц до 10^6 ионов/см² · с для сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов. В области перекрытия токовые профилометры используются для контроля их деградации под действием пучка. Токовые профилометры используются при проводке низкоинтенсивных пучков, их чувствительность на четыре порядка выше чувствительности люминофоров, изготовленных из Al₂O₃ и цилиндров Фарадея. На основе вторичной эмиссии создан трехламельный пробник для измерения тока внутреннего пучка ускорителя с нижним пределом измерения 0.1 пА.

DOI: 10.31857/S0032816220030052

введение

Для многих прикладных задач, как, например, тестирование электронных схем или исследования в биологии, используются пучки различных ускоренных тяжелых ионов низкой интенсивности от единиц до 10⁷ ионов/см² · с. Для диагностики таких пучков обычно используют детекторы на основе сцинтилляторов или полупроводников. К сожалению, сцинтилляторы и полупроводники под воздействием бомбардировки пучком ионов деградируют, причем возможно неодинаковым образом из-за некоторых различий индивидуальных свойств или разности в загрузке. Необходим прибор, с помощью которого можно было бы отслеживать степень деградации.

Такую задачу можно решить с помощью другого детектора, который деградации не подвержен и мог бы работать в указанном диапазоне интенсивностей. Периодически можно контролировать соотношение показаний деградирующих детекторов и недеградирующих. Недеградирующий прибор должен быть прост в изготовлении и иметь минимальные требования в обслуживании. Таким недеградирующим прибором мог бы являться многопроволочный профилометр, работающий по принципу измерения тока вторичной эмиссии, например, [1]. Недостатком такого прибора является возможность оценивать деградацию только на границе предельной счетной загрузки сцинтиляционных детекторов, порядка 10^6 ионов/см² · с. Точность оценки в этом случае снижена из-за вклада в измеряемый ток электромагнитных наводок на проволочки профилометра. Из-за наводок указанная плотность потока является нижней границей его применимости.

Элементарными способами борьбы с наводками являются экранирование и правильное заземление [2]. Применение этих средств позволило создать многоканальный прибор по принципу измерения тока вторичной эмиссии для контроля деградации профилометра на основе сцинтилляционных детекторов [3], служащего для измерения степени неоднородности пучка ионов при тестировании электронных схем.

ПРОФИЛОМЕТР НА БАЗЕ ДЕВЯТИ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ ДЛЯ РАБОТЫ В ПУЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Тестирование электронных схем в работе [3] проводится по методике, за основу которой взяты



Рис. 1. Расположение ламели и экранов. 1 – ламель; 2 – первый экран; 3 – второй экран; 4 – изолятор из Al₂O₃; 5 – проволока из меди.

межлународные стандарты, например, [4]. В соответствии с этими стандартами к процедуре проведения тестов предъявляется ряд требований, в частности, к пучкам ионов. Тестирование должно проводиться с использованием набора ионов с различающимися значениями линейных передач энергии в материале тестируемых изделий. По требованию стандартов должны измеряться: плотность потока ионов в пределах от единиц до 10⁵ частиц/см² · с, флюенс потока до 10^7 частиц/см² и однородность пучка по облучаемому изделию. В работе [3] используются пучки ионов от кислорода до висмута, которые ускорены до энергий от 14 до 60 МэВ/нуклон, а для контроля требуемых параметров пучка по плошали диаметром 60 мм создан профилометр, который входит в состав оборудования.

Профилометр состоит из 9 органических сцинтилляторов, свет от которых с помощью световодов подается на 9 фотоэлектронных умножителей. Сцинтилляторы расположены рядами 3 по 3 на расстояниях 2.2 см между центрами друг друга. Площадь сцинтилляторов — 1 см². Профилометр вводится в ионопровод при настройке пучка и периодически для контроля равномерности распределения перед каждой новой экспозицией. Требуемая неравномерность не должна превышать 20%.

Одинаковость счетных характеристик всех девяти сцинтилляционных детекторов контролируется трековыми детекторами [5] при каждой смене сорта ускоренного иона. При обнаружении отклонений проводится корректировка счетных характеристик и новый контроль с помощью трековых детекторов. Суммарно весь процесс занимает 3–4 ч. Необходим прибор, с помощью которого деградацию можно было бы отслеживать оперативно.

Существенно ускорить этот процесс позволяет созданный недеградирующий многоканальный профилометр, работающий по принципу измерения тока вторичной эмиссии. Его характеристики меняются при переходе от одного сорта иона к другому, но для каждого определенного иона независимо от времени экспозиции остаются постоянными.

ОПИСАНИЕ НЕДЕГРАДИРУЮЩЕГО 25-КАНАЛЬНОГО ПРОФИЛОМЕТРА

Созданный профилометр, работающий по принципу измерения тока вторичной эмиссии, представляет собой 25 металлических измерительных пластин площадью 1 см², расположенных в 5 рядов по 5 пластин в каждом. Каждый ряд пластин окружен корытообразным экраном, который в свою очередь окружен вторым корытообразным экраном. Второй экран заземлен, а на первый подается напряжение +9 В от батареи "Крона", за счет чего практически все электроны вторичной эмиссии с измерительных пластин собираются на экран. Другой полюс батареи соединен с заземленным вторым экраном. Вся эта конструкция размещена на подложке размером 8×8 см, которая дистанционно может вводиться в пучок ионов. Изоляция между измерительными пластинами и экранами изготовлена из керамики Al₂O₃. Конструкция выдерживает нагревание до 300°С. Ограничение по температуре связано с наличием фторпластовой изоляции соединительных проводов. Ток с каждой из 25 пластин измеряется с помощью двух 16-канальных усилителей тока [6]. Для работы применен усилитель II16-03, предназначенный для измерения токов в диапазоне ±1 нА. Полное время измерения всех 16 каналов – 267 мс. Частота опроса $-1 c^{-1}$.

Усилители размещаются в крейте стандарта "Евромеханика". Основной микромодуль системы SMARTBOX-6 [6] обеспечивает функционирование системы и связь с внешним компьютером системы управления. Связь осуществляется через интерфейс TCP/IP, USB. Информация передается на э.в.м.

Корытообразные экраны открыты в сторону пучка и не препятствуют попаданию ускоренных ионов на пластины. В описанной конструкции используется двойное экранирование измерительных пластин. Опытным путем установлено, что коэффициент экранирования остается высоким, когда измерительная пластина находится на дне корытообразного экрана, а высота стенок не меньше ширины его дна.

На рис. 1 приведен фрагмент чертежа профилометра, на котором показано взаиморазмещение одной из измерительных пластин и экранов.

На рис. 2 приведены изображения с экрана внешнего управляющего компьютера при измерении с помощью токового многоканального профилометра в отсутствие пучка (рис. 2а), с пучком ионов ⁸⁴Kr с энергией 22.9 МэВ/нуклон,



Рис. 2. Изображения с экрана внешнего управляющего компьютера при измерении с помощью токового многоканального профилометра: **a** – в отсутствие пучка, **б** – с пучком ионов ⁸⁴Кг с энергией 22.9 МэВ/нуклон, плотностью потока 5 \cdot 10⁴ ионов/см²; **b** – при измерении этого пучка с помощью 9-канального сцинтилляционного профилометра.

плотностью потока 5 · 10⁴ ионов/см² · с (рис. 2б) и при измерении этого пучка с помощью 9-канального сцинтилляционного профилометра (рис. 2в).

Сравнение показаний токового многоканального профилометра и 9-канального сцинтилляционного профилометра было проведено при плотностях потока пучков в диапазоне от 0 до 10⁶ ионов/см² · с. Отмечено полное линейное соответствие. Исходя из этого соответствия и среднего темнового тока в



Рис. 3. Зависимость эффективности недеградирующего многоканального детектора от дифференциальных потерь энергии регистрируемых тяжелых ионов в нержавеющей стали.

отсутствие пучка установлено минимальное значение плотности пучка $N_{\rm min}$, выше которого токовый многоканальный профилометр может быть использован. Это значение зависит от сорта иона и его энергии. Величина, численно равная значению $1/N_{\rm min}$, принята за эффективность детектора. На рис. З приведен график зависимости эффективности токового профилометра от дифференциальных потерь энергии ионов в нержавеющей стали — материале измерительных пластин. График был построен на основании измерений с ионами Ar, Kr, Xe и Bi. Как и следовало ожидать, эта зависимость практически линейна.

Как следует из результатов проведенных измерений, созданный профилометр с усилителем тока II16-03 может быть использован для контроля деградации при плотностях потока ионов от $n \cdot 10^3$ до $n \cdot 10^7$ ионов/см² · с. Этот диапазон в значительной степени перекрывается с диапазоном работы сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов, и в области перекрытия контроль деградации может быть выполнен с высокой точностью. Можно отметить, что с усилителем тока II16-02, предназначенным для измерения тока в диапазоне ± 100 нА, верхняя граница измерения с помощью созданного профилометра может быть расширена да 10^9 ионов/см² · с. При этом еще возможна работа без внешнего охлаждения.

Созданный недеградирующий профилометр используется и при предварительной настройке пучка ионов для получения однородного распределения прежде, чем он будет использован для тестирования электронных схем. Тем самым продлевается срок службы сцинтилляционного профило-



Рис. 4. Изображение с экрана внешнего управляющего компьютера при измерении тока (в пА) ускоренного пучка ионов ¹³²Хе с энергией 23.5 МэВ/нуклон с помощью 13-канального профилометра.

метра, без которого, в соответствии с требованиями методики [3], невозможен контроль однородности пучка в счетном режиме.

ОПИСАНИЕ НЕДЕГРАДИРУЮЩЕГО 13-КАНАЛЬНОГО ПРОФИЛОМЕТРА

Учитывая факт, что созданный профилометр успешно работает в диапазоне используемых низкоинтенсивных пучков, было решено изготовить такого типа детектор и для диагностики при проводке пучков по ионопроводу от ускорителя до конечного пользователя. В обычной практике для проведения физических экспериментов на ускорителях Лаборатории ядерных реакций используются пучки, ток которых достигает десятка микроампер, и для проводки используются неэкранированные цилиндры Фарадея с водяным охлаждением и люминофоры из кварца или Al_2O_3 . Как указано в работе [2], интенсивность свечения люминофоров тоже подвержена деградации под действием пучка.

Профилометр для диагностики при проводке малоинтенсивных пучков изготовлен по описанному выше принципу, но имеет только 13 измерительных пластин, ток с которых измеряется с помощью одного 16-канального усилителя II16-03. Профилометр был расположен в промежуточном фокусе двух дипольных поворотных магнитов системы проводки пучка ионов.

На рис. 4 представлено изображение с экрана внешнего управляющего компьютера при измерении тока (в пикоамперах) ускоренного пучка ионов ¹³²Хе с энергией 23.5 МэВ/нуклон с помощью 13-канального профилометра.

le Edit Operate Tools Window Connection Main Profile	Help						
Beam Profile 5x5 (pA)							
1,34	3,42	269,97	2,87	0,55			
0,70	1,25	270,39	1,31	0,70			
1,10	3,51	301,71	3,05	1,50			
0,98	0,92	276,68	1,71	1,10			
0,52	1,56	287,30	1,83	1,28			

Рис. 5. Результаты измерения с помощью 25-канального профилометра распределения пучка ионов, сформированного по изображению на люминофоре в виде вертикальной линии, и токе пучка, при котором свечение люминофора едва заметно.

СРАВНЕНИЕ ПРОФИЛОМЕТРОВ ПО ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ С ЛЮМИНОФОРОМ И ЦИЛИНДРОМ ФАРАДЕЯ

Для оценки эффективности работы профилометров по вторичной эмиссии на ускоренных пучках тяжелых ионов низкой интенсивности проведено сравнение 25-канального профилометра с люминофором и цилиндром Фарадея. Вначале, для сравнения с люминофором по его свечению, был сформирован пучок в виде вертикальной линии. Затем интенсивность пучка уменьшалась до тех пор, пока не достигалось едва заметное свечение. После этого в пучок был введен 25-канальный профилометр. Результаты измерения приведены на рис. 5.

Таким образом, с помощью токового профилометра можно, хотя и грубо, только по 25 точкам, измерять форму низкоинтенсивного пучка и делать заключение о работе элементов, формирующих пучок (линзы, магнитные корректоры и др.).

Далее в пучок был введен цилиндр Фарадея, и на основании его показаний интенсивность пучка снижалась до минимального значения, которое еще можно было измерить, 2 нА. При дальнейшем снижении тока пучка был достигнут диапазон, в котором мог работать и 25-канальный профилометр. По оценке нижняя граница чувствительности 25-канального профилометра на 4 порядка ниже по сравнению с люминофором и цилиндром Фарадея.

ТРЕХЛАМЕЛЬНЫЙ ПРОБНИК ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА ПУЧКА ВНУТРИ УСКОРИТЕЛЯ

Принцип вторичной эмиссии и двойного экранирования был использован и при создании трехламельного пробника для измерения тока



Рис. 6. Результаты измерения тока пучка ионов ³²S с энергией 51 МэВ/нуклон с помощью трехламельного пробника, установленного на последней орбите циклотрона МЦ-400. Показания токов ADC_1–ADC_3 соответствуют измерениям токов с верхней (*1* – ADC_1), центральной (*2* – ADC_2) и нижней (*3* – ADC_3) ламелей.

пучка внутри ускорителя. Необходимость создания высокочувствительного пробника была вызвана тем, что требовались пучки с максимально высокой энергией, а этого можно добиться, только ускоряя ионы с максимально высокой зарядностью из всего набора, который может быть получен с помощью э.ц.р.-источника (э.ц.р. — электронный циклотронный резонанс). К сожалению, доля таких ионов очень мала, следовательно, мал и ток ускоренного пучка.

В конструкции созданного пробника центральная ламель расположена в медианной плоскости ускорителя, а две другие выше и ниже. Высота ламели – 8 мм. Для проведения измерений пробник дистанционно вводится на последнюю орбиту внутреннего пучка ускорителя. Ток с ламелей измеряется с помощью 4-канального усилителя тока II-01, предназначенного для измерения тока в диапазоне ± 1 нА. Усилитель размещается в крейте стандарта "Евромеханика". Информация передается на э.в.м. На рис. 6 представлены изображения с экрана внешнего управляющего компьютера при измерении с помощью токового трехламельного пробника внутреннего пучка ионов ³²S с энергией 51 МэВ/нуклон.

Перед началом измерения внутренний пучок был перекрыт существующим на ускорителе штатным пробником, с помощью которого обычно измеряется ток пучка. Ток пучка был снижен до нижней границы измерения с помощью штатного пробника 1 нА. После этого в пучок был введен трехламельный пробник. Результаты представлены на рис. 6, где приведен временной тренд измерения тока. На всех трех ламелях был зафиксирован ток, который превышал пределы измерения используемого усилителя (на рис. 6 это 1-й пик). Затем ток стали снижать вслепую, пока не достигли диапазона, в котором пробник перестал зашкаливать (2-й и 3-й пики). Можно отметить, что ток на центральной ламели выше, чем на остальных, а уровень наводок от посторонних источников пренебрежимо мал. Провал между вторым и третьим пиками соответствует моменту перекрытия пучка ионов на э.ц.р.-источнике. При проведении эксперимента усилитель тока имел не очень широкий диапазон, что не позволило связать показания штатного пробника и трехламельного, но можно с уверенностью сказать, что при использовании трехламельного пробника можно измерять токи внутреннего пучка ионов на уровне 0.1 пА.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданы многоканальные профилометры, работающие по принципу измерения тока вторичной эмиссии. Диапазон работы профилометров варьируется от $n \cdot 10^3$ до $n \cdot 10^9$ ионов/см² · с. Этот диапазон в значительной степени перекрывается с диапазоном работы сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов от единиц до 10^6 ионов/см² · с, и в области перекрытия токовый профилометр используется для контроля их деградации под действием пучка.

Проведено сравнение 25-канального профилометра с профилометром на основе люминофора из Al_2O_3 и с цилиндром Фарадея. По оценке нижняя граница чувствительности 25-канального профилометра на 4 порядка ниже по сравнению с цилиндром Фарадея.

На основе измерения вторичной эмиссии создан трехламельный пробник для измерения тока внутреннего пучка ускорителя с нижним пределом измерения 0.1 пА.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ревенко Р.В., Винье Ж.-Л., Исатаев Т., Лукьянов С.М., Мендибаев К., Пансин Л., Пенионжкевич Ю.Э. Препринт ОИЯИ Р7-2017-58. Дубна, 2017.
- Harasimowicz J., Welsch C.P., Cosentino L., Pappalardo A., Finocchiaro P. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012.
 V. 15. P. 122801.

https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.15.122801

3. Skuratov V.A., Anashin V.S., Chlenov A.M., Emeliyanov V.V., Gikal B.N., Gulbekyan G.G., Kalagin I.V., Milovanov Y.A., Teterev Yu.G., Kazacha V.I. // Proc. 12th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS). 2011. P. 756. https://doi.org/10.1109/RADECS.2011.6131461

- 4. Test Procedures for the Measurement of Single-Event Effects in Semiconductor Devices from Heavy Ion Irradiation. EIA/JEDEC STANDARD, EIA/JESD57. Electronic Industries Association, 1996.
- 5. Митрофанов А.В., Апель П.Ю., Блонская И.В., Орелович О.Л. // Журн. техн. физики. 2006. Вып. 9. С. 121.
- 6. http://smartbox.jinr.ru/smartbox6.php?select=2103#ii162

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА =

УДК 539.1.075+539.1.074.8

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМ СБОРА ДАННЫХ С ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРОНОВ

© 2020 г. Е. И. Литвиненко^{*a*,*}, А. А. Богдзель^{*a*}, В. И. Боднарчук^{*a*}, А. В. Чураков^{*a*,*b*}, И. В. Гапон^{*a*,*c*}, В. А. Дроздов^{*a*}, С. А. Куликов^{*a*}, С. М. Мурашкевич^{*a*}, А. В. Нагорный^{*a*,*d*}

^а Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка

Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

^b Государственный университет "Дубна", Дубна, Россия

^с Институт проблем безопасности на ядерных электростанциях НАН Украины, Чернобыль, Украина

^d Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина

*e-mail: litvin@nf.jinr.ru

Поступила в редакцию 27.12.2019 г. После доработки 16.01.2020 г. Принята к публикации 20.01.2020 г.

Обсуждаются результаты параллельных измерений с двухкоординатными позиционно-чувствительными ³Не-детекторами с линией задержки, которые установлены на нейтронных спектрометрах РЕФЛЕКС и ГРЭЙНС импульсного реактора ИБР-2, при использовании одновременно трех систем сбора данных: DeLiDAQ-1, DeLiDAQ-2 и системы на базе дигитайзера N6730 производства САЕN.

DOI: 10.31857/S0032816220040072

введение

Поиск оптимального варианта электроники для нейтронных позиционно-чувствительных детекторов (п.ч.д.) со считыванием с линии задержки всегда является непростой задачей [1-5], особенно актуальной для времяпролетных спектрометров, работающих на высокопоточных пучках реактора ИБР-2 [6]. Выбор метода времени пролета (ТОГ) как рабочего режима для спектрометров на реакторе связан с импульсным характером работы ИБР-2 с частотой вспышек 5 Гц. Обзоры результатов многолетней работы по созданию систем сбора данных для п.ч.д. нейтронов представлены в [7, 8]. В данной работе затронуты некоторые проблемные моменты в этих задачах (связанных в первую очередь со спецификой импульсного источника нейтронов [9]). Имеется в виду неоднородная, пульсирующая входная загрузка от реактора, которая ужесточает требования к системам сбора данных, поскольку возникает необходимость обеспечивать максимальную пропускную способность во время сгустков потока входных сигналов. Так при измерениях прямого пучка на спектрометрах ИБР-2 пиковая загрузка на детекторе в 20-50 раз превышает загрузку, усредненную по времени. В этих условиях специально разработанная электроника для двухкоординатных

56

п.ч.д. DeLiDAQ-1 [10-12], успешно работающая много лет также в других нейтронных центрах, но в режиме без времени пролета, при высоких уровнях загрузок выявила проблему снижения счета в хвостовой части времяпролетного окна (причем, без снижения интегрального счета). Электроника следующего поколения для двухкоординатных п.ч.д. DeLiDAO-2 [13] с первых применений показала отличную производительность при высоких загрузках, однако затем у этой системы обнаружилась проблема деградации пространственного разрешения при низкой загрузке. Третий рассматриваемый вариант электроники - это дигитайзер N6730 производства CAEN [14], который мы начали тестировать недавно [15] для изучения возможностей использования его с детекторами собственного производства [16, 17] на пучках реактора ИБР-2.

МЕТОДЫ И ПОДХОДЫ

Для определения границ применимости систем сбора данных во времяпролетном режиме работы и сравнения их с альтернативным вариантом была проведена серия параллельных измерений с тремя системами: DeLiDAQ-1, DeLiDAQ-2 и системой на базе дигитайзера N6730 с прошивкой DPP-PSD от CAEN. При этом использова-



Рис. 1. Принципиальная схема параллельных измерений. ПК – персональный компьютер.

лись двухкоординатные ³Не-п.ч.д. 200 × 200 мм [17] на установках РЕФЛЕКС (пучок 9) и ГРЭЙНС (пучок 10) [18] реактора ИБР-2. Все данные были получены в "рабочих" конфигурациях этих установок. Позиционные сигналы от детектора (с анода и катодов) после усиления поступали на вход блока N625 от CAEN для разветвления на две группы сигналов (рис. 1). Одна из этих групп поступала напрямую на дигитайзер N6730, другая сначала на дискриминатор постоянной фракции (CFD Philips PS-715), а после него все катодные сигналы распределялись на две группы (для DeLiDAQ-1 и DeLiDAQ-2). Анодный сигнал распараллеливался на 3 выхода, поскольку помимо DeLiDAQ-1 и DeLiDAQ-2 он дополнительно регистрировался четвертой системой сбора данных MPD [19, 20], изначально предназначенной для работы с точечными детекторами. Все три системы для п.ч.д. могут регистрировать или сырые (необработанные) данные от детектора (дигитайзер), или сырые события, построенные из сырых данных от детектора посредством сортировки (DeLiDAQ-1 и DeLiDAQ-2), в режиме списка. Режим списка — это режим накопления на диск компьютера необработанных данных от детектора или событий напрямую без обработки. Кроме того, системы DeLiDAQ-1 и DeLiDAQ-2 имеют режимы работы с регистрацией отфильтрованных событий — и в режиме списка, и в режиме накопления гистограмм на аппаратном уровне (FPGA). Таблица 1 содержит описание рабочих режимов трех систем.

В 2017 году была проведена серия параллельных измерений для двух систем (DeLiDAQ-1 и DeLiDAQ-2) в режиме с накоплением гистограмм на аппаратном уровне в широком диапазоне

Ремим	Система сбора данных			
ТСЖИМ	DeLiDAQ-1	DeLiDAQ-2	Digitizer	
Гистограммы вычисляются на аппаратном уровне (сортировку сырых данных и фильтрацию событий также выполняет FPGA)	+	+ (режим до модер- низации)	-	
Гистограммы – программно, сортировка и фильтрация – FPGA	+ (>100 Гц)	+ (режим до модер- низации)	_	
Гистограммы и фильтрация – программно, сортировка – FPGA	+ (>100 Гц)	+ (режим после модернизации)	_	
Гистограммы, сортировка и фильтрация — на программном уровне	_	_	+	

Таблица 1. Измерительные режимы систем сбора данных



Рис. 2. Сканирование прямых пучков с последовательно нарастающей на каждом шаге входной загрузкой: **a**, **б**, **г**, **д** – двухкоординатные спектры за одну вспышку реактора (приведены две крайние точки сканов, данные с DeLiDAQ-1), **b**, **e** – времяпролетные спектры (для трех п.ч.д.-систем + анод).



Рис. 3. Калибровочные измерения с щелевыми кадмиевыми масками: **a**, **б**, **д**, **e** – двухкоординатные спектры за одну вспышку реактора для DeLiDAQ-1 и DeLiDAQ-2), **в**, **ж** – однокоординатные спектры за одну вспышку реактора, **г**, **з** – времяпролетные спектры (для трех п.ч.д.-систем + анод).

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020



Рис. 4. Координатно-времяпролетные спектры при отражении пучка нейтронов от пленочных образцов: **а**–**г** – измеренные на 10-м пучке, **д**–**ж** – измеренные на 9-м пучке соответственно системами DeLiDAQ-1, DeLiDAQ-2 до модернизации (на **б** и **е** заметны искажения), дигитайзер и DeLiDAQ-2 после модернизации.

 10^{2}

 10^{1}

 10^{0}

 10^{2}

 10^{1}

 10^{0}

 10^{-1}

 10^{0}

 10^{-1}

 10^{-2}

 10^{-3}

 10^{0}

 10^{-1}

 10^{-2}

 10^{-3}

1

2 3 4

 \approx

×

dN/dt

 10^{-1}

dN/dt



Рис. 5. Времяпролетные спектры (\mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{d} , \mathbf{e}) и коэффициенты отражения (\mathbf{b} , \mathbf{r} , \mathbf{x} , $\mathbf{3}$) в зависимости от длины волны при отражении пучка нейтронов от пленочных образцов: \mathbf{a} – \mathbf{r} – полученные на 9-м пучке, \mathbf{d} – $\mathbf{3}$ – на 10-м пучке.

λ, Å

 10^{-3}

3

2

4

5

6

Digitizer

7

DeLiDAQ-2

8 λ.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

5

Digitizer

6 7

DeLiDAQ-2

8 9



Рис. 6. Отношение измеренного времяпролетного спектра к анодному спектру, по оси ординат указаны максимальные скорости входного потока (оцениваемые по пику анодного спектра), по оси абсцисс — времяпролетные каналы (ширина канала 128 мкс).



Рис. 7. Измеренная скорость счета (в пике) в зависимости от анодной скорости счета в пике для трех систем сбора данных с п.ч.д.

входных нагрузок. Для реализации длительных измерений в режиме списка необходимо было провести модернизацию прошивки электроники DeLiDAQ-2, которая была выполнена в 2018 году. Для сравнительного анализа были выполнены в режиме TOF параллельные измерения трех типов. Первый тип – сканирование прямого пучка с последовательно нарастающей на каждом шаге входной загрузкой, регулируемой коллиматорами (варьировалась ширина щели коллиматора) и (на 10-м пучке) отклоняющим зеркалом (рис. 2). Второй тип — калибровочные измерения с щелевыми кадмиевыми масками (рис. 3). Третий тип – измерения отражения от образцов (рис. 4). На рис. 2-4 показаны измеренные интенсивности счета нейтронов за время одной вспышки импульсного реактора ИБР-2 либо на 1 мм² рабочей зоны детектора, как dN/(dXdY) на рис. 2a, 2б, 2г, 2д и 3a, 3б, 3д, 3е, либо в 1 с, как *dN/dt* на рис. 2в, 2е и 3г, 33, либо на 1 мм, как dN/dX и dN/dY на рис. 3в, 3ж, либо на 1 мм/с, как dN/(dtdX) и dN/(dtdY) на рис. 4. В измерениях отражений использовались пленочные образцы, стандартные для спектрометров РЕФЛЕКС и ГРЭЙНС. На 9-м пучке измерялся пленочный образец, выполненный из 16 слоев никеля (8.4 нм) и титана (7 нм) на флоат-стекле $(100 \times 50 \text{ мм})$. На 10-м пучке измерялся образец, выполненный с осаждением меди (50 нм) и титана (5 нм) на кристалле кремния (80 × 50 мм). Магнетронное осаждение образцов проводилось в компании Mirrotron Ltd. (Будапешт, Венгрия).

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 5а, 5б, 5д, 5е представлены времяпролетные спектры, накопленные в области п.ч.д., в которую попадал пучок нейтронов, отраженный от слоистой структуры образца, соответствующие коэффициенты отражения в зависимости от длиРис. 2в, 2е, 3в, 3г, 3ж, 3з, 4а-4з, 5а-5з позволяют сравнить результаты, измеренные в одних и тех же условиях тремя различными системами. Проведенные параллельные измерения показывают, что при типичных рабочих загрузках имеется хорошее совпадение результатов всех трех систем. Уровень высоких загрузок, при которых начинается искажение формы времяпролетных спектров (перегрузка), у каждой системы свой (примеры показаны в работе [21, рис. 3]). Проведенный анализ подтверждает, что качество спектров, измеренных каждой из систем, зависит не столько от средней загрузки во входном потоке, сколько от пиковой входной загрузки, в нашем случае это пиковая интенсивность анодного сигнала в единицу времени за одну вспышку импульсного реактора. Рис. 6 показывает как меняется отношение измеренного времяпролетного спектра к анодному (dN/dN_анод) по мере роста входной загрузки и позволяет сравнить характер искажений формы спектра. Счетные характеристики нашей штатной системы для п.ч.д. DeLiDAO-1 не выявляют аномалий до достижения входных загрузок, близких к номинальной пропускной способности системы 1 МГц [10]. Однако система DeLiDAO-1 входит в особенное состояние перегрузки уже при 250 кГц пиковой входной загрузки (см. рис. 6а) и в скором времени будет заменена новой электроникой. Более новая система DeLi-DAQ-2 не испытывает перегрузок до 1200 кГц, но имеет на текущий момент следующее ограничение: во времяпролетном режиме она должна использоваться только в измерениях в режиме списка сырых событий. в то время как в режиме без времени пролета она успешно фильтрует события и вычисляет гистограммы на уровне аппаратуры (FPGA). На рис. 4б, 4е, 5а, 5в, 5д, 5ж можно видеть искажения на спектрах и длинноволновых зависимостях коэффициентов отражения, полученных на DeLiDAQ-2 при выполнении фильтрации событий на аппаратном уровне, и отсутствие искажений в аналогичных измерениях при выполнении фильтрации DeLiDAQ-2 на программном уровне (рис. 4г, 4з, 5б, 5г, 5е, 5з). Систему на базе дигитайзера также возможно использовать только для измерений в режиме списка (только не событий, а сырых данных), другие ее ограничения - это более низкие (чем у DeLiDAQ-2) пропускная способность (360 кГц) и эффективность счета (рис. 7), а также более сложная (и более долгая) обработка данных (вследствие того, что это электроника общего назначения). При этом система на базе дигитайзера имеет наилучшее пространственное разрешение (см. рис. 3в и 3ж).

ны волны нейтрона показаны на рис. 5в, 5г, 5ж, 5з.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам данной работы мы выбрали два направления дальнейшего развития: систему DeLiDAQ-2 для высокопоточных измерений и систему на базе дигитайзера для измерений с высокой точностью. Работа также выявила необходимость срочно интегрировать измерения в режиме списка в штатную систему управления экспериментами.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны всем коллегам, которые участвовали в обсуждении этой работы. Особая благодарность коллегам с пучка 8 реактора ИБР-2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Фатеев О.В., Черемухина Г.А., Черненко С.П., Заневский Ю.В., Lauter H., Lauter V.V., Кожевников С.В., Никитенко Ю.В., Петренко А.В. // ПТЭ. 2001. № 2. С. 5.
- Kampmann R., Marmotti M., Haese-Seiller M., Kudryashov V. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2004. V. 529. P. 342. https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.009
- Lombigit L., Hamidon M.N., Khalid M.A., Sulaiman N. // Int. J. Phys. Sci. 2012. V. 7. P. 2012. https://doi.org/10.5897/ijps12.090
- 4. Orban J., Rosta L., Nagy A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 528. P. 012044. https://doi.org/10.1088/1742-6596/528/1/012044
- Hanu A.R., Prestwich W.V., Byun S.H. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2015. V. 780. P. 33. https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.01.053
- Shvetsov V.N. // Quantum Beam Sci. 2017. V. 1. P. 6. https://doi.org/10.3390/qubs1010006
- Kulikov S.A., Prikhodko V.I. // Phys. Part. Nucl. 2016.
 V. 47 (4). P. 702. https://doi.org/10.1134/S1063779616040092
- Churakov A.V., Belushkin A.V., Bogdzel A.A., Drozdov V.A., Kruglov V.V., Kulikov S.A., Levtchanovski F.V., Litvinenko E.I., Milkov V.M., Murashkevich S.M., Panteleev T.T., Prikhodko V.I., Shvetsov V.N., Zhuravlev V.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1021. P. 012021. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1021/1/012021
- Dragunov Y.G., Tretiyakov I.T., Lopatkin A.V., Romanova N.V., Lukasevich I.B., Ananyev V.D., Vinogradov A.V., Dolgikh A.V., Yedunov L.V., Pepelyshev Y.N., Rogov A.D., Shabalin E.P., Zaikin A.A., Golovnin I.S. // At. Energy. 2012. V. 113. P. 29. https://doi.org/10.1007/s10512-012-9591-9

- Levchanovski F.V., Gebauer B., Litvinenko E.I., Nikiforov A.S., Prikhodko V.I., Schulz C., Wilpert T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2004. V. 529. https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.023
- Levchanovsky F.V., Litvinenko E.I., Nikiforov A.S., Gebauer B., Schulz C., Wilpert T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2006. V. 569. P. 900. https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.09.091
- Levchanovsky F.V., Litvinenko E.I., Nikiforov A.S., Gebauer B., Schulz C., Wilpert T. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. 2007. V. 572. P. 1004. https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.12.013
- Levchanovskiy F.V., Murashkevich S.M. // Proc. of the XXIV International Symposium on Nuclear Electronics and Computing NEC'2013. Varna, Bulgaria, 9–16 Sept. 2013. Dubna: JINR, 2013. P. 176. http://nec2013.jinr.ru/pdf/nec2013.pdf
- 14. https://www.caen.it/products/n6730/
- Litvinenko E.I., Bogdzel A.A., Churakov A.V., Levchanovsky F.V., Rossa L., Sauer O.-P., Wilpert T. // NO-BUGS 2016 Proc. New Oppor. Better User Gr. Softw., 2016. P. 65. https://doi.org/10.17199/NOBUGS2016.9
- Belushkin A.V., Bogdzel' A.A., Zhuravlev V.V., Kutuzov S.A., Levchanovski F.V., Litvinenko E.I., Jai L.Y., Panteleev T.T., Prikhod'ko V.I., Chernikov A.N., Churakov A.V., Shevtsov V.N. // Phys. Solid State. 2010. V. 52. P. 1025. https://doi.org/10.1134/S1063783410050306
- Bogdzel A.A., Kruglov V.V., Milkov V.M., Panteleev T.T., Churakov A.V. // Phys. At. Nucl. 2018. V. 81. P. 1465. https://doi.org/10.1134/s1063778818100022
- Avdeev M.V., Bodnarchuk V.I., Petrenko V.I., Gapon I.V., Tomchuk O.V., Nagorny A.V., Ulyanov V.A., Bulavin L.A., Aksenov V.L. // Crystallogr. Reports. 2017. V. 62. P. 1002. https://doi.org/10.1134/s1063774517060025
- Levchanovskiy F.V., Murashkevich S.M. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13. P. 591. https://doi.org/10.1134/s1547477116050332
- Богдзель А.А., Велешки С., Журавлев А.И., Журавлев В.В., Левчановский Ф.В., Кирилов А.С., Михин М.В., Петухова Т.Б., Мурашкевич С.М., Приходько В.И., Сиротин А.П., Калюканов А.И., Фыкин Л.Е. // ПТЭ. 2013. № 2. С. 49. https://doi.org/10.7868/S0032816213020031
- Litvinenko E.I., Bogdzel A.A., Bodnarchuk V.I., Churakov A.V., Gapon I.V., Drozdov V.A., Kulikov S.A., Murashkevich S.M., Nagornyi A.V. // Proc. of the 27th Intern. Symposium Nuclear Electronics and Computing (NEC'2019). Budva, Montenegro, Sept. 30–Oct. 4, 2019. P. 165. http://ceur-ws.org/Vol-2507/165-169paper-28.pdf

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 621.36

ПРОСТОЙ ЦИФРОВОЙ ТЕРМОМЕТР

© 2020 г. А. В. Филатов^{а,*}, В. М. Кобзев^а, Н. А. Филатов^b, К. А. Сердюков^а, А. А. Новикова^a

^а Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40

^b Национальный исследовательский Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30

*e-mail: filsash@mail.ru Поступила в редакцию 09.12.2019 г. После доработки 20.12.2019 г. Принята к публикации 21.12.2019 г.

Описан цифровой термометр, в котором применение модификации нулевого метода позволило значительно уменьшить влияние на точность измерений изменений коэффициента усиления измерительного тракта. Авторегулирование нулевого баланса в термометре осуществляется с использованием двух видов импульсной модуляции — амплитудной и широтной. В диапазоне температур $100-250^{\circ}$ C для 12-разрядного цифрового выходного кода с разрешением измерений 0.037°C интегральное значение погрешности нелинейности не превысило $\pm 0.1^{\circ}$ C.

DOI: 10.31857/S0032816220030106

На рис. 1 приведена структурная схема цифрового термометра, в которой применен уравновешенный мост Уитстона, т.е. нулевой метод измерений [1-3]. В данном термометре используется модификация нулевого метода, когда достижение нулевого баланса и его авторегулирование происходят в ходе выполнения в термометре двух импульсных модуляций – амплитудной и широтной [4]. Для этого в схему термометра установлены электронные ключи Кл1-Кл3. Временная диаграмма импульсов управления ключами показана на рис. 2а-2в. В любой момент времени замкнутым является только один ключ. Импульсы управления амплитудно-импульсной модуляцией (АИМ) длительностью *t*_{AUM}, следующие со скважностью 2, замыкают ключ КлЗ. Широтно-импульсная модуляция (ШИМ) выполняется в ключе Кл1 по управляющим импульсам длительностью *t_{ШИМ}*. В промежутке времени после окончания широтного импульса и до начала действия сигнала управления амплитудно-импульсной модуляцией вырабатывается импульс длительностью, равной $t_{AUM} - t_{IIIUM}$, по фронту которого замыкается ключ Кл2.

В результате синхронной работы ключей на выходе операционного усилителя (*OУ*) формируется приведенная на рис. 2г последовательность сигналов, состоящая из трех периодически повторяющихся уровней положительного напряжения:

$$U_{\rm d} = -R_{\rm d}(-U_{\rm on})/R,$$

$$U_{\text{макс}} = -R_{\text{макс}}(-U_{\text{оп}})/R, \qquad (1)$$
$$U_{\text{мин}} = -R_{\text{мин}}(-U_{\text{оп}})/R,$$

где $U_{\text{оп}}$ — напряжение опорного источника отрицательной величины, $R_{\text{д}}$ — сопротивление резистивного термодатчика, $R_{\text{макс}}$ и $R_{\text{мин}}$ — сопротивления, значения которых соответственно определяют верхнюю и нижнюю границы температурной шкалы.



Рис. 1. Структурная схема измерителя температуры. $K_n 1 - K_n 3$ – ключи, OY – операционный усилитель, $\Phi B 4$ – фильтр верхних частот, K – компаратор, MK – микроконтроллер.



Рис. 2. Временные диаграммы работы измерителя.

После фильтра верхних частот ($\phi B H$) в выхолном сигнале операционного усилителя ОУ исключается постоянная составляющая, и временная диаграмма на выходе фильтра смещается вниз относительно нулевой оси времени. Индикатором нулевого баланса в термометре служит отсутствие напряжения на входе компаратора К при замкнутом ключе КлЗ, когда по измерительному тракту проходит сигнал с подключенным в цепи обратной связи ОУ термосопротивлением в течение управляющего импульса амплитудно-импульсной модуляции. Для достижения нулевого баланса в измерительном тракте термометра направленно изменяется длительность широтно-импульсного сигнала t_{ШИМ}. Если эту длительность увеличивать, последовательность сигналов на входе компаратора сдвигается вниз относительно нулевой оси времени, если уменьшать - сдвигается вверх.

На временной диаграмме рис. 2д показано состояние достигнутого нулевого баланса, для которого выполняется равенство вольт-секундных площадей S_1 , S_2 положительного и отрицательного импульсов:

$$U_{+}t_{IIIIM} = U_{-}(t_{AMM} - t_{IIIMM}), \qquad (2)$$

где U_+ и U_- – амплитуды импульсов положительной и отрицательной полярности, соответственно равные $U_+ = U_{\text{макс}} - U_{\pi}$ и $U_- = U_{\pi} - U_{\text{мин}}$.

Решая (2) относительно длительности широтно-импульсного сигнала, получим:

$$t_{IIIIM} = (U_{\rm g} - U_{\rm MH}) t_{AIIM} / (U_{\rm Makc} - U_{\rm MH}).$$
 (3)

После подстановки в формулу (3) значений из (1) получим окончательное выражение для длительности широтно-импульсного сигнала:

$$t_{IIIIM} = (R_{\rm g} - R_{\rm MUH}) t_{AIM} / (R_{\rm Makc} - R_{\rm MUH}).$$
 (4)

В (4) не входят напряжение опорного источника U_{on} и сопротивление R, подключенное на вход операционного усилителя. Следовательно, эти элементы могут быть выполнены не прецизионными. Единственное предъявляемое к ним требование заключается в том, что они должны сохранять свое значение на периоде амплитудно-импульсной модуляции. Из этой формулы следует линейная зависимость между длительностью широтно-импульсного сигнала и величиной сопротивления термодатчика. Поэтому в данном измерителе линейность температурной шкалы будет определяться только характеристиками самого датчика.

В термометре устраняется систематическая погрешность, возникающая в измерительном тракте от тока сдвига и напряжения смещения операционного усилителя, которые как постоянно действующие величины отфильтровываются в фильтре верхних частот.

Цифровой выходной сигнал получается в ходе преобразования длительности широтно-импульсного сигнала в код без использования стандартных аналого-цифровых преобразователей.

В термометре фильтр верхних частот, представляющий собой $R_{\phi}C$ -цепь 1-го порядка, предназначен для исключения в сигналах постоянной составляющей с минимальными искажениями формы передаваемых через фильтр сигналов. Чтобы искажения были минимальными, для постоянной времени цепи $R_{\phi}C$ должно выполняться условие, согласно которому граничная частота амплитудно-частотной характеристики фильтра в 10 раз меньше частоты амплитудно-импульсной модуляции. Это достигается при выполнении равенства $R_{\phi}C = t_{AHM}/10\pi$.

Как следует из формулы (4), опорными элементами в измерителе являются резисторы $R_{\text{макс}}$ и $R_{\text{мин}}$, которые необходимо выполнить прецизионными. Выразим из (4) значение сопротивления термодатчика:

$$R_{\rm m} = R_{\rm MMH} + (R_{\rm MAKC} - R_{\rm MMH})t_{\rm IIIMM}/t_{AMM}.$$
 (5)

Границам шкалы измерений соответствуют два крайних значения длительности широтноимпульсного сигнала $t_{ШИM}$: 0 и $t_{AИM}$. Если в (5) $t_{ШИM} = 0$, тогда $R_{\rm q} = R_{\rm MИH}$. Для $t_{ШИM} = t_{AHM}$ сопротивление термодатчика равно $R_{\rm макс}$. Следовательно, $R_{\rm мин}$ и $R_{\rm макс}$ определяют соответственно нижнюю и верхнюю границы диапазона измерений. Отсюда следует, что данный измеритель в процессе калибровки можно настроить на произвольный температурный диапазон регулировкой сопротивлений *R*_{мин} и *R*_{макс}.

При регулировке сопротивления R_{макс} выходное напряжение операционного усилителя не должно превысить величину, выше которой ОУ переходит в нелинейный режим. Ограничение выходного сигнала связано со значением напряжения биполярного источника питания E_{ип}, питающего усилитель, и наступает при превышении выходным напряжением порогового значения, равного $E_{\mu\pi} - 1.5$ В. Чтобы этого не происходило, подключаемое на вход ОУ сопротивление R должно отвечать неравенству $R > R_{\text{макс}}(1 - 1.5/E_{\text{ип}})$. С другой стороны, от сопротивления *R* зависит ток. протекающий через резистивный термодатчик. Увеличение тока приводит к дополнительному разогреву активной зоны датчика и появлению ошибок. Поэтому требуется выбирать как можно меньшее значение тока, но не ниже того уровня, когда влияние аддитивных тепловых шумов принимает существенное значение.

На рис. 3 приведена принципиальная схема цифрового термометра. В термометре применен миниатюрный резистивный термодатчик из платины HEL-700-102 фирмы HoneyWell с величиной базового сопротивления 1000 Ом и чувствительностью 3.85 Ом/°С, обладающий хорошей линейностью характеристики преобразования в широком диапазоне температур.

Амплитудная и широтная импульсные модуляции выполняются в ключах на микросхеме M_1 . Частота следования управляющих импульсов амплитудно-импульсной модуляции равна 1 кГц. Ключи имеют время переключения 10–20 нс и низкое сопротивление в замкнутом состоянии, приблизительно равное 1 Ом.

Так как в термометре снижены требования к опорному источнику, за опорное выбрано напряжение биполярного источника питания ± 5 В отрицательной величины. Настройка термометра на нижнюю и верхнюю границы измеряемого диапазона температур выполняется соответствующей регулировкой прецизионных сопротивлений R_1 и R_2 в процессе калибровки.

На микросхеме M_5 выполнен микроконтроллер MK, питание которого осуществляется через линейный стабилизатор на микросхеме M_4 . Через выходные порты микроконтроллера P_{1-3} осуществляется управление ключами. На входной порт P_4 поступает сигнал с выхода измерительного тракта, состоящего из операционного усилителя M_2 и компаратора M_3 .

В микроконтроллере длительность широтноимпульсного сигнала представлена в цифровом коде. Температура рассчитывается по формуле:

$$T = T_{\rm MMH} + (T_{\rm MAKC} - T_{\rm MMH})N_{\rm BMX}/(N_{\rm MAKC} + 1), \qquad (6)$$

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020



Рис. 3. Принципиальная схема измерителя температуры. M_1 – ADG1612, M_2 – AD797, M_3 – AD790, M_4 – LM1117, M_5 – STM8L001; R_1 , R_2 – прецизионные подстроечные сопротивления СП5-3ВА-1 кОм, $R_{\rm A}$ – резистивный термодатчик HEL-700-102-1000 Ом.

где $N_{\text{вых}}$ — цифровой код длительности $t_{ШИM}$, $N_{\text{макс}}$ — максимальный цифровой код длительности широтно-импульсного сигнала, когда все его разряды установлены в состояние логической единицы (эквивалент длительности t_{AHM}), $T_{\text{мин}}$ и $T_{\text{макс}}$ — значения хранящихся в микроконтроллере минимальной и максимальной температур измерительной шкалы в градусах Цельсия. Выходной сигнал термометра передается на устройство отображения с выхода *MK* по интерфейсу SPI.

В термометре реализован следящий режим функционирования, когда микроконтроллер, анализируя выходной сигнал компаратора, регулирует длительность широтно-импульсного сигнала по ниже описанному алгоритму, поддерживая состояние нулевого баланса в измерительном тракте. В 1-м полупериоде амплитудно-импульсной модуляции (рис. 2) микроконтроллер анализирует выходной сигнал компаратора. Если на входе компаратора положительное напряжение, микроконтроллер уменьшает код длительности широтно-импульсного сигнала на значение одного младшего разряда. Если напряжение отрицательное, код длительности увеличивается на 1 дискрет. Измененный по длительности широтный сигнал поступает на выход микроконтроллера в следующем, 2-м, полупериоде амплитудно-импульсной модуляции.

В процессе калибровки с использованием термопечи термометр был настроен на диапазон 100–250°С. Для 12-разрядного цифрового кода выходного сигнала термометра разрешение составило 0.037°С. Интегральное значение погрешности нелинейности температурной шкалы не превысило ±0.1°С во всем диапазоне измеряемых температур. Так как изменения регистрируемой температуры происходили медленно, в микроконтроллере был реализован алгоритм динамического интегрирования, в результате работы которого определялось арифметическое среднее из 1024 накопленных кодов длительности широтного сигнала, что значительно снизило влияние шумов на точность представления результатов. Температура печи контролировалась цифровым термометром СТН6200. Датчик сопротивления термометра из платины с базовым сопротивлением 100 Ом располагался в гильзе из нержавеющей стали. Погрешность термометра в диапазоне температур $-50...+250^{\circ}$ С составляет $\pm 0.05^{\circ}$ С.

Предложенный в статье принцип модифицированного нулевого метода измерений можно использовать также при создании приборов измерения освещенности, влажности, механических деформаций в тензометрии, в газовом анализе и пр., т.е. во всех случаях, когда чувствительным элементом датчика является электрическое сопротивление, изменяющееся при воздействии на него неэлектрической величины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Крамарухин Ю.Е.* Приборы для измерения температуры. М.: Машиностроение, 1990.
- 2. *Мейзда* Ф. Электронные измерительные приборы и методы измерений. М.: Мир, 1990.
- 3. *Быстров Ю.А., Мироненко И.Г.* Электронные цепи и микросхемотехника. М.: Высшая школа, 2002.
- 4. *Филатов А.В.* // ПТЭ. 2014. № 3. С. 67. https://doi.org/10.7868/S0032816214030069

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

УДК 533.9.07

ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПЛАЗМЕННО-ЭРОЗИОННОГО РАЗМЫКАТЕЛЯ ДЛЯ ЦЕПЕЙ БЫСТРОГО РАЗРЯДА

© 2020 г. П. С. Анциферов^{*a,b,**}, Л. А. Дорохин^{*a*}, А. А. Павлов^{*b*}

^а Институт спектроскопии РАН Россия, 108408, Москва, Троицк, ул. Физическая, 5 ^b Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет) Россия, 141701, Долгопрудный Московской обл., Институтский пер., 9

> *e-mail: ants@isan.troitsk.ru Поступила в редакцию 18.12.2019 г. После доработки 26.12.2019 г. Принята к публикации 29.12.2019 г.

Излагаются результаты экспериментального исследования характеристик плазменно-эрозионного размыкателя, предназначенного для работы в разрядных цепях с индуктивным накоплением энергии. Определены временные зависимости сопротивления размыкателя, скачок которого достигает 3 Ом, а также перенапряжения, доходящего до 60 кВ при начальном напряжении основной емкости 30 кВ. Размыкатель обеспечивает скорость нарастания тока 0.5 · 10¹² А/с в нагрузке с индуктивностью до 50 нГн.

DOI: 10.31857/S0032816220030155

введение

Размыкатель тока - коммутационный элемент, применяемый в разрядных цепях с индуктивным накоплением энергии [1, 2]. Плазменноэрозионный размыкатель (п.э.р.), описанный в [3], был успешно использован в ряде экспериментов с быстрыми разрядами, в которых изучалась кумуляция сходящихся сферических и конических ударных волн [4, 5]. В этих работах был применен разрядный контур с индуктивным накоплением энергии, позволявший получать в разрядной полости с рабочим газом ток в несколько десятков килоампер со скоростью нарастания порядка 10¹² A/c, что принципиально важно для генерации ударных волн [6]. Описываемая конструкция п.э.р. возникла в результате экспериментов по применению плазменного фокуса в качестве размыкателя [7].

Использование емкостного накопителя в разрядной цепи с полной индуктивностью порядка 100 нГн требует для получения таких скоростей нарастания тока рабочих напряжений порядка 100 кВ. Начальное напряжение основной емкости разрядного контура с индуктивным накопителем [3] составило всего 30 кВ, что существенно упростило работу с установкой. Дальнейшее улучшение характеристик размыкателя требует детального изучения его параметров и, в частности, за-



Рис. 1. Схематический чертеж разрядного контура с плазменно-эрозионным размыкателем. 1 -катод; 2 -анод; 3 -изолятор; 4 - нагрузка. $C_2 - G_3 -$ разрядный контур плазменных пушек a-d.



Рис. 2. Эквивалентная схема разрядного контура с индуктивным накопителем и п.э.р.

висимости его сопротивления от времени. В данной работе представлены результаты измерений временных зависимостей сопротивления размыкателя, полученные с помощью моделирования кривых тока в разрядной цепи, полученных с помощью магнитных зондов.

ОПИСАНИЕ РАЗРЯДНОГО КОНТУРА

Общая схема разрядного контура и схематический чертеж плазменного размыкателя приведены на рис. 1. П.э.р. представляет собой систему из двух коаксиальных электродов, откачанную до остаточного давления 10^{-3} Па. В пространство между электродами инжектируется плазма, обеспечивающая начальную проводимость размыкателя. Основные электротехнические характеристики экспериментальной установки описаны в работе [3], отличия представляемого варианта конструкции заключаются в увеличении общей длины электродов размыкателя с целью усиления изолятора до 190 мм и уменьшении основной разрядной емкости C_1 до 0.625 мкФ.

Разряд начинается со срабатывания плазменных коаксиальных плазменных пушек a-d (рис. 1, пушка d на представленном сечении чертежа не видна, она расположена симметрично остальным), обеспечивающих инжекцию начальной плазмы в объем между коаксиальными анодом и катодом размыкателя. Разрядный контур плазменных пушек является емкостным накопителем $C_2 = 0.47$ мкФ, рабочее напряжение 15 кВ. Цилиндрический катод собран из металлических стержней, что позволяет инжектировать начальную плазму в пространство между катодом и анодом.

С задержкой 2–5 мкс срабатывает разрядник G_1 , и начинается разряд основной емкости C_1 , приводящий к накоплению энергии в конструктивной индуктивности разрядного контура. По достижении разрядным током, протекающим через начальную плазму в объеме размыкателя, критического значения сопротивление размыкателя скачкообразно возрастает и происходит переброс разрядного тока в нагрузку.



Рис. 3. Разрядный ток *I*₁ при блокированном разряднике *G*₂ для различных временных задержек начала основного разряда относительно момента срабатывания плазменных пушек: 2.3 мкс (*I*), 3.5 мкс (*2*), 5.5 мкс (*3*).

Калиброванные магнитные зонды M_1-M_3 представляют собой витки провода, соединенные с аналоговым интегратором. Зонды M_1 и M_2 позволяют измерять ток разряда I_1 основной емкости C_1 и ток нагрузки I_2 . Магнитный зонд M_3 контролирует ток разряда в контуре плазменных пушек, что необходимо для определения задержки срабатывания основного разрядника G_1 . Разрядник G_2 отсекает нагрузочную цепь от цепи основного разряда и срабатывает при возникновении перенапряжения на электродах п.э.р.

Эквивалентная схема разрядного контура с индуктивным накопителем приведена на рис. 2. Сумма конструктивной индуктивности L_1 и индуктивности L_2 п.э.р., определенная из периода колебаний разрядного тока при блокированном разряднике G_2 , составляет 150 нГн. Величина L_2 оценивается как 40 нГн. Индуктивность нагрузки L_3 зависит от вида нагрузки и лежит в пределах 20–50 нГн. Размыкатель показан на схеме в виде зависящего от времени сопротивления R(t).

ЭКСПЕРИМЕНТ

Информация о временном ходе сопротивления размыкателя получена на основе численного анализа тока I_1 , регистрируемого с помощью магнитного зонда. Поскольку нас интересовала зависимость от времени сопротивления размыкателя R(t), разрядник G_2 был блокирован (в его зазор введен диэлектрик) и разрядный ток в нагрузку не поступал. Были получены кривые разрядного тока с различным количеством инжектированной начальной плазмы в объем между электродами



Рис. 4. Полный ток I_1 и ток в нагрузке I_2 для различных задержек начала основного разряда относительно момента срабатывания плазменных пушек; (а)–(в) соответствуют кривым 1-3 на рис. 3.

размыкателя (рис. 3). Это количество определялось временем работы плазменных пушек до момента срабатывания основного разрядника G_1 и начала разрядного тока.

Увеличение плотности начальной плазмы в размыкателе приводило к увеличению времени задержки скачка сопротивления относительно начала разрядного тока (см. рис. 3). Зависимость тока I_1 от времени определяется осцилляциями в основном разрядном контуре и временным ходом сопротивления размыкателя. Если разблокировать разрядник G_2 (убрать диэлектрик из зазора), то возникающее на размыкателе перенапряжение перебросит ток в нагрузку (см. рис. 4). Временная зависимость тока I_1 теперь будет отличаться от приведенной на рис. 3, так как параллельно размыкателю теперь включена нагрузка.

РЕЗУЛЬТАТ

При помощи численного моделирования эквивалентной схемы рис. 2 с заблокированным разрядником G_2 ($I_2 = 0$) был восстановлен временной ход сопротивления размыкателя. Зависимость сопротивления размыкателя от времени подбиралась таким образом, чтобы моделирующие кривые воспроизводили экспериментальные кривые токов I_1 . При численном решении диффе-



Рис. 5. К расчету зависимости сопротивления п.э.р. от времени: штриховая линия соответствует кривой *1* тока *I*₁ на рис. 3, сплошная – смоделированной кривой тока.

ренциальных уравнений была использована неявная разностная схема.

Пример расчета, соответствующего кривой тока I на рис. 3, приведен на рис. 5. Восстановленные зависимости сопротивления п.э.р. от времени, соответствующие кривым тока на рис. 3, даны на рис. 6. Видно, что скачок сопротивления в момент достижения током I_1 критического значения достигает 3 Ом. Перенапряжение на размыкателе определяется в основном произведением тока I_1 и текущего значения сопротивления п.э.р. Вклад от напряжения на индуктивности L_2 относительно



Рис. 6. Зависимости сопротивления п.э.р. от времени $(\mathbf{a})-(\mathbf{B})$, полученные с помощью моделирования кривых тока соответственно *1*–*3* на рис. 3.



Рис. 7. Зависимости напряжения на п.э.р. от времени (**a**)–(**b**), соответствующие временному ходу сопротивления п.э.р. (**a**)–(**b**) рис. 6.

мал. Зависимость напряжения на размыкателе от времени дана на рис. 7. Оно достигает значений 60 кВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные измерения показали, что скачок сопротивления п.э.р. описываемой конструкции достигает величины 3 Ом, обеспечивая пренапряжение на нагрузке до 60 кВ. Оптимальная задерж-

ка начала основного разряда относительно момента срабатывания плазменных пушек составляет 3.5 мкс, что соответствует кривой 2 на рис. 3 и соответственно перебросу тока в нагрузку (рис. 4б). При этом разрядный ток I_1 еще не достигает максимального значения. Увеличение задержки срабатывания пушек свыше 3.5 мкс приводит к уменьшению величины переброшенного в нагрузку тока, что может быть связано с пробоем межэлектродного промежутка в п.э.р. возникающим перенапряжением. Возможным путем оптимизации конструкции может быть увеличение диаметра катодного электрода.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
- 2. *Bluhm H.* Pulsed Power Systems, Principles and Applications. Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 2006.
- 3. Анциферов П.С., Дорохин Л.А., Сидельников Ю.В. // ПТЭ. 2011. № 2. С. 44.
- 4. Antsiferov P.S., Dorokhin L.A. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 042119. https://doi.org/10.1063/1.4873402
- Antsiferov P.S., Dorokhin L.A., Koshelev K.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2018. V. 51. P. 165601. https://doi.org/10.1088/1361-6463/aab58eJ
- Боброва Н.А., Буланов С.В., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 387.
- Хаутиев Э.Ю., Анциферов П.С., Дорохин Л.А., Кошелев К.Н., Сидельников Ю.В. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 11. С. 110.
_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 533.9.082

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРОВ ИМПУЛЬСНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛАЗМЫ МИКРОПИНЧЕВОГО РАЗРЯДА

© 2020 г. О. А. Башутин^{*a*}, И. Г. Григорьева^{*a*}, А. Н. Корф^{*a*}, Г. Х. Салахутдинов^{*a*,*}

^а Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ" Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31 *e-mail: saip07@mail.ru Поступила в редакцию 02.12.2019 г. После доработки 02.12.2019 г. Принята к публикации 15.12.2019 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований спектрального состава импульсного рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда в широком, 1–300 кэВ, энергетическом диапазоне. Исследования проводились на установке "низкоиндуктивная вакуумная искра" при различных токах разряда. Полученные результаты позволяют определить влияние тока разряда на спектральный состав рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда.

DOI: 10.31857/S0032816220030088

введение

Исследования спектрального состава импульсного высокоинтенсивного рентгеновского излучения ведутся во многих областях науки и техники, в том числе и в физике плазмы. Рентгеновская диагностика плазменных объектов является важным источником информации о параметрах излучающей плазмы и протекающих в ней физических процессах [1–5].

Особый интерес вызывает исследование рентгеновского излучения плазмы, генерируемой на импульсных сильноточных электроразрядных установках. К последним относятся и установки типа "низкоиндуктивная вакуумная искра", на которых при определенных условиях реализуется режим микропинчевания. Этот режим сопровождается образованием уникального объекта – плазменной точки или микропинча, представляющего собой область плотной горячей плазмы ($N_{e} \approx 10^{20}$ — 10^{22} см⁻³, $T_e \approx 1-10$ кэВ) микронного размера, интенсивно излучающей рентгеновское излучение (до 10¹⁶ квантов за вспышку), с временем жизни ≤10 нс [1-8]. При высоких параметрах образуемой плазмы такие установки имеют относительно простую конструкцию и надежны в эксплуатации, что делает их перспективными как для фундаментальных исследований, так и для решения чисто прикладных задач в качестве мощных импульсных источников рентгеновского излучения.

Явление микропинчевания имеет достаточно общий характер для Z-пинчевых установок ("низкоиндуктивная вакуумная искра", "плазменный фокус", Z-пинчи с импульсной инжекцией газа) [1–4]) и является предметом интенсивных исследований, которые невозможно проводить без создания диагностической аппаратуры, позволяющей получать надежную информацию о физических процессах в плазме [5–10].

Измерение спектров импульсного рентгеновского излучения плазмы имеет ряд сложностей, связанных с тем, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения (≈10¹⁶), сопровождаемого сильной электромагнитной наводкой. В таких условиях эксперимента раздельная регистрация частиц, а следовательно, и их раздельная спектрометрия становится невозможной и, как правило, применяют различные многоканальные спектрометрические системы с предварительным разделением квантов по энергиям с помощью фильтров Росса или рентгеновских фильтров поглощения (метод "серых" фильтров) [3, 9].

Для дальнейшего исследования процессов, происходящих в плазме микропинчевого разряда, авторами был создан и использован комплекс диагностической аппаратуры [9–11], позволяющий за один разряд в широком энергетическом диапазоне, от 1 до 300 кэВ, получить информацию о спектральном составе импульсного рентге-



Рис. 1. Общая схема разрядной камеры и расположения диагностических приборов. 1 – вакуумная камера; 2 – диагностические окна; 3 – анод; 4 – катод; 5 – внешний токовод; 6 – внутренний токовод; 7 – разделительный изолятор; 8 – триггерное устройство; 9 – разрядник; 10 – конденсаторная батарея триггерного устройства; 11 – конденсаторная батарея в контуре основного разряда; 12, 13 – сцинтилляционные спектрометры, спектрометры на основе термолюминесцентных детекторов и ядерной эмульсии, воздушные камеры-обскуры, p–i–n-диоды; 14 – магнитный спектрометр электронов.

новского излучения и эмиссии электронов плазмы в зависимости от тока разряда. Такие исследования дают возможность определить влияние как тока разряда на физические процессы, протекающие в микропинчевом разряде, так и микропинчевания на процесс образования жесткого рентгеновского излучения.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на сильноточной импульсной электроразрядной установке "низкоиндуктивная вакуумная искра" (НИЯУ "МИФИ"), конструкция и параметры которой описаны в [8, 11]. Разряд в установке осуществлялся в вакуумной камере, откачанной до вакуума не хуже 10^{-4} Торр. Рабочим веществом разряда являлись пары материалов анода разрядного устройства, выполненного из железа. Импульсный источник тока – батарея конденсаторов с суммарной емкостью 20 мкФ, период разряда – 8.5 мкс.

Общая схема разрядной камеры установки и расположение диагностической аппаратуры показаны на рис. 1. Плоский электрод-анод выполнен в виде цилиндра диаметром 20 мм с плоской торцевой поверхностью. Стержневой электродкатод диаметром 3 мм и длиной 15 мм на конце заострен. Расстояние между электродами 5 мм. Конструкция разрядной системы позволяла изменять полярность электродов. Исследования импульсного рентгеновского излучения плазмы в энергетическом диапазоне квантов 1-300 кэВ проводились с использованием разработанного авторами комплекса спектрометров рентгеновского излучения [9–11]. В частности, для исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения плазмы в диапазоне энергий квантов 1-25 кэВ был использован малогабаритный спектрометр (\emptyset 5 × 10 мм), представляющий собой сборку из одиннадцати детекторов из LiF, расположенных друг за другом [10]. Фильтрами поглощения, осуществляющими спектроселекцию рентгеновского излучения, служили термолюминесцентные детекторы.

Спектральный состав рентгеновского излучения в диапазоне 15–100 кэВ измерялся помехоустойчивым многоканальным спектрометром на основе сцинтилляторов из кристаллического иодида цезия с активационной добавкой таллия CsJ(Tl) (с большим атомным зарядом $Z_{э\phi} = 54$ и размером Ø15 × 20 мм) в непосредственном оптическом контакте с входными окнами малогабаритного ФЭУ-60.

В жесткой части спектра (свыше 80 кэВ) исследования подробно проводились с использованием четырехканального сцинтилляционного спектрометра. Для повышения эффективности регистрации и точности измерения были использованы кристаллы иодида цезия с активационной добавкой таллия CsJ(Tl) (Ø30 × 35) больших размеров в непосредственном оптическом контакте со спектрометрическим ФЭУ-85 [9].

Калибровка спектрометров проведена с помощью точечных радиоактивных источников с различными энергиями γ-квантов и рентгеновских трубок. В процессе калибровки был определен динамический диапазон комплекса спектрометров, который составил 10¹².

Сцинтилляционные спектрометры крепились к диагностическим окнам разрядной камеры и регистрировали рентгеновское излучение из области разрядных электродов (см. рис. 1).

В ходе экспериментов регистрировались интегральные по времени спектры рентгеновского излучения однократных сильноточных разрядов при токах разряда: 40, 90, 140, 190 кА (рис. 2).

Для исследования и измерения энергетических спектров электронов плазмы был разработан портативный спектрометр электронов на постоянных магнитах с поворотом пучка электронов на 180°. Прибор имел рабочий диапазон 10–500 кэВ и был откалиброван на электронном пучке. Спектрометр размещен в разрядной камере установки таким образом, чтобы его входная щель была соосна отверстию во внешнем электроде разрядного устройства. В качестве регистратора электронов использовалась ядерная эмульсия. Экспонирова-



Рис. 2. Типичные спектры рентгеновского излучения плазмы железа, полученные при различных токах разряда (цифры у кривых).

ние осуществлялось за один микропинчевый разряд. Результаты эксперимента приведены на рис. 3.

Момент микропинчевания фиксировался по "особенностям" на осциллограмме разрядного тока, измеренного поясом Роговского, и по импульсам рентгеновского излучения, зарегистрированным *p*-*i*-*n*-диодом (с временным разрешением 1 нс). С использованием *p*-*i*-*n*-диода определялся момент генерации жесткого рентгеновского излучения относительно момента микропинчевания. Жесткое рентгеновское излучение исследовалось с применением фильтра отсечки. Перед детектором рентгеновского излучения устанавливалась медная фольга толщиной 300 мкм, которая на детектор пропускала только жесткое рентгеновское излучение, поглощая мягкое. Было определено, что максимальная величина жесткой компоненты рентгеновского излучения возникает одновременно с плазменной точкой. Длительность жесткой компоненты рентгеновского излучения составляла порядка 10-15 нс.

Исследование пространственной структуры плазменного объекта в диапазоне рентгеновского излучения квантов с энергией более 3 кэВ проводилось с помощью камеры-обскуры с разрешением не хуже 0.1 мм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Согласно модели "радиационного сжатия" [1, 4], наиболее подтвержденной экспериментальными



Рис. 3. Спектры быстрых электронов из плазмы железа при различных значениях тока разряда (цифры у кривых).

исследованиями, величина электронной температуры T_e плазмы увеличивается пропорционально росту разрядного тока. Величиной разрядного тока определяется степень сжатия и нагрева плазмы, количество и степень ионизации рабочего вещества плазмы. Процесс микропинчевания имеет пороговый характер, определяемый значением критического тока $I_{\rm kp}$. При разрядном токе, превышающем значение критического тока $(I_{\rm p} > I_{\rm kp})$, происходит микропинчевание (для плазмы железа $I_{\rm kp} = 50$ кА). Величина критического тока определяется балансом между потерями энергии на излучение и джоулевым тепловыделением в разряде. С ростом тока разряда (при условии $I_{\rm p} > I_{\rm kp}$) повышается интенсивность рентгеновского излучения.

Пороговый характер образования микропинча демонстрируют полученные обскурограммы (рис. 4). При токах разряда $I_p < I_{\kappa p} = 50$ кА пинчевания не происходит (рис. 4а), а при $I_p > I_{\kappa p}$ происходит пинчевание с образованием плазменной точки (рис. 4б).

Анализ спектров рентгеновского излучения плазмы микропинчевого разряда при различных токах разряда (см. рис. 2) показал, что при $I_p < I_{kp} = 50$ кА отсутствует жесткая составляющая рентгеновского излучения. Вид спектра существенно отличается от спектра с эффектом пинчевания.

На основании полученных результатов (см. рис. 2) для каждого измеренного спектра определялась электронная температура T_e плазмы. Установлено, что T_e плазмы увеличивается с ростом разрядного тока. С ростом тока разряда повышается степень сжатия и нагрева плазмы, количество и степень ионизации рабочего вещества плазмы, что



Рис. 4. Обскурограммы (hv > 3 кэВ) сильноточного электрического разряда (анодом является плоский электрод) при токах: <50 кА (а) и >50 кА (б) (ток разряда 150 кА). 1 - электрод; 2 - приэлектродная плазма; 3 - плазменные точки.

приводит к росту интенсивности рентгеновского излучения.

Интерес вызывает генерация мягкого (hv < 15 кэВ) и жесткого (hv > 80 кэВ) рентгеновского излучения и их взаимосвязь.

Высокоинтенсивное рентгеновское излучение с энергией hv < 15 кэВ возникает в результате микропинчевания, и его источником в значительной степени являются многократно ионизированные ионы рабочего вещества плазмы. В ходе экспериментов авторами статьи [11] было определено, что в плазме микропинчевого разряда количество многократно ионизованных ионов и степень их ионизации возрастают с ростом разрядного тока, следовательно, повышается и интенсивность рентгеновского излучения. Следует отметить, что рентгеновское излучение из плазменной точки значительно выше, чем из прианодной плазмы [10] (количество многократно ионизованных ионов и их степень ионизации в плазменной точке значительно выше, чем в прианодной плазме [11]).

Полученные зависимости спектров рентгеновского излучения от тока микропинчевого разряда позволяют определить влияние процесса микропинчевания на механизмы генерации жесткого рентгеновского излучения (hv > 80 кэВ). С ростом разрядного тока повышаются электронная температура T_e плазмы микропинча, а также интенсивность жесткого рентгеновского излучения (см. рис. 2).

Одним из основных механизмов, приводящих к возникновению жесткого рентгеновского излучения, является тормозное излучение ускоренных электронов. Ускорение электронов происходит в сильных электрических полях. В области перетяжки в результате аномального роста омического сопротивления *R* перетяжки плазменного столба [4] образуются спонтанные электрические поля с напряжениями, большими, чем на

разрядных электродах. Рост аномально высокого сопротивления перетяжки может быть объяснен турбулентными процессами, протекающими в плазме из-за развития в ней микронеустойчивостей (например, ионно-звуковой, электроннозвуковой) [4, 6, 7].

Непосредственная регистрация электронов магнитным спектрометром и одновременное измерение спектра рентгеновского излучения позволили сравнить полученные спектры. На обоих спектрах: эмиссии электронов (см. рис. 3) и рентгеновского излучения (см. рис. 2), измеренных при $I_p < I_{\rm kp} = 50$ кА, отсутствует жесткая энергетическая составляющая излучения.

Эксперименты показали, что пик в спектре эмиссии электронов соответствует моменту образования плазменной точки на обскурограмме. Интенсивность эмиссии электронов определяется величиной тока микропинчевого разряда.

Полученные экспериментальные зависимости спектров рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы от тока разряда хорошо согласуются с моделью "радиационного сжатия" [1, 2].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью комплекса диагностической аппаратуры были проведены исследования спектрального состава рентгеновского излучения и электронной эмиссии плазмы микропинчевого разряда в энергетическом диапазоне 1—300 кэВ в зависимости от тока разряда.

Полученные результаты позволяют определить влияние тока разряда на спектральный состав рентгеновского излучения и эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда. Показана взаимосвязь между спектрами рентгеновского излучения и одновременно измеренными с ними спектрами эмиссии электронов плазмы микропинчевого разряда.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (Соглашение с Минобрнауки РФ, проект № 02.a03.21.0005 от 27.08.2013).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.
- Анциферов П.С., Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. Вып. 8. С. 1018.
- Кушин В.В., Ляпидевский В.К., Пережогин В.Б. // Ядерно-физические методы диагностики плазмы. М.: МИФИ, 1985.
- 4. *Вихрев В.В., Баронова Е.О. //* Прикладная физика. 1999. № 5. С. 71.

- 5. Романов И.В., Паперный В.Л., Коробкин Ю.В., Подвязников В.А., Рупасов А.А., Чевокин В.К., Шиканов А.С. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 3. С. 97.
- Spielman R.B., Deeney C., Changler J.A. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. № 5. P. 2105.
- Kania D.R., Jones L.A. // Phys. Rev. Letters. 1984.
 V. 53. № 2. P. 166.
- 8. Башутин О.А., Вовченко Е.Д., Додулат Э.И., Савелов А.С. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 3. С. 261.
- 9. Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2015. № 2. С. 89. https://doi.org/10.7868/S0032816215020044
- Баловнев А.В., Григорьева И.Г., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2018. № 1. С. 84. https://doi.org/10.7868/S0032816218010135
- 11. Башутин О.А., Григорьева И.Г., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // ПТЭ. 2017. № 3. С. 70. https://doi.org/10.7868/S003281621703003X

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ __ ТЕХНИКА

УДК 621.316.933.6

НАНОСЕКУНДНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С НЕОДНОРОДНОЙ ПЕРЕДАЮЩЕЙ ЛИНИЕЙ И ГАЗОНАПОЛНЕННЫМ ДИОДОМ

© 2020 г. В. Ф. Тарасенко^{*a*}, С. Б. Алексеев^{*a*}, Е. Х. Бакшт^{*a*,*}, А. Г. Бураченко^{*a*}, М. И. Ломаев^{*a*}

> ^а Институт сильноточной электроники СО РАН Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3 *e-mail: beh@loi.hcei.tsc.ru Поступила в редакцию 23.01.2020 г. После доработки 23.01.2020 г. Принята к публикации 24.01.2020 г.

Описана конструкция и приведены параметры наносекундного ускорителя с дополнительной передающей линией, имеющей переменное волновое сопротивление, и газонаполненным диодом. Показана возможность управления параметрами тока пучка за счет изменения давления воздуха в диоде. За анодной фольгой при длительности импульса на полувысоте ≈ 1.3 нс и энергии электронов до 350 кэВ амплитуда тока пучка составила ≈ 700 А. При возбуждении пучком данного ускорителя в кварце, сапфире и синтетическом алмазе зарегистрированы спектры и осциллограммы излучения Вавилова–Черенкова.

DOI: 10.31857/S0032816220040096

ВВЕДЕНИЕ

Ускорители электронов используются в различных областях науки и техники [1, 2] и продолжают совершенствоваться [3, 4]. Пучки электронов обычно формируются в вакуумных диодах, а для вывода тока пучка в воздух и другие газы в большинстве ускорителей применяют аноды из тонкой фольги. Начиная с прошлого столетия разрабатываются и исследуются ускорители пучков электронов наносекундной и пикосекундной длительности с энергией в сотни килоэлектронвольт, а также источники тормозного рентгеновского излучения на основе таких ускорителей [5–21].

При разработке наносекундных малогабаритных ускорителей и рентгеновских аппаратов используют различные схемы формирования импульсов высокого напряжения. Наиболее распространены устройства с применением импульсных трансформаторов [5], схемы Маркса [8] и с использованием индуктивных накопителей энергии [14, 21]. Для уменьшения длительности импульса напряжения используют обострители различной конструкции на основе разрядников высокого давления [15, 20] и твердотельных коммутаторов [21]. Все это позволяет создавать ускорители с различными параметрами и осуществлять регулировку амплитуды и длительности импульсов тока пучка.

Последние годы для увеличения амплитуды импульса напряжения и сокращения его длительности стали использовать дополнительные линии с ферритовыми кольцами [21–23]. Однако такие линии необходимо помещать в магнитное поле. Для этого нужны магниты цилиндрической формы, длина которых равна длине линии, что существенно усложняет конструкцию ускорителя.

В данной работе показано, что можно использовать и другие подходы для повышения энергии электронов и регулировки длительности импульса тока пучка, которые позволяют создавать ускорители электронов сравнительно простой конструкции. Соответственно целью данной работы были разработка и исследование ускорителя с напряжением холостого хода 500 кВ, энергией электронов до





79

350 кэВ, длительностью импульса тока пучка ~1 нс и плотностью тока за фольгой более 200 А/см².

Для увеличения энергии электронов в ускорителе была использована дополнительная линия с переменным волновым сопротивлением, а для управления длительностью импульса тока пучка и энергией электронов диод заполнялся воздухом до давлений 0.1–10 Торр. Отметим, что возможность управления длительностью импульса тока пучка и его амплитудой в газонаполненных диодах была исследована в работах [24–26].

УСТАНОВКА И МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Конструкция высоковольтного блока ускорителя, который состоит из двух секций и газонаполненного диода, представлена на рис. 1.

В первой секции ускорителя, как и в работе [15], используется двойная формирующая линия. Однако вместо разрядника с регулируемым зазором, который расположен между средним и заземленным коаксиальными электродами, применялся промышленный двухэлектродный разрядник высокого давления P-49, который соединялся с внутренним электродом.

Волновые сопротивления каждой из двух формирующих линий первой секции равнялись ≈20 Ом. Сопротивление короткой передающей линии равнялось 50 Ом. После короткой передающей линии устанавливалась вторая секция ускорителя, которая состояла из неоднородной передающей линии длиной 20 см, волновое сопротивление которой плавно изменялось от 50 до 100 Ом. Применение второй секции позволяет простым способом увеличить амплитуду импульса напряжения. Диаметр внутреннего электрода неоднородной линии на входе в газонаполненный диод составлял 8 мм, а внутренний диаметр внешнего цилиндра коаксиальной линии равнялся 102 мм. Это обеспечивало сравнительно высокую прочность изолятора газового диода.

Трубчатый катод с внутренним диаметром 8 мм был изготовлен из фольги из нержавеющей стали толщиной 100 мкм. Межэлектродный зазор мог изменяться от 2 до 13 мм. Вывод тока пучка осуществлялся через AlMg-фольгу толщиной 40 мкм. Ток пучка регистрировался с помощью конического коллектора с временным разрешением не хуже 0.1 нс [27]. Измерения импульсов напряжения на выходе из первой и второй секций ускорителя осуществлялись с помощью емкостных делителей.

Зарядка двойной формирующей линии осуществлялась от вторичной обмотки импульсного трансформатора, который был расположен между двумя коаксиальными цилиндрами со встроенными магнитными сердечниками, при разряде конденсатора через первичную обмотку трансформатора (на рисунке не показаны). Далее, при срабатывании разрядника высокого давления Р-49, в секции I формировался наносекундный импульс напряжения с амплитудой ≈190 кВ, который по короткой передающей линии и линии с переменным волновым сопротивлением подавался на трубчатый катод. Это позволяло получить импульсы напряжения длительностью 2.5 нс с амплитудой при холостом ходе ≈500 кВ. Давление воздуха в диоде могло изменяться от 0.1 до 760 Торр. Как было показано в работах [24, 28], оптимальные давления в диоде для получения максимальных амплитуд тока пучка в гелии, водороде и азоте отличаются. В данном ускорителе для заполнения газового диода применялся воздух.

Сигналы с емкостных делителей и коллектора подавались на цифровой осциллограф Keysight DSO-X6004A (6 ГГц и 20 выборок/нс) через высокочастотные кабели 5D-FB PEEG (Radiolab) длиной 1.2 м. Для ослабления сигналов использовались ослабители 142-NM (Barth Electronics, 30 ГГц), позволяющие регистрировать без существенных искажений импульсы напряжения с длительностью фронта до 20 пс.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПАРАМЕТРОВ ТОКА ПУЧКА

Осциллограммы импульсов напряжения и тока пучка показаны на рис. 2. Эти осциллограммы были сняты в режиме, близком к оптимальному для проведения экспериментов по изучению параметров излучения Вавилова—Черенкова [29]. Амплитуда импульса напряжения на диоде составляла \approx 350 кВ, а ток, регистрируемый коллектором с диаметром приемной части 15 мм, составлял \approx 700 А. Плотность тока пучка за фольгой с центральной площадки Ø3 мм составила \approx 220 A/см². Осциллограммы импульсов напряжения и тока пучка в этом режиме состояли из двух импульсов. Длительность первого (основного) импульса на полувысоте равнялась \approx 1.3 нс.

Второй импульс тока пучка имел меньшую амплитуду и регистрировался только при уменьшении давления в газонаполненном диоде и/или увеличении межэлектродного зазора. Он возникал из-за различий сопротивлений генератора и газонаполненного диода, которые увеличивались при увеличении сопротивления диода. Однако за счет этого рассогласования можно было увеличивать напряжение на промежутке и, соответственно, энергию электронов.

Влияние давления воздуха в газонаполненном диоде на амплитуду импульсов напряжения и тока первого импульса пучка, а также на длительность тока пучка на полувысоте показано на рис. 3.

Видно, что в этих условиях значительное увеличение амплитуды напряжения на промежутке



Рис. 2. Осциллограммы импульса напряжения на диоде (1) и тока пучка за фольгой (2) при межэлектродном зазоре d = 11.5 мм и давлении воздуха в диоде $p \approx 0.8$ Topp.

начинается при давлении воздуха <2 Торр, а максимальные напряжения регистрируются при давлении <0.5 Торр. Соответственно для получения электронов пучка с максимальными энергиями надо работать в этой области давлений. Однако длительность импульса тока пучка с уменьшением давления увеличивается и для получения импульсов с длительностью на полувысоте $\tau_{0.5} < 1$ нс давление воздуха в газовом диоде должно превышать 1 Торр.

Как видно из рис. 3, максимальная амплитуда тока пучка при оптимальном давлении и межэлектродном зазоре 11.5 мм составила 900 А. Увеличение давления в диоде до 2 Торр приводило к уменьшению амплитуды тока пучка до ~250 А. Для получения длительности импульса $\tau_{0.5} \approx 0.1$ нс давление воздуха в диоде должно быть увеличено до 100 Торр и более. Однако это приводило к значительному уменьшению амплитуды тока пучка. При давлении воздуха 400 Торр в диоде амплитуда тока пучка составила 3 А, а при атмосферном давлении — 1.3 А. Амплитуда импульса напряжения при давлениях воздуха 400 и 760 Торр равнялась \approx 135 кВ. Малые токи пучка при повышенных давлениях в данных условиях были обусловлены длительностью фронта импульса напряжения, которая составляла \approx 2 нс.

При длительности фронта импульса напряжения ≈ 0.3 нс на генераторе СЛЭП-150 с трубчатым катодом диаметром 6 мм амплитуда тока пучка составила при атмосферном давлении воздуха и амплитуде напряжения на диоде 180 кВ (140 кВ в падающей волне напряжения) составила 10 А [30]. Переход к сетчатому катоду диаметром 40 мм позволил получить на генераторе СЛЭП-150 при напряжении в падающей волне 200 кВ амплитуду тока пучка за фольгой ≈ 100 А с длительностью импульса на полувысоте 0.1 нс [17].

Влияние межэлектродного зазора на амплитуду напряжения и тока пучка первого и второго импульсов, а также на длительность тока пучка на полувысоте демонстрирует рис. 4.

При получении этих зависимостей давление в диоде при непрерывной откачке форвакуумным насосом через шланг малого диаметра составляло ≈0.8 Торр. Это давление при длительности импульса на полувысоте ≈1.3 нс соответствовало области наибольших амплитуд тока пучка в первом импульсе для d = 11.5 мм. При уменьшении межэлектродного зазора амплитуда тока пучка увеличивалась, но напряжение на диоде уменьшалось. Также увеличивалась длительность импульса тока пучка на полувысоте. Второй импульс тока пучка при малых зазорах не регистрировался, что связано с уменьшением сопротивления диода и, соответственно, напряжения на нем. Электроны второго импульса пучка при малых зазорах поглощались анодной фольгой.

Испытание ускорителя с катодом диаметром 4 мм из фольги толщиной 100 мкм, также изготовленного из нержавеющей стали, дали подобную зависимость. При уменьшении межэлектродного



Рис. 3. Зависимости амплитуды импульса напряжения на диоде (1), а также амплитуды (2) и длительности (3) тока пучка за фольгой, от давления воздуха. Межэлектродный зазор d = 11.5 мм.



Рис. 4. Влияние межэлектродного зазора на амплитуду первого (**a**) и второго (**b**) импульсов напряжения (*1*) и тока пучка (*2*), а также на длительность импульса тока пучка на полувысоте (*3*). Давление воздуха в диоде $p \approx 0.8$ Topp.

зазора от 8 до 4 мм напряжение на промежутке уменьшалось, а амплитуда тока пучка и его длительность увеличивались. Амплитуда тока пучка при d = 2.75 мм составила ≈ 3.2 кА, но амплитуда импульса напряжения была ≈ 230 кВ. При одинаковом давлении в газовом диоде и одинаковых d диаметр катода существенно не повлиял на амплитуду тока пучка.



Рис. 5. Распределение электронов по энергиям для первого (*1*) и второго (*2*) импульсов тока пучка электронов. d = 11.5 мм, $p \approx 0.8$ Торр. Оба распределения нормированы на единицу.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

Для определения спектров тока пучка за фольгой применялась методика, использующая кривые ослабления тока пучка фильтрами, которая описана в работах [31, 32]. Между фольгой и коллектором устанавливались фольги из алюминия различной толщины и измерялись амплитуды и длительности импульсов тока пучка. Далее из полученной кривой ослабления восстанавливался спектр электронов. На рис. 5 представлены спектры электронного пучка для первого и второго импульсов при $p \approx 0.8$ Торр и d = 11.5 мм.

Согласно расчетам, для первого импульса на распределении электронов по энергиям имелись две группы с 50–150 и 180–350 кэВ. Во втором импульсе в этих же условиях энергия электронов не превышала 100 кэВ и распределение имело один максимум.

Созданный ускоритель будет использован для исследований излучения Вавилова—Черенкова в кварце КУ-1, сапфире и синтетическом алмазе типа IIa, полученном методом газофазного осаждения. В предварительных экспериментах, как и в работе [29], с помощью стандартного спектрометра было зарегистрировано излучение Вавилова—Черенкова. Интенсивность данного излучения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра увеличивалась в области прозрачности образцов с уменьшением длины волны. Кроме того, импульсы излучения Вавилова—Черенкова по длительности и форме совпадали с длительностью и формой тока пучка. В отличие от работы [29], в которой использовался ускоритель с длительностью импульса на полувысоте 12 нс, данный ускоритель при подобном распределении электронов по энергиям имел $\tau_{0.5} \approx 1.3$ нс.

выводы

Создан ускоритель электронов с напряжением холостого хода 500 кВ, который имеет сравнительно простую конструкцию. Приведены параметры тока пучка и напряжения на промежутке при изменении давления воздуха в диоде и показана возможность управления этими параметрами. При напряжении на диоде 350 кВ и амплитуде тока пучка 700 А получена длительность импульса тока пучка на полувысоте 1.3 нс. Продемонстрировано, что дополнительная линия с переменным волновым сопротивлением позволяет увеличивать напряжение на промежутке и, соответственно, и энергию электронов. В кварие КУ-1, сапфире и синтетическом алмазе с помощью стандартного спектрометра зарегистрировано излучение Вавилова-Черенкова, интенсивность которого в ультрафиолетовой и видимой областях спектра увеличивается с уменьшением длины волны.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 18-19-00184.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Martin T.H. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. V. 20. № 3. P. 289.

https://doi.org/10.1109/TNS.1973.4327103

- Mehnert R. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 1996. V. 113. № 1–4. P. 81. https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)01344-X
- Желтов К.А. Пикосекундные сильноточные электронные ускорители. М.: Энергоатомиздат, 1991. IBSN 5-283-03978-1.
- 4. *Месяц Г.А.* Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. IBSN 5-02-033049-3.
- 5. Зеленский К.Ф., Трошкин И.А., Цукерман В.А. // ПТЭ. 1963. № 2. С. 140.
- Charbonnier F.M., Barbour J.P., Brewster J.L., Dyke W.P., Grundhauser F.J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1967. V. 14. № 3. P. 789. https://doi.org/10.1109/TNS.1967.4324658
- Белкин Н.В., Комяк Н.И., Пеликс Е.А., Цукерман В.А. // ПТЭ. 1972. № 2. С. 194.
- 8. Ковальчук Б.М., Месяц Г.А., Шпак В.Г. // ПТЭ. 1976. № 6. С. 73.
- 9. Белкин Н.В., Тараканов М.Ю., Тарасов М.Д. // ПТЭ. 1987. № 6. С. 133.
- 10. Загулов Ф.Я., Котов А.С., Шпак В.Г., Юрике Я.Я., Яландин М.И. // ПТЭ. 1989. № 2. С. 146.
- 11. Желтов К.А., Коробков С.А., Петренко А.Н., Шалиманов В.Ф. // ПТЭ. 1990. № 1. С. 37.

- 12. Адуев Б.П., Шпак В.Г. // ПТЭ. 1990. № 2. С. 49.
- Gubanov V.P., Korovin S.D., Pegel I.V., Roitman A.M., Rostov V.V., Stepchenko A.S. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. № 2. P. 258. https://doi.org/10.1109/27.602497
- Котов Ю.А., Соковнин С.Ю., Балезин М.Е. // ПТЭ. 1997. № 4. С. 84.
- 15. Шпак В.Г., Яландин М.И. // ПТЭ. 2001. № 3. С. 5.
- 16. *Hasegawa D., Kamada K., Kuraku A., Ando R., Masuzaki M.* // Jpn. J. Appl. Phys. 2001. V. 40. № 2B. P. 944. https://doi.org/10.1143/JJAP.40.944
- 17. Костыря И.Д., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2012. № 1. С. 80.
- Соковнин С.Ю., Балезин М.Е., Щербинин С.В. // ПТЭ. 2013. № 4. С. 47. https://doi.org/10.7868/S0032816213040137
- Kumar R., Chandra R., Mitra S., Beg M.D., Sharma D.K., Sharma A., Mittal K.C. // J. Instrum. 2014. V. 9. № 4. P04017. https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/04/P04017
- 20. Авилов Э.А., Белкин Н.В., Дудин А.В., Зыков А.П., Канунов М.А., Разин А.А. // ПТЭ. 1973. № 1. С. 137.
- 21. *Rukin S.N.* // Rev. Sci. Instrum. 2020. V. 91. № 1. P. 011501. https://doi.org/10.1063/1.5128297
- 22. Romanchenko I.V., Rostov V.V., Gunin A.V., Konev V.Y. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. № 2. P. 024703. https://doi.org/10.1063/1.4975182
- Gusev A.I., Pedos M.S., Rukin S.N., Timoshenkov S.P. // Rev. Sci. Instrum. 2017. V. 88. № 7. P. 074703. https://doi.org/10.1063/1.4993732
- Бураченко А.Г., Тарасенко В.Ф. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 24. С. 85.
- Алексеев С.Б., Рыбка Д.В., Тарасенко В.Ф. // ПТЭ. 2013. № 5. С. 85. https://doi.org/10.7868/S0032816213040162
- 26. Ломаев М.И., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х. // ЖТФ. 2019. Т. 89. № 8. С. 1277.
- 27. *Tarasenko V.F., Rybka D.V.* // High Voltage. 2016. V. 1. N
 ^o 1. P. 43. https://doi.org/10.1049/hve.2016.0007
- Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Lomaev M.I., Sorokin D.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. V. 38. № 10. P. 2583. https://doi.org/10.1109/TPS.2010.2041474
- Tarasenko V.F., Oleshko V.I., Erofeev M.V., Lipatov E.I., Beloplotov D.V., Lomaev M.I., Burachenko A.G., Baksht E.Kh. // J. Appl. Phys. 2019. V.125. № 24. P. 244501. https://doi.org/10.1063/1.5094956
- Костыря И.Д., Тарасенко В.Ф., Бакшт Е.Х., Бураченко А.Г., Ломаев М.И., Рыбка Д.В. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. № 21. С. 79.
- Baksht E.H., Burachenko A.G., Kozhevnikov V.Yu., Kozyrev A.V., Kostyrya I.D., Tarasenko V.F. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. № 30. P. 305201. https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/30/305201
- 32. Kozyrev A.V., Kozhevnikov V.Yu., Vorobyev M.S., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Koval N.N., Tarasenko V.F. // Laser Part. Beams. 2015. V. 33. № 2. P. 183. https://doi.org/10.1017/S0263034615000324

_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _ ТЕХНИКА

УДК 621.378.325

ЮСТИРОВКА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ОСИ ТЕЛЕСКОПИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

© 2020 г. В. Я. Агроскин^{*a*,*}, Б. Г. Бравый^{*a*,**}, Г. К. Васильев^{*a*}, В. И. Гурьев^{*a*}, С. А. Каштанов^{*a*}, Е. Ф. Макаров^{*a*}, С. А. Сотниченко^{*a*}, Ю. А. Чернышев^{*a*}

^а Институт проблем химической физики РАН Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., просп. Академика Семенова, 1 *e-mail: agroskin@mail.ru

> ***e-mail: bgbrav@icp.ac.ru* Поступила в редакцию 05.12.2019 г. После доработки 05.12.2019 г. Принята к публикации 17.12.2019 г.

Предложен способ юстировки неустойчивого конфокального резонатора и определения направления его оси с применением уголкового отражателя. В качестве вспомогательного лазера использовался полупроводниковый лазер, который задавал направление оси резонатора. В качестве прибора, контролирующего настройку, использовался коллиматор. Уголковый отражатель, установленный внутрь резонатора со стороны вогнутого зеркала, позволял создать "прямой" и "обратный" проходы собственного луча коллиматора через резонатор. Это дает возможность наблюдать в окуляре коллиматора изображения шкалы от "прямого" и "обратного" проходов. Точная настройка резонатора осуществляется совмещением центров шкал, при этом ось резонатора совпадает с осью коллиматора.

DOI: 10.31857/S0032816220030064

Использование в экспериментальной практике неустойчивых резонаторов началось, по-видимому, с пионерской работы А.Е. Siegman [1], опубликованной в 1965 г. В результате последовавшего за этим бурного всплеска как экспериментальных, так и теоретических работ были выяснены основные свойства такого типа резонаторов (см., например, [2]). Все это время, вплоть до наших дней, вопросы юстировки неустойчивых резонаторов привлекали к себе внимание (например, [3–6]).

В работе [7] было показано, как точно определить направление оси телескопического резонатора с помощью расширяющегося светового пучка, который заводится в резонатор через отверстие маленького диаметра в вогнутом зеркале резонатора. С практической точки зрения желательно иметь способ настройки резонатора, который не связан с наличием отверстия в одном из зеркал резонатора.

Данная работа посвящена определению оси излучения лазера и юстировке телескопического резонатора с использованием уголкового отражателя.

На рис. 1 изображена оптическая схема предлагаемого способа настройки резонатора.

В работе использовался неустойчивый резонатор, состоящий из зеркал: вогнутого Ø100 мм (2) и выпуклого Ø33 мм (3). Увеличение резонатора M = 3 при базе 246 мм. Юстировка осуществлялась при помощи коллиматора 5 от оптической скамьи ОСК-3 с апертурой 100 мм и фокусным



Рис. 1. Оптическая схема эксперимента. *1* – лазерная кювета; *2* – вогнутое зеркало резонатора; *3* – выпуклое зеркало резонатора; *4* – вспомогательный лазер; *5* – коллиматор; *6* – уголковый отражатель; **a** – настройка коллиматора, **б** – настройка зеркала *3*, **в** – настройка зеркала *2*.



Рис. 2. Изображение картины совмещения с точностью $\sim 10^{\circ}$.



Рис. 3. Изображение в коллиматоре при настроенном выпуклом зеркале.



Рис. 4. Совмещение с точностью ~3".

расстоянием 1 м. Цена деления шкалы коллиматора 15". В качестве вспомогательного лазера (в.л.) 4 использовался полупроводниковый лазер с апертурой 8 мм и расходимостью ~2'.

На первом этапе юстировки (рис. 1а) необходимо направить луч в.л. 4 по оси лазерной кюветы 1. Для этого луч лазера посылали через лазерную кювету примерно параллельно ее оси. С помощью уголкового отражателя 6 и юстировки в.л. выводили этот луч на ось кюветы. Это направление в.л. в дальнейшем будет направлением оси резонатора.

Далее нужно установить и настроить коллиматор таким образом, чтобы луч в.л., отраженный от уголкового отражателя, проходил через коллиматор и попадал в центр шкалы коллиматора. Используемый коллиматор позволял совместить центр шкалы коллиматора с центром пятна лазера с точностью ~10" (см. рис. 2). Отметим, что шкала коллиматора уменьшает угловые размеры объектов в 2 раза.

На следующем этапе (рис. 16) устанавливаем выпуклое зеркало *3* резонатора. Луч в.л. от уголкового отражателя попадает на выпуклое зеркало, после отражения от него начинает расширяться и после уголкового отражателя обогнет в.л., попадая в коллиматор в виде кольцевого пятна. Юстировкой выпуклого зеркала добиваемся того, чтобы изображение кольцевого пятна было симметричным (см. рис. 3).

Остается провести настройку вогнутого зеркала, т.е. всего резонатора в целом. Для этого нужно сдвинуть отражатель 6 так, чтобы луч в.л. 4, отразившись от зеркала 2, прошел мимо отражателя 6 на зеркало 3 (рис. 1в). С помощью юстировки вогнутого зеркала направляем луч в.л. через уголковый отражатель в коллиматор. Предварительная настройка закончится, когда в окуляре коллиматора будет видно пятно в.л. Далее в.л. выключается и включается внутренняя подсветка шкалы коллиматора.

Луч коллиматора будет разбит на две части: первая пойдет по "прямому" пути 5-2-3-6-5, а вторая по "обратному" -5-6-3-2-5 (см. рис. 1в). В первом случае изображение шкалы будет увеличено в M = 3 раза, а во втором уменьшено в M = 3раза. Далее с помощью юстировки вогнутого зеркала необходимо совместить центры шкал в коллиматоре. На рис. 4 показано это совмещение центров с точностью ~3".

В результате получаем совпадение осей резонатора и коллиматора с точностью ~3". Эта величина примерно в 5 раз меньше, чем расходимость лазерного излучения [7].

Если учесть, что ось коллиматора совпадает с осью вспомогательного лазера, то мы получаем возможность наблюдать направление излучения основного лазера. Работа выполнена при финансовой поддержке госзадания 01201361840.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Siegman A.E.* // Proc. IEEE. 1965. V. 53. P. 277. https://doi.org/10.1109/PROC.1965.3685
- Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
- 3. *Ковальчук Л.В., Свенцицкая Н.А.* // Квантовая электроника. 1972. Т. 5. № 11. С. 80.

- 4. Hanlon J., Aiken S. // Appl. Opt. 1974. V. 13 (11). P. 2461. https://doi.org/10.1364/AO.13.2161 1
- 5. *Sihua Fu, Xuejun Long, Hongjun Mao, Yongjun Hu //* Optics and Lasers in Engineering. 2011. V. 49. P. 1436. https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2011.06.021
- Ren Wei-yan, Wang Hui, Cai Lei, Zhou Song-qing, Zhang Zheng, Qv Pu-bo // Proc. of SPIE 2015. V. 9671. P. 967128. https://doi.org/10.1117/12.2203497
- 7. Агроскин В.Я., Бравый Б.Г., Васильев Г.К., Гурьев В.И., Карельский В.Г., Каштанов С.А., Макаров Е.Ф., Сотниченко С.А., Чернышев Ю.А. // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 8. С. 39.

_ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 53.082.5

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ КАМЕРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ В НАНО- И МИКРОСЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНЕ

© 2020 г. К. А. Алабин^{*a*}, Н. С. Воробьев^{*a*,*}, А. И. Заровский^{*a*}, В. И. Пелипенко^{*a*}, Н. З. Чиковани^{*b*}

^а Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38 ^b Государственное научно-производственное объединение "Сухумский физико-технический институт" Республика Абхазия, 384914, Сухум, Синоп, Кодорское шоссе, 665 *e-mail: vor@kapella.gpi.ru Поступила в редакцию 09.12.2019 г. После доработки 09.12.2019 г. Принята к публикации 12.12.2019 г.

На основе электронно-оптического преобразователя ПИФ-01 создана хронографическая электронно-оптическая камера, предназначенная для получения пространственно-временной информации при исследовании световых процессов в нано- и микросекундном диапазоне. Длительность разверток может изменяться в пределах от 0.5 до 10 мкс на экране камеры диаметром 25 мм с предельным временным разрешением ≤2 нс. Приведены примеры применения разработанной камеры для спектрально-временных измерений процессов в экспериментах по исследованию электровзрыва вольфрамовых проволочек.

DOI: 10.31857/S0032816220030076

введение

Среди богатого арсенала исследовательских методов и средств, применяемых в современной экспериментальной физике, особое место занимает хронография быстропротекающих процессов с использованием времяанализирующих электроннооптических преобразователей (э.о.п.). В настоящее время это прямой метод регистрации изображений, одним из главных преимуществ которого является возможность получения многоканальной пространственной информации об исследуемых процессах в широком спектральном и временном диапазонах. Созданные на основе э.о.п. электронно-оптические камеры (э.о.к.) могут регистрировать как весь быстропротекающий процесс, так и его отдельные фазы.

В настоящее время дальнейшее развитие электронно-оптической хронографии связано в основном с освоением субпикосекундного диапазона. Японская компания Hamamatsu Photonics выпустила стрик-камеру модели FESCA-100 C11853-01 с предельным временным разрешением ~100 фс [1]. Однако и более "медленные" камеры нано- и микросекундного диапазона благодаря возможности получения двухмерных изображений, попрежнему, находят широкое применение, например, в исследованиях процессов горения, детона-



Рис. 1. Фотография световых меток (вверху) и их микрофотограмма (внизу). Развертка – 1 мкс, частота меток – 1 МГц.

ции и взрывов, в физике плазмы, исследованиях электрических пробоев и разрядов и др. [2–5].

Среди отечественных э.о.к., используемых в таких экспериментах. слелует отметить камеру К008 [6, 7] (компания БИФО), имеюшую два режима работы: однокадровый и режим линейной развертки. Временной диапазон линейной развертки, обеспечиваемый двумя сменными блоками управления, составляет от 1 нс/см до 300 мкс/см. В [8] в качестве временного регистратора использовалась э.о.к. СФЭР-6 (НИИИТ) для исследования импульсных плазменных потоков, создаваемых в Z-пинчевых системах. Максимальная длительность развертки этой камеры ~75 мкс при диаметре экрана 22 мм. Из зарубежных э.о.к. нужно упомянуть Imacon 790 (Hofstra group), снабженную двумя модулями разверток: кадровой и линейной [9], с диапазоном перестройки последней от 100 нс до 1 мкс/см (в опционном предложении от 10 нс до 1 мс/см).

В данной работе представлена разработанная в ИОФ РАН э.о.к., работающая в режиме линейной развертки в нано- и микросекундном диапазоне, приведены ее основные характеристики, а также пример использования этой камеры в физическом эксперименте.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КАМЕРЫ

Описываемая камера изготовлена на основе э.о.п. ПИФ-01 [10], усилителя яркости ЭП-10 и конструктивно оформлена в корпусе камеры PS-1/S1 [11]. Основные технические характеристики камеры представлены ниже:

400 - 800
6
≥20
1.7 ± 0.2
от 10 ² до 10 ⁴
0.5, 1.0, 2.0,
5.0, 10.0
$\leq \pm 10$
≤40
≤2
1.25 ± 0.0125 ,
2.5 ± 0.025 ,
5 ± 0.05 ,
10 ± 0.1 ,
20 ± 0.2
220
≤100 Вт

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

Запуск камеры осуществляется импульсами положительной полярности амплитудой ≥5 В и длительностью по уровню 0.5 не менее 10 нс. В камере предусмотрена автоблокировка для исключения повторных запусков.

Особенностью изготовленной э.о.к. является наличие встроенного в корпус камеры кварцевого генератора калибровочных меток времени, формирующего синхронизированную с разверткой серию оптических импульсов заданной частоты, испускаемых лазерным диодом мощностью 5 мВт, входящим в комплектацию камеры. Использование калибровочных меток позволяет осуществлять проверку длительности и линейности разверток непосредственно в процессе эксперимента. На рис. 1 представлена фотография зарегистрированных световых меток с частотой следования 10 МГц, иллюстрирующая процесс калибровки длительности и нелинейности развертки 1 мкс, и их микрофотограмма. Запись и цифровая обработка полученного изображения осуществлялись п.з.с.-камерой (п.з.с. – прибор с зарядовой связью) модели C8484-05G (Hamamatsu).

С помощью разработанной камеры на установке "Гелиос-1" в Сухумском физико-техническом институте была исследована динамика поведения оптического спектра излучения электровзрыва вольфрамовой проволочки. В экспериментах использовался спектрометр, формирующий пространственно разделенные спектральные линии излучения плазмы, возникающей при взрыве. Проекционный объектив отображал этот спектр с необходимым коэффициентом уменьшения (увеличения) на фотокатод камеры, которая разворачивала его во времени. Взаимно перпендикулярное расположение выходной щели спектрометра и входной щели э.о.к. (метод скрещивания) обеспечивало регистрацию двухмерных спектральновременных картин излучения плазмы.

Результаты исследования динамики поведения спектральной линии водорода во времени с помощью камеры показали, что время появления линии H_α составляет ~100 нс от начала разряда и не зависит от параметров проволочки и условий проведения эксперимента. На рис. 2 представлены фотографии развертки оптического спектра плазмы при электровзрыве, полученные в двух разных экспериментах. Как видно из рисунка, спектральная линия водорода (H_α) появляется в одно и то же время от начала развертки, несмотря на то что в опыте № 195 предварительный прогрев проволочки не проводился. Этот факт свидетельствует о том, что водород, наблюдаемый в спектрах излучения, не растворен в объеме проволочки.

Появление линии водорода раньше сплошной (планковской) составляющей спектра позволяет утверждать, что водород не связан с нали-



Рис. 2. Фотография развернутого оптического спектра при электровзрыве вольфрамовой проволочки. Длительность развертки 2 мкс.

чием воды на стенках колбы и конструкционных частях установки. Согласно приведенным снимкам, динамика сплошной (планковской) части спектра во времени различается для разных экспериментов, что, по-видимому, определяется их условиями.

Кроме того, достаточно высокое пространственное разрешение камеры позволило зарегистрировать и исследовать динамику поведения нескольких наиболее ярких спектральных линий. Ими оказались: дублет спектральных линий Na (588.99 нм и 589.59 нм, спектральное разрешение спектрометра не позволяло его разделить) и линия углерода (580.52 нм). Дублет во всех сериях экспериментов появляется одновременно с линией H_{α} и повторяет ее динамику, однако на данном этапе сложно назвать причину появления натрия в спектрах. Наличие спектральных линий углерода, по нашему мнению, свидетельствует о попадании паров масла из форвакуумной части установки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и изготовлена хронографическая электронно-оптическая камера с встроенным генератором оптических калибровочных меток, работающая в диапазоне длительностей разверток от 0.5 до 10 мкс. Результаты применения микросекундной э.о.к. в экспериментах по исследованию динамики излучения плазмы, возникающей при электровзрыве вольфрамовой проволочки, подтвердили ее технические возможности и надежность в эксплуатации.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность П.Г. Горностаеву, С.Е. Курбатову и Г.П. Левиной за участие в изготовлении камеры, а также А.В. Смирнову за помощь при подготовке статьи к публикации.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-52-40002).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Hamamatsu News. 2017. Issue. 02. P. 32.
- Волков А.А., Гребенев Е.В., Дыдыкин П.С., Ермолович В.Ф., Иванов М.М., Ивановский А.В., Карелин В.И., Орлов А.П., Репин П.Б., Савченко Р.В., Селемир В.Д., Селявский В.Т. // ЖТФ. 2002. Т. 72. В. 5. С. 115.
- Basko M.M., Drozdovskii A.A., Golubev A.A., Gubskii D.D., Iosseliani S.M., Kantsyrev A.V., Karpov M.A., Kuznetsov A.P., Novozhilov Yu.B., Pronin O.V., Savin S.M., Sasorov P.V., Sobur D.A., Sharkov B.Yu., Yanenko V.V. // Physics of Particles and Nuclei Letters. 2008. V. 5. № 7. P. 582. https://doi.org/10.1134/S1547477108070091
- Fan Ye, Yi Qin, Shuqing Jiang, Feibiao Xue, Zhenghong Li, Jianlun Yang, Rongkun Xu, Anan'ev S.S., Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G. // Review of Scientific Instruments. 2009. V. 80. P. 106105-1. https://doi.org/10.1063/1.4974771
- 5. Кравченко А.Г., Литвин Д.Н., Мисько В.В., Сеник А.В., Стародубцев К.В., Тараканов В.М. // ПТЭ. 2014. № 2. С. 90. https://doi.org/10.7868/S0032816214020190
- Лебедев В.Б., Фельдман Г.Г., Карпов М.А., Фёдоров А.В., Меньших А.В., Назаров Д.В., Финюшин С.А., Давыдов В.А. // SPIE. 2005. V. 5580. P. 881.
- 7. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В.,

Данько С.А., Зеленин А.А., Медовщиков С.Ф., Мокеев А.Н. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 2. С. 134. https://doi.org/10.7868/S0367292114020036

- Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. // ВАНТ. 2013 Т. 36. № 4. С. 102.
- 9. https://hofstragroup.com/nanosecond-imaging.html // Imacon 790 Streak and Framing Camera.
- Degtyareva V.P., Kulikov Yu.V., Monastyrskiy M.A., Platonov V.N., Postovalov V.E., Prokhorov A.M., Ulasyuk V.N., Ushakov V.K. // SPIE. 1984. V. 491. P. 239. https://doi.org/10.1117/12.967917
- 11. Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Смирнов А.В., Щелев М.Я., Шашков Е.В. // ПТЭ. 2016. № 4. С. 72. https://doi.org/10.7868/S0032816216030289

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2020, № 3, с. 90–95

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 53.082.5

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ТЕНЕВОЙ ФОТОГРАФИИ С ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИЕЙ В ХРОНОГРАФИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ УДАРНЫХ ВОЛН В ПРОЗРАЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

© 2020 г. Б. А. Демидов^{*a*}, Е. Д. Казаков^{*a,b,c,**}, Ю. Г. Калинин^{*a*}, Д. И. Крутиков^{*a*}, А. А. Курило^{*a*}, М. Ю. Орлов^{*a*}, М. Г. Стрижаков^{*a*}, С. И. Ткаченко^{*a,c,d*}, К. В. Чукбар^{*a,c*}, А. Ю. Шашков^{*a*}

^а Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"

^b Национальный исследовательский университет "Московский энергетический институт", Россия, Москва

^с Московский физико-технический институт, Россия, Долгопрудный Московской обл.

^d Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, Москва

*e-mail: Kazakov_ED@nrcki.ru Поступила в редакцию 18.12.2019 г. После доработки 18.12.2019 г. Принята к публикации 30.12.2019 г.

Предложен информативный и весьма наглядный экспериментальный метод исследования процессов, сопровождающих распространение ударных волн в прозрачных материалах при мощном импульсном воздействии. Метод основан на электронно-оптической регистрации в хронографическом режиме тени проходящего через образец зондирующего лазерного излучения. Выполнена оценка чувствительности метода. Метод апробирован на образцах из полиметилметакрилата (ПММА) и оптического стекла К-8 при токах пучка до 45 кА и энергии электронов до 300 кэВ. Продемонстрирована эффективность предложенного метода.

DOI: 10.31857/S003281622003009X

введение

Классическими методами исследования физических процессов, происходящих при распространении ударных волн в прозрачных средах, являются разнообразные оптические диагностики (см., например, [1-3]), основанные, в частности, на рефракции лазерного излучения с применением электронно-оптической регистрации [4-7]. В процессе прохождения ударных волн по прозрачным материалам оптические свойства последних меняются. В области волны сжатия плотность вещества увеличивается, соответственно растет показатель преломления, а в области волны разрежения (разгрузки), наоборот, плотность уменьшается, соответственно показатель преломления становится ниже, чем при невозмущенном состоянии вешества.

Если удастся каким-либо образом определить пространственно-временную эволюцию показателя преломления образца, то, используя связь между показателем преломления и плотностью вещества, в принципе можно восстановить с разрешением по времени распределение плотности вещества в области ударной волны, скорость ее распространения и распределение давления. Естественно, в условиях реального эксперимента без использования априорной информации возможности существенно ограничены, однако, применяя рефракционные (теневые) методы в сочетании с электроннооптической регистрацией "рефракционного" изображения в хронографическом режиме, можно получить полезную информацию о динамике ударных волн в прозрачных материалах.

В представленной работе описана соответствующая методика, реализованная для визуализации процесса распространения ударной волны, возбуждаемой релятивистским электронным пучком (р.э.п.) в стекле К-8 и оргстекле (ПММА). Приведены оценки чувствительности методики для простейшего случая — распространения плоской ударной волны с ограниченной апертурой и линейным профилем изменения показателя преломления. В оценках используются некоторые характерные значения физических величин, которые в реальных экспериментах могут различаться в несколько раз.

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1



Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – лучи лазера, 2 – образец, 3 – область ударной волны, 4 – щелевая диафрагма, 5 – объектив, 6 – зеленый светофильтр, 7 – времяанализирующая щель, 8 – электронно-оптическая камера, 9 – фотоаппарат, 10 – камера-обскура.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ЕГО ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Эксперименты, принципиальная схема которых представлена на рис. 1, проводились на сильноточном электронном ускорителе "Кальмар" [8].

Электронный пучок *е*, ускоренный в диоде до релятивистских энергий, попадал в размещенный на аноде образец 2 в форме прямоугольного параллелепипеда. В результате поглощения р.э.п. мишенью в ее приграничных слоях (средний пробег электронов с энергией 200—300 кэВ, например, для ПММА составляет около 500 мкм) возникает область высокого давления, что вызывает распространение волны деформации в глубь упругого материала. Определенный вклад в формирование волны может вносить также давление на поверхность параллелепипеда плазмы, образующейся в диоде.

Поскольку вносимый пучком импульс пренебрежимо мал, генерируемая волна неизбежно содержит участки как сжатия (на фронте), так и растяжения. Ее пространственный профиль, таким образом, не вполне тривиален, но далее для краткости она всюду названа "ударной" по той причине, что давление, достигаемое в наших экспериментах на фронте возмущения, достаточно велико, а его скорость заметно превышает скорость звука в материале используемых образцов (см. ниже). Вариации плотности вещества в этой волне сопровождаются изменениями его коэффициента преломления, что и позволяет использовать данную методику. В используемой геометрии форма "возмущенной" области в идеале является цилиндрически симметричной относительно оси электронного пучка или достаточно близка к ней.

Перпендикулярно к оси диода образец просвечивался лазерным излучением *1*, которое поступает через диагностические окна в вакуумную камеру ускорителя и проходит через исследуемый образец 2 с отполированными боковыми гранями. Объектив 5 диаметром 9 см с фокусным расстоянием F = 120 см, снабженный щелевой диафрагмой размером в направлении распространения ударной волны h = 3 см, формирует в масштабе 1:1 изображение образца на плоскости, где расположена времяанализирующая щель 7 электронно-оптической камеры (э.о.к.) модели СФЭР-6 (8).

Щель шириной 20 мкм и длиной 15 мм расположена параллельно оси диода — оси электронного пучка. На щель проецируется участок образца, совпадающий с продолжением оси пучка (см. рис. 1). Изображение щели переносится на фотокатод камеры 8 объективом в масштабе 1:1. Чтобы отделить лазерное излучение, проходящее через образец, от собственного свечения диодной плазмы, используется набор "зеленых" стеклянных светофильтров 6 типа 3С-11.

Электронно-оптическая камера работала в хронографическом режиме (временная развертка направлялась перпендикулярно к времяанализирующей щели, т.е. перпендикулярно к плоскости рисунка), что позволяло регистрировать временну́ю эволюцию одномерного теневого изображения ударной волны, возбуждаемой р.э.п. в образце и распространяющейся преимущественно вдоль оси диода. С экрана э.о.к. изображение фотографировалось цифровым зеркальным фотоаппаратом *9*; временно́е разрешение системы при длительности развертки 21 мкс составляло ~40 нс.

В качестве источника зондирующего излучения использовался импульсный лазер с длиной волны 1079 нм с активным элементом из монокристалла ортоалюмината иттрия с неодимом. Лазер работал в режиме внутрирезонаторной генерации второй гармоники с выходом излучения только на длине волны 540 нм. Такой режим позволял получить "гладкий" по времени импульс свободной генерации, как показано на рис. 2. Энергия импульса составляла 90 мДж, длительность ~300 мкс, расходимость не превышала 5 мрад; запуск ускорителя "Кальмар" осуществлялся через 80—90 мкс после начала генерации лазерного импульса.

Для измерения скорости распространения фронта ударной волны в оптически прозрачной и однородной среде был использован метод щелевой развертки во времени одномерного теневого изображения области прохождения ударной волны. Тень образуется за счет выхода лазерного зондирующего луча за апертуру линзы с щелевой диафрагмой (см. рис. 1) при его рефракции на продольных (относительно направления распространения волны) неоднородностях показателя преломления.



e $\frac{2}{n_0}$ $\frac{d}{n_0-\Delta n}$ $\frac{n_0+\Delta n}{\lambda}$ $\frac{1}{3}$

Рис. 2. Осциллограмма импульса второй гармоники при внутрирезонаторной генерации.

При превышении показателем преломления порогового значения, которое зависит от характеристик оптической схемы, зондирующий лазерный луч, отклоняясь, не попадает в апертуру приемной части оптической схемы, в результате чего на изображении появляется тень.

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МЕТОДА

Оценим минимальное давление, приводящее к появлению тени, причем в этих оценках мы будем использовать значения параметров (например, диаметр пучка электронов, длительность энерговклада), характерные для наших экспериментов и связанные с работой ускорителя "Кальмар". При других условиях эксперимента данные параметры можно легко скорректировать.

Рассмотрим с этой точки зрения ход лучей зондирующего излучения в наших условиях более подробно.

На рис. 3 в увеличенном масштабе показан фрагмент образца, по которому распространялась ударная волна ограниченной апертуры. Диаметр апертуры d в нашей модели определялся характерным размером области вклада энергии диаметром электронного пучка. Область совпадала с длиной пути лазерного луча по "возмущенному" веществу. При проведении оценки предполагалось также, что на фронте ударной волны, ширина которого X, показатель преломления вещества менялся линейно от n_0 до $n_0 + \Delta n$. Градиент коэффициента преломления постоянен вдоль оси электронного пучка. Угол поворота фронта плоской световой волны можно записать как [9]:

Рис. 3. Схема формирования лазерной тени. *1* – лучи лазера, *2* – образец, *3* – возмущенная ударной волной

область образца, 4 – щелевая диафрагма, 5 – объектив.

$$\alpha = \frac{d}{n_0} \frac{\Delta n}{X},\tag{1}$$

где n_0 — коэффициент преломления исследуемого материала в невозмущенной области, а d = 0.5 см.

При не слишком больших давлениях ширина фронта (т.е. области нарастания давления) волны $X \approx v\tau$, где $\tau \approx 250$ нс – характерное время вклада энергии электронного пучка, а v – скорость распространения ударной волны. Для оценок в качестве ее минимального значения мы использовали "объемную скорость звука" (bulk sound velocity) V_b , характеризующую распространение линейных упругих волн для случая, когда напряжение в них превышает предел текучести материала [1, 10]:

$$V_b = \sqrt{V_l^2 - \frac{4}{3}V_s^2},$$
 (2)

где V_l и V_s — продольная и поперечная скорости звука соответственно.

В условиях нашего эксперимента предельный угол отклонения лазерного луча в горизонтальной плоскости, при котором излучение еще попадало на фотокатод э.о.к., составлял $\alpha_{\text{lim}} = h/2F = 1.25 \cdot 10^{-2}$. С учетом преломления на границе образец—вакуум (см. рис. 3) угол рефракции луча α_{min} в области прохождения ударной волны для образования тени должен быть >1.25 $\cdot 10^{-2}/n_0$, где n_0 — показатель преломления материала образца при нормальных условиях.

Материал	Объемная скорость звука V _b , км/с	Коэффициент Пуассона v	Модуль Юнга <i>E</i> , 10 ¹⁰ Па	Коэффициент преломления <i>n</i> ₀	Плотность ρ, г/см ³
Оргстекло	2.2	0.34	0.35	1.48	1.18
Стекло К8	4.3	0.209	8.23	1.51	2.51

Таблица 1. Физические константы используемых материалов

Отсюда следует, что наименьшее изменение показателя преломления, при котором в наших условиях появляется тень, $\delta n_{\min} \ge \alpha_{\lim} X/d = 1.3 \cdot 10^{-3}$. Если под действием ударной волны структура вещества образца не претерпевает необратимых изменений, то после ее прохождения оптические свойства вещества восстанавливаются и лазерное излучение опять попадает на фотоприемник. В противном случае описываемая методика позволяет фиксировать пространственную локализацию и момент наступления разрушения образца (см., например, [4, 5]).

Оценим минимальное давление, которое может вызвать такой разворот зондирующей волны. Исходя из формулы Лоренца–Лоренца¹ [11], связывающей плотность вещества с его показателем преломления, относительное изменение коэффициента преломления в зависимости от относительного изменения плотности можно записать следующим образом:

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{n_0^2 - 1}{6} \left(1 + \frac{2}{n_0^2} \right) \frac{\delta \rho}{\rho_0}.$$
 (3)

Здесь n_0 , ρ_0 — соответственно коэффициент преломления и плотность в области с невозмущенными параметрами среды, а δn , $\delta \rho$ — характерные значения соответственно изменения коэффициента преломления и плотности среды при прохождении волны.

В условиях всестороннего сжатия, давление *Р* и относительное изменение удельного объема є связаны соотношением:

$$P = -K\varepsilon, \tag{4}$$

где K — модуль объемного сжатия (как раз и определяющий $V_b = \sqrt{K/\rho}$), который выражается через модуль Юнга E и коэффициент Пуассона v как

$$K = \frac{E}{3(1-2\nu)},\tag{5}$$

откуда следует

$$P = \frac{E}{3(1-2\nu)} \frac{\delta \rho}{\rho_0}.$$
 (6)

Подставляя (6) в (3), получим соотношение между относительным изменением коэффициента преломления и давлением:

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{n_0^2 - 1}{6} \left(1 + \frac{2}{n_0^2} \right) \frac{3(1 - 2\nu)}{E} P.$$
(7)

Используя формулу (6) и значения физических констант рабочих материалов (стекла K-8 и ПММА), приведенные в табл. 1, а также указанные выше параметры нашей оптической схемы, получим, что тень будет формироваться при давлениях в ударных волнах $P > P_{\min}$. Для стекла K-8 минимальное давление составит $P_{\min} = 10^8$ Па, а для ПММА – $P_{\min} = 8 \cdot 10^6$ Па.

Варьируя параметры оптической схемы, можно существенно изменять чувствительность метода, сильно зависящую также от пространственного профиля изменения показателя преломления, от длины фронта ударной волны и т.п. Естественно, все вышесказанное справедливо и для области спада давления в ударной волне, где производная показателя преломления по координате имеет противоположный знак, а также в области волны разрежения.

АПРОБАЦИЯ МЕТОДИКИ

Ниже продемонстрировано применение описанной методики для изучения динамики ударных волн, возбуждаемых электронным пучком в образцах ПММА и стекла К-8. Обсуждение происходящих при этом физических процессов выходит за рамки этой работы. Параметры электронного пучка приведены в табл. 2.

На рис. 4а представлена хронограмма лазерной тени, полученная при воздействии электронного пучка с током I = 44 кА и энергией W = 980 Дж на образец из ПММА толщиной 28 мм. Так как рабочая длина щели э.о.к. всего 15 мм, а изображение передается в масштабе 1 : 1, то видна лишь часть мишени; в данном опыте оптическая система была настроена ближе к тыльной поверхности мишени.

Согласно рис. 4а, при прохождении ударной волны и ее последующем отражении от тыльной поверхности образца из-за возрастания давления

¹ В области сверхвысоких давлений используются и другие подобные соотношения, см., например, [12], но в области относительно малых давлений они мало отличаются от формулы Лоренца–Лоренца; ее замена на другие соотношения не имеет принципиального значения для дальнейшего изложения.

Материал и толщина образца	<i>I</i> , кА	<i>U</i> , кВ	τ _{1/2} , нс	<i>W</i> , Дж	<i>v</i> , км/с	<i>Z</i> , мм
ПММА, 28 мм	44	230	150	980	3.8	8
Стекло К8, 10 мм	24	200	100	380	7.1	4

Таблица 2. Основные параметры экспериментов

Примечание. *I* — максимальное значение силы тока пучка, *U* — среднее значение напряжения, $\tau_{1/2}$ — длительность импульса на полувысоте, *W* — энергия пучка, *v* — скорость фронта ударной волны, *Z* — размер пространственного потемнения, вызванного прохождением по образцу ударной волны.

существенно изменяется коэффициент преломления, и лазерное излучение перестает попадать на фотокатод. При этом быстрого разрушения материала не происходит, и через некоторое время наблюдаемая область снова становится оптически прозрачной. По наклону границы освещенной области (на рис. 4а отмечена белой линией) можно определить скорость распространения ударной волны, которая здесь составила 3.8 км/с.

По известным ударным адиабатам (см, например, [8]) можно найти максимальное давление на фронте ударной волны, которое для данного эксперимента составило $P = 2.8 \cdot 10^9$ Па, что существенно превышает минимальный предел P_{lim} , необходимый для появления тени. Отсюда следует, что на хронограмме тень формируется при прохождении всей ударной волны, а не только той ее части, где достигаются максимальные значения давления.



Рис. 4. Хронограмма распространения ударной волны в образце из ПММА (а) и из оптического стекла К8 (б).

Таким образом, по хронограмме можно также определить пространственный размер области, в которой коэффициент преломления претерпевает изменения, а также продолжительность этих изменений.

На рис. 4б приведена аналогичная хронограмма для мишени из стекла K-8 толщиной 10 мм при воздействии электронного пучка с силой тока I == 24 кA и энергией W = 380 Дж. Меньшая толщина образца позволила одновременно наблюдать как целиком сам образец, так и область за ним. Хорошо видно, как ударная волна, инициированная электронным пучком, многократно отражается от стенок образца, скорость фронта составила 7.1 км/с. Механическое разрушение образца начинается приблизительно через 10 мкс от начала экспозиции и выглядит как потемнение в нижнем углу (см. рис. 4б).

Следует отметить, что на обеих фотографиях после прохождения ударной волны видны относительно мелкомасштабные пространственно-временные возмущения поля лазерного излучения, что свидетельствует о наличии пространственновременных изменений оптических свойств материала мишени после прохождения ударной волны. Выяснение их природы является задачей дальнейших исследований.

Краткие результаты проделанных опытов приведены в табл. 2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что применение лазерного зондирования с электронно-оптической регистрацией теневых фотографий в хронографическом режиме является эффективной и удобной методикой для изучения и визуализации ударно-волновых процессов в оптически прозрачных материалах. Методика обладает высокой чувствительностью к изменению давления внутри исследуемого образца, с ее помощью можно получать разнообразные данные об ударной волне, например скорости фронта и геометрических размерах областей возмущения, а также судить об особенностях разрушения образцов. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ТЕНЕВОЙ ФОТОГРАФИИ

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-02-00555-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- 2. *Кормер С.Б.* // Успехи физических наук. 1968. Т. 94. № 4. С. 641.
- 3. Канель Г.И., Разоренов С.В., Фортов В.Е. // Успехи физических наук. 2007. Т. 177. № 8. С. 809.
- Демидов Б.А., Ефремов В.П., Калинин Ю.Г., Петров В.А., Ткаченко С.И., Чукбар К.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. № 3. С. 94.

- 5. Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Курило А.А., Стрижаков М.Г., Шашков А.Ю. // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 74.
- O'Malley S.M., Zinderman B., Schoeffling J., Jimenez R., Naddeo J.J., Bubb D.M. // Chemical Physics Letters. 2014. V. 614. P. 30. https://doi.org/10.1016/j.cplett.2014.09.061
- Wang G., Yu Y., Jiang L., Li X., Xie Q., Lu Y. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 110. 161907. https://doi.org/10.1063/1.4981248
- 8. Демидов Б.А., Ивкин М.В., Петров В.А., Фанченко С.Д. // Атомная энергия. 1979. Т. 46. № 2. С. 100.
- 9. *Кругляков Э.П.* // В кн.: Диагностика плазмы. Вып. 3. М.: Атомиздат, 1973. С. 97–120.
- 10. Lasl Shock Hugoniot Data / Eds by S.P. Marsh. Berkley: University of California Press, 1980.
- 11. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: Физматлит, 2003. С. 508.
- 12. Ананьев С.С., Берналь И.Д., Демидов Б.А., Калинин Ю.Г., Петров В.А. // ЖТФ. 2010. Т. 80. № 5. С. 111.

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ _____ ТЕХНИКА

УДК 621.373.826

ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА С УСИЛЕНИЕМ ЯРКОСТИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НАНОПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ ВО ВРЕМЯ ГОРЕНИЯ

© 2020 г. Ф. А. Губарев^{а,*}, S. Кіт^а, L. Li^a, A. В. Мостовщиков^{а,b}, А. П. Ильин^а

^а Томский политехнический университет Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30 ^b Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40 *e-mail: gubarevfa@tpu.ru Поступила в редакцию 30.12.2019 г.

После доработки 30.12.2019 г. Принята к публикации 21.01.2020 г.

Представлены результаты применения оптической системы с усилением яркости на парах бромида меди — лазерного монитора — для исследования поверхности нанопорошка алюминия в процессе высокотемпературного горения. Для инициирования процесса горения применен импульсный лазер с длиной волны 660 нм и возможностью внешней синхронизации, что позволяло задавать момент начала и продолжительность воздействия. Для количественной оценки изменения коэффициента отражения поверхности нанопорошка и временных стадий процесса горения использована величина средней яркости изображений усилителя яркости, полученная путем регистрации выходного излучения фотодиодом. Рассмотрена традиционная схема лазерного монитора с фокусным расстоянием 8 см и схема с увеличенным фокусным расстоянием 50 см. Показана возможность количественного анализа процессов при исследовании с помощью лазерного монитора. Проведена оценка погрешности, вносимой нестабильностью энергии генерации усилителя яркости в результаты измерений. При наблюдении поверхности алюминиевой пластины, используемой в качестве объекта исследований, колебание средней яркости изображений яркости озображений лазерного монитора, регистрируемой фотодиодом, не превышало 5%.

DOI: 10.31857/S0032816220030179

введение

Порошки алюминия широко применяются в качестве добавок в ракетных топливах и пиротехнических смесях [1–5], а также являются основой для производства керамических материалов путем сжигания [6, 7]. В связи с этим исследования в области высокотемпературного горения нано- и микропорошков металлов, в частности алюминия, представляют интерес с точки зрения получения материалов с заданными свойствами и характеристиками горения.

В настоящее время большинство методов исследования нанопорошков металлов основаны на изучении исходных компонентов и продуктов сгорания. Одним из методов изучения динамики горения является метод, основанный на использовании синхротронного излучения [8]. Данный метод позволяет исследовать динамику фазообразования, но не дает возможности изучать поверхность образца в процессе горения. Наноразмерные частицы металлов имеют темно-серый или черный цвет и представляют интерес для исследования оптическими методами [9–16], имеющими главное преимущество — возможность изучать яркость образца или его поверхность в режиме реального времени. К оптическим методам исследования относятся: инфракрасная термография, эмиссионная и абсорбционная спектроскопия, измерения хемилюминесценции, оптическая пирометрия, временная оценка интенсивности излучения света, высокоскоростная визуализация с использованием цифровых камер.

С недавнего времени для исследования процессов горения порошков металлов и смесей стали использоваться активные оптические системы с усилением яркости на парах металлов – лазерные мониторы [15, 16]. Основным преимуществом таких систем является совмещение функций монохроматической подсветки и узкополосного усиления, что дает возможность полного подавления широкополосной фоновой засветки, создаваемой высокотемпературным объектом исследования. Это позволяет визуализировать поверхность горящего образца и изучать характер распространения волн горения по поверхности.

Активным элементом лазерного монитора является газоразрядная трубка, содержащая пары металла и возбуждаемая высоковольтным импульсным разрядом [17-23]. В таких системах достаточно сложно обеспечить стабильные характеристики разряда и генерации от импульса к импульсу. Синхронизация работы усилителя яркости и цифровой камеры позволяет регистрировать изображение, формируемое одиночным импульсом излучения лазерного монитора, что существенно уменьшает мерцание изображения и повышает качество визуализации [24]. Снизить флуктуации разряда и усиления позволяет оптимизация условий работы активного элемента – мощности накачки и концентрации компонентов газовой смеси [25]. Тем не менее, актуальным остается вопрос, насколько отличаются изображения одного и того же объекта от импульса к импульсу при работе усилителя яркости в режиме, близком к оптимальному?

В работах [15, 16] мы использовали значение средней яркости изображения лазерного монитора в качестве характеристики изменения коэффициента отражения поверхности порошкового материала во время горения. Целью данной работы является усовершенствование лазерного монитора для исследования поверхности горящих нанопорошков металлов с целью получения визуальной и количественной информации о характере распространения фронта горения, в том числе на значительном расстоянии от горящего образца до системы регистрации.

ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Процесс горения нанопорошков металлов в данной работе исследовался с использованием двух разных лазерных проекционных систем — лазерных мониторов на основе усилителя яркости на парах бромида меди.

Лазерный монитор на рис. 1а представляет собой систему, аналогичную использованной ранее в работах [15, 16]. Назначение элементов и принцип работы схемы следующий. Образец нанопорошка металла 1 помещали на предметный столик 2. Для записи процесса горения нанопорошка в собственном свете лабораторная установка содержала USB-камеру 3 (ELP-U8BFHD01M-MFV) с макрообъективом 4 (Canon Macro Lens EF 100 mm). Для исключения засветки камеры устанавливали светофильтр 5.

Объект наблюдения в данной схеме освещался усиленным спонтанным излучением усилителя яркости 8 через объектив 7 с фокусным расстоянием 80 мм, который обеспечивал область наблюдения диаметром ~0.7 мм. Формируемое отраженным от объекта излучением и усиленное усилителем яркости изображение проецировалось на скоростную камеру 12 (Phantom Miro C110 [26]) объективом 10 через нейтральный светофильтр 9 и фильтр 11 с полосой пропускания 510 \pm 5 нм. Изображения, зарегистрированные скоростной камерой, передавались в компьютер 13 для хранения и анализа.

Часть излучения, отраженная от расположенного под углом 45° фильтра 9, проецировалась на фотодиод 14 (Thorlabs DET10A/M) с помощью объектива 16 через светофильтр 17 и диффузор 15. Сигнал с фотодиода подавался на осциллограф 18 (АКИП-4122/10). Такое решение позволяло получить информацию о поверхности объекта сразу в процессе горения, не применяя последующую цифровую обработку изображений, записанных скоростной камерой.

В данной работе для обеспечения режима регистрации, при котором изображение формируется одним импульсом излучения усилителя яркости, синхронизация осуществлялась с использованием двухканального генератора импульсов 19 (АКИП-3301). Генератор формировал синхронизованные импульсы с частотами 800 Ги и 20 кГц, которые подавались соответственно на вход синхронизации скоростной камеры (800 Гц) и вход внешнего запуска высоковольтного источника накачки 20 усилителя яркости (20 кГц) через оптический преобразователь 21 для обеспечения гальванической развязки. Применение отдельного генератора обеспечивало более устойчивую синхронизацию по сравнению с синхронизацией камеры путем деления частоты повторения импульсов источника накачки.

На рис. 2 показаны осциллограммы импульсов генератора 19, где канал 1 — это синхроимпульсы высоковольтного генератора накачки, а канал 2 — синхроимпульсы скоростной камеры. Время экспонирования камеры устанавливалось равным 30 мкс, т.е. меньше периода повторения импульсов усилителя яркости.

Лазерный монитор на рис. 16 представляет собой оптическую систему на основе вогнутого зеркала и согласующей линзы, аналогичную использованной ранее в работе [27] для дистанционного наблюдения горения нанопорошков металлов. Назначение элементов и принцип работы схемы аналогичны схеме на рис. 1а, за исключением части схемы, формирующей изображение объекта. Объект наблюдения освещали усиленным спонтанным излучением усилителя яркости через линзу 7 с фокусным расстоянием 1 м и вогнутое зеркало *6* с радиусом кривизны 3 м. Оптическая схема обеспечивала область наблюдения диаметром 4 мм на расстоянии 0.5 м от зеркала.



Рис. 1. Схемы лазерного монитора с традиционной (а) и зеркальной (б) схемами построения изображений. 1 – образец нанопорошка; 2 – предметный столик; 3 – USB-камера; 4 – объектив; 5 – полосовой светофильтр; 6 – вогнутое зеркало; 7 – объектив (на рис. 1а) или линза (на рис. 1б); 8 – усилитель яркости; 9 – нейтральный светофильтр; 10 – объектив; 11 – фильтр на длину волны 510 нм; 12 – скоростная камера; 13 –персональный компьютер; 14 – фотодиод; 15 – диффузор; 16 – объектив; 17 – нейтральный светофильтр; 18 – осциллограф; 19 – генератор импульсов; 20 – высоковольтный источник накачки; 21 – оптический преобразователь; 22 – диодный инициирующий лазер; 23 – линза; 24 – светоделительная пластина; 25 – фотодиод; 26 – ждущий мультивибратор; 27 – кнопка.

Инициирование горения нанопорошков осуществляли с помощью диодного лазера 22 с длиной волны 660 нм, мощностью генерации в непрерывном режиме 2 Вт и внешней синхронизацией. Лазер излучал постоянную мощность 1 мВт, которая переключалась на 2 Вт во время действия активного vровня напряжения на входе синхронизации. Излучение лазера фокусировалось на объекте исследования с помощью линзы 23. Часть излучения отводилась кварцевой пластиной 24 для регистрации момента начала инициирования с помощью фотодиода 25 (Thorlabs DET10A/M). Длительность импульса инициирующего лазера задавалась внешним ждущим мультивибратором 26 и могла регулироваться в широких пределах. В данной работе она составляла 0.3 с и обеспечивала гарантированное воспламенение нанопорошков.

Формирование синхроимпульса мультивибратором запускалось оператором по нажатию кнопки 27. Синхроимпульс подавался одновременно на вход синхронизации лазера и на вход начала записи скоростной камеры. Таким образом, ини-



Рис. 2. Осциллограммы импульсов задающего генератора: канал *1* – синхроимпульсы высоковольтного генератора накачки, канал *2* – синхроимпульсы скоростной камеры.





Рис. 3. Результаты визуализации горения нанопорошков Al (**a**) и смеси Al/Fe (**б**) в собственном свете. Указано время от начала лазерного инициирования. 1 -область мониторинга, 2 -область инициирования.

циирование горения и запись данных на скоростной камере начинались одновременно. Инициирование осуществлялось как в одной области в центре образца, так и на краю образца при наблюдении лазерным монитором в центре. В последнем случае лазерный монитор позволял визуализировать непосредственно процесс инициирования.

В данной работе впервые использовался усилитель яркости с газоразрядной трубкой, имеющей длину активной области 60 см и диаметр 3 см. Такой вариант является промежуточным между примененными ранее в работах [24] (Ø5 см и длиной 90 см) и [15, 16] (Ø1.5 см и длиной 50 см) трубками. Режим работы усилителя яркости оптимизирован по концентрации паров рабочего веще-

ства и мощности накачки, аналогично работе [25], с целью обеспечения наиболее равномерного профиля усиления.

Мощность накачки, потребляемая высоковольтным генератором, составляла 600 Вт с целью обеспечения суммарной на длинах волн 510.6 и 578.2 нм, относительно невысокой средней мощности, падающей на поверхность порошка в схеме на рис. 1а. В экспериментах значение средней мощности составляло 22 мВт, что не приводило к неконтролируемому инициированию процесса горения.

Образцы нанопорошков для исследования размещались на алюминиевой пластине и были сформированы в виде параллелепипеда размером 20 × 5 × 3 мм. Масса образцов составляла примерно 3 г, что обеспечивало продолжительность горения, достаточную для визуальной диагностики. Исследовалось горение образцов нанопорошка алюминия и смеси нанопорошков алюминия и железа Al/Fe в соотношении, равном 60/40%. Распределение частиц по размерам было близким к нормальному логарифмическому с максимумом 80 нм для нанопорошка алюминия и 110 нм для нанопорошка железа.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты визуализации процесса горения

На рис. 3 приведены результаты визуализации горения нанопорошка Al (рис. 3a) и смеси нанопорошков Al/Fe (рис. 36) в собственном свете. Визуализация в собственном свете позволяет наблюдать распространение плазменного слоя над поверхностью горящего образца, которая остается плотно экранированной интенсивной фоновой засветкой. Подсвеченная область 1 поверхности образцов соответствует области наблюдения с помощью лазерного монитора, 2 – область инициирования. Согласно результатам визуализации, представленным на рис. За, яркость излучения усилителя яркости, отраженного от объекта наблюдения, выше, чем яркость плазменного слоя над поверхностью горящего образца при прохождении первой волны горения. и ниже. чем яркость плазменного слоя при прохождении второй волны горения. Для представленных на рис. 36 изображений яркость отраженного излучения лазерного монитора меньше яркости пламени на протяжении всего процесса горения.

Лазерный монитор позволяет отфильтровать фоновую засветку и наблюдать изменение поверхности нанопорошка во время горения. На рис. 4 и 5 показаны кадры видеозаписи, полученные с использованием лазерного монитора. Применение лазерного монитора с малым фокусным расстоянием (см. рис. 1а) позволяет наблюдать



Рис. 4. Результаты визуализации поверхности образца нанопорошка Al во время первой волны горения с использованием короткофокусного лазерного монитора (схема на рис. 1а). Время, обозначенное на кадрах, соответствует диаграмме Al(I) на рис. 8а.



Рис. 5. Результаты визуализации поверхности образца смеси нанопорошков Al/Fe с использованием длиннофокусного лазерного монитора (схема на рис. 16). Время, обозначенное на кадрах, соответствует диаграмме Al/Fe(2) на рис. 86.

процессы образования пор и жидкой фазы на поверхности образца, а также заполнение пор продуктами из объема с 10[×] оптическим увеличением.

Для случая, представленного на рис. 4, наблюдение лазерным монитором осуществляли непосредственно в области инициирования. В отличие от инициирования нанопорошка Al с использованием 200-мВт лазера с длиной волны 532 нм, которое применялось в работе [16], во время инициирования нанопорошка Al лазерным излучением мощностью 2 Вт с длиной волны 660 нм присутствует жидкая фаза. Как показали результаты, присутствующая жидкая фаза алюминия окисляется в процессе распространения первой низкотемпературной волны горения.

Применение лазерного монитора с большим фокусным расстоянием (рис. 1б) позволило наблюдать распространение первой и второй волн горения, неоднородность образования продуктов сгорания, усадку образца. Обращает на себя внимание образование железосодержащих продуктов в виде кольца в области инициирования смеси нанопорошков Al/Fe с порой в центре. В процессе горения происходило спекание продуктов с исчезновением поры (рис. 5). При инициировании





Рис. 6. Осциллограммы сигнала фотодиода *14* в схеме на рис. 16 при установке неподвижной алюминиевой пластины в качестве объекта исследования: \mathbf{a} – развертка осциллографа 20 мкс/деление, $\mathbf{6}$ – 500 мс/деление.

нанопорошка Al окружность в области инициирования не образовывалась.

Изменение яркости изображений

Процесс горения нанопорошка — динамический процесс, сопровождающийся значительным изменением структуры и состава материала. Ранее нами в работе [16] был предложен основной информативный параметр количественной оценки процесса горения — относительная величина яркости формируемых усилителем изображений, зарегистрированных фотодиодом. В работе [16] применялась традиционная схема лазерного монитора, в которой объект располагался на расстоянии 8 см от объектива, формирующего изображение, и 23 см от выходного окна усилителя яркости. В схеме на рис. 1б (дистанционная схема) объект располагался на расстоянии 50 см от фокусирующего зеркала и 92 см от выходного окна усилителя яркости. Соответственно интенсивность отраженного от объекта света, вернувшегося в усилитель яркости, в дистанционной схеме существенно меньше, чем в короткофокусной схеме, что может стать причиной значительной погрешности при проведении количественного анализа выходного излучения усилителя яркости.

Для оценки погрешности, вносимой усилителем яркости в измерения средней яркости изображений в схеме на рис. 16, нами регистрировался сигнал фотодиода, соответствующий яркости изображений статического объекта — алюминиевой пластины, установленной в плоскости наиболее четкого ее изображения. На рис. 6 приведены осциллограммы сигнала фотодиода для этого случая, согласно которым изменение регистрируемого фотодиодом излучения, соответствующее яркости изображений усилителя яркости, составляет 2.2%.

На рис. 7 приведены осциллограммы сигналов, регистрируемых фотодиодом в схеме на рис. 16 при исследовании горящих образцов нанопорошков Al (рис. 7а) и смеси Al/Fe (рис. 7б). Очевидно, что изменение сигнала при исследовании поверхности нанопорошков многократно превышает изменение сигнала при наблюдении статического объекта. Таким образом, сигнал фотодиода используется нами как информативный параметр при исследовании процесса горения. Наблюдение осциллограмм на экране осциллографа позволяет анализировать поверхность порошков в реальном времени без последующей обработки изображений.

Необходимо отметить, что регистрируемый сигнал средней яркости усилителя яркости содержит значительную постоянную составляющую, которая представляет собой усиленное спонтанное излучение активной среды. Для большей информативности и удобства анализа временных параметров горения осциллограммы обрабатывали путем удаления постоянной составляющей, сглаживания и нормирования. На рис. 8б приведены временные диаграммы для процессов на рис. 7 (схема на рис. 1б), а на рис. 8а – для аналогичных процессов горения образцов нанопорошков Al и смеси Al/Fe (схема на рис. 1а). Представленные диаграммы позволяют анализировать отражение поверхности горящего образца во время горения и определять длительность стадий горения в режиме реального времени.





Рис. 7. Осциллограммы сигналов фотодиодов 14(1) и 25(2) в схеме на рис. 16 при исследовании образцов нанопорошков Al (**a**) и смеси Al/Fe (**б**). Горение нанопорошка Al инициировалось с края образца, а горение смеси Al/Fe – в центре. Визуализация с помощью лазерного монитора велась в центре в обоих случаях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе результаты показали возможность применения лазерного монитора на парах бромида меди как для микроскопического, так и дистанционного наблюдения поверхности нанопорошка алюминия в процессе высокотемпературного горения, в том числе в области воздействия при лазерном инициировании. В работе впервые использован импульсный лазер с длиной волны 660 нм для инициирования процесса горения. Для количественной оценки изменения коэффициента отражения поверхности нанопорошка и временных стадий процесса горения использована величина средней яркости сформированных усилителем яркости изображений поверхности, по-



Рис. 8. Диаграммы интенсивности изображений усилителя яркости, зарегистрированные при использовании схем на рис. 1а (а) и рис. 1б (б) при инициировании в области наблюдения (Al(1), Al/Fe(2)) и сбоку от области наблюдения (Al/Fe(1), Al(2)). M – инициирование излучение.

лученная путем регистрации выходного излучения усилителя яркости фотодиодом.

Предлагаемый аппаратный метод анализа яркости изображений лазерного монитора в режиме реального времени позволяет получать количественные характеристики процесса горения без применения цифровой постобработки изображений лазерного монитора, зарегистрированных скоростной камерой. Предлагаем использовать записанные скоростной камерой изображения лазерного монитора только для анализа морфологии и фазового состава поверхности в процессе горения.

Для исследования процесса горения с различной детализацией лазерный монитор при необходимости может быть построен с различным увеличением и различной по диаметру областью наблюдения. Результаты наблюдения процесса горения на примере нанопорошков Al и смеси Al/Fe демонстрируют возможность применения обеих схем: традиционной схемы лазерного монитора с фокусным расстоянием объектива 8 см, формирующего изображение, и схемы с увеличенным фокусным расстоянием 50 см с применением вогнутого зеркала.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-03-00160.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Teipel U.* Energetic Materials. Weinheim: Wiley-VCH, 2004.
- Zarko V.E., Gromov A.A. Energetic Nanomaterials: Synthesis, Characterization, and Application. Amsterdam: Elsevier, 2016.
- Ivanov Yu.F., Osmonoliev M.N., Sedoi V.S., Arkhipov V.A., Bondarchuk S.S., Vorozhtsov A.B., Korotkikh A.G., Kuznetsov V.T. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2003. V. 28. № 6. P. 319. https://doi.org/10.1002/prep.200300019
- Brousseau P., Anderson C.J. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2002. V. 27. № 5. P. 300. https://doi.org/10.1002/1521-4087(200211)27:5%3C300::AID-PREP300%3E3.0.CO;2-%23
- Sundaram D.S., Yang V., Zarko E. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2015. V. 51. № 2. P. 173. https://doi.org/10.1134/S0010508215020045
- Kharatyan S.L., Merzhanov A.G. // J. Self-Propag. High-Temp. Synth. 2012. V. 21. Issue 1. P. 59. https://doi.org/10.3103/S1061386212010074
- Zakorzhevskii V.V., Borovinskaya I.P., Sachkova N.V. // Inorganic Materials. 2002. V. 38. № 11. P. 1131. https://doi.org/10.1023/A:1020966500032
- Il'in A.P., Mostovshchikov A.V., Timchenko N.A. // Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2013. V. 49. № 3 P. 320. https://doi.org/10.1134/S0010508213030088
- Saceleanu F, Idir M., Chaumeix N., Wen J.Z. // Front. Chem. 2018. V. 6. 465. https://doi.org/10.3389/fchem.2018.00465
- McNesby K.L., Homan B.E., Benjamin R.A., Boyle V.M., Densmore J.M., Biss M.M.// Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. № 5. 051301. https://doi.org/10.1063/1.4949520
- Abdel-Hafez A.A., Brodt M.W., Carney J.R., Lightstone J.M. // Rev. Sci. Instrum. 2011. V. 82. № 6. 064101. https://doi.org/10.1063/1.3598341

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

- Chen Y., Guildenbecher D.R., Hoffmeister K.N.G., Cooper M.A., Stauffacher H.L., Oliver M.S., Washburnb E.B. // Combustion and Flame. 2017. V. 182. P. 225. https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2017.04.016
- Plantier K.B., Pantoya M.L., Gash A.E. //Combustion and Flame. 2005. V. 140. № 4. P. 299. https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2004.10.009
- 14. *Sivan J., Haas Y. //* Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2015. V. 40. № 5. P. 755. https://doi.org/10.1002/prep.201500080
- Li L., Ilyin A.P., Gubarev F.A., Mostovshchikov A.V., Klenovskii M.S. // Ceramics International. 2018. V. 44. № 16. P. 19800. https://doi.org/10.1002/prep.201500080
- Li L., Mostovshchikov A.V., Ilyin A.P., Smirnov A., Gubarev F.A. // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. 2020. V. 69. № 2. P. 457. https://doi.org/10.1109/TIM.2019.2903616
- 17. Земсков К.И., Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г. // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. № 1. С. 14.
- Астаджов Д.Н., Вучков Н.К., Земсков К.И., Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Саботинов Н.В. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 4. С. 716.
- 19. Батенин В.М., Климовский И.И., Селезнева Л.А. // Доклады АН СССР. 1988. Т. 303. № 4. С. 857.
- 20. Абрамов Д.В., Галкин А.Ф., Жарёнова С.В., Климовский И.И., Прокошев В.Г., Шаманская Е.Л. // Известия Томского политехнического университета. 2008. Т. 312. № 2. С. 97.
- Оптические системы с усилителями яркости / Под ред. Г.Г. Петраша (Труды ФИАН. Т. 206). М.: Наука, 1991.
- Kazaryan M.A., Batenin V.M., Buchanov V.V., Boichenko A.M., Klimovskii I.I., Molodykh E.I. High Brightness Metal Vapor Lasers: Physics and Applications. Boca Raton, Florida, USA: CRC Press, 2017.
- 23. Евтушенко Г.С., Шиянов Д.В., Губарев Ф.А. Лазеры на парах металлов с высокими частотами следования импульсов. Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2010.
- Evtushenko G.S., Trigub M.V., Gubarev F.A., Evtushenko T.G., Torgaev S.N., Shiyanov D.V. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. № 3. 033111. https://doi.org/10.1063/1.4869155
- Gubarev F.A., Trigub M.V., Klenovskii M.S., Li L., Evtushenko G.S. // Appl. Phys. B: Lasers Opt. 2016. V. 122. № 1. 2. https://doi.org/10.1088/1757-899X/81/1/012116
- 26. Vision Research Inc. https://www.phantomhighspeed. com/products
- Li L., Antipov P.A., Mostovshchikov A.V., Ilyin A.P., Gubarev F.A. // PIER M. 2019. V. 84. P. 85. https://doi.org/10.2528/PIERM19060103

_____ ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ____ ТЕХНИКА

УДК 537.226.3:539.24+548.7

МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ СТЕПЕНИ УНИПОЛЯРНОСТИ КРУПНОГАБАРИТНЫХ КРИСТАЛЛОВ LiNbO₃

© 2020 г. М. Н. Палатников^{*a*,*}, В. А. Сандлер^{*a*}, Н. В. Сидоров^{*a*}, И. Н. Ефремов^{*a*}, О. В. Макарова^{*a*}

^а Институт химии и технологии редких элементов и минерального сырья им. И.В. Тананаева Федерального исследовательского центра "Кольский научный центр РАН" Россия, 184209, Апатиты Мурманской обл., Академгородок, 26a

> *e-mail: m.palatnikov@ksc.ru Поступила в редакцию 26.11.2019 г. После доработки 21.01.2020 г. Принята к публикации 30.01.2020 г.

Описаны усовершенствованные методы и установки неразрушающего контроля степени униполярности крупногабаритных кристаллов LiNbO₃. Методы основаны на измерении статических и динамических пьезоэлектрических характеристик кристаллов и применимы и для других сегнетоэлектрических материалов. Метод позволяет оценить степень униполярности и относительный объем антипараллельных доменов в кристаллах.

DOI: 10.31857/S0032816220040084

введение

Процесс монодоменизации кристаллов LiNbO₃ зачастую не приводит к их идеальной униполярности: определенная часть объема кристалла после проведения процесса состоит из доменов противоположного знака [1]. Поэтому разработка методов количественной диагностики доменной структуры и, соответственно, степени униполярности кристаллов весьма актуальна.

В данной работе описаны усовершенствованные методы и установки неразрушающего контроля степени униполярности крупногабаритных кристаллов LiNbO₃, основанные на измерении статических и динамических пьезоэлектрических характеристик кристаллов, что позволяет оценить эффективность процесса монодоменизации.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Крупногабаритные кристаллы LiNbO₃ диаметром ~80 мм и массой до 2.5 кг выращены методом Чохральского в воздушной атмосфере на установке "Гранат", снабженной системой автоматического контроля диаметра кристалла. Подробно выращивание и монодоменизация кристаллов LiNbO₃ описаны в работе [1].

СТАТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЬЕЗОЭФФЕКТА

Компонента поляризации в полярном направлении 3 (т.е. в направлении полярной оси *Z*) имеет вид:

$$P = d_{333}\sigma_{33},$$
 (1)

где компонента механического напряжения σ_{33} создана силой **F**, действующей в направлении 3 (компоненты $\mathbf{F}_1 = \mathbf{F}_2 = 0$, $\mathbf{F}_3 = \mathbf{F} \neq 0$), что приводит к выражению

$$Q_n = dF, \tag{2}$$

в котором Q_p — измеренное значение поляризационного заряда, d — пьезомодуль d_{333} . В использованной конструкции сила **F** создается весом калиброванных грузов.

Для одноосных сегнетоэлектриков степень униполярности ξ , как свойство доменной структуры кристалла, может быть выражена отношением

$$\xi = \frac{V^+ - V^-}{V^+ - V^-},\tag{3}$$

где V^+ и V^- – соответственно суммарные объемы доменов с положительным и отрицательным направлением спонтанной поляризации P_S , где значения ξ лежат в интервале $0 \le |\xi| \le 1$. Из определения (3) следует, что относительный объем антипараллельных доменов, как критерий качества монодоменизации, имеет вид:



Рис. 1. Механическая часть прибора для исследования статического пьезоэлектрического эффекта; справа – электрическая схема измерений заряда. 1 – исследуемый кристалл; 2 – опорный стол (измерительный электрод); 3 – изоляторы из компенсированного лейкосапфира; 4 – электрометрический разъем; 5 – заземляющая штанга; 6 – заземленный электрод; 7 – поршень (используется также для передачи и распределения веса грузов 10); 8 – толкатель; 9 – центрирующий шток для установки и фиксации грузов; 10 – грузы; 11–15 – корпус устройства; 16 – платформа; 17 – юстировочные винты.

$$v = \frac{V^{-}}{V^{+}} = \frac{1 - \xi}{1 + \xi}.$$
 (4)

В то же время, согласно [2], можно также принять, что степень униполярности

$$\xi \approx \left(\frac{d_m}{d_0}\right)_{333},\tag{5}$$

где d_m и d_0 – измеренное и стандартное для монодоменного кристалла LiNbO₃ значения пьезоэлектрического модуля d_{333} . Для кристаллов LiNbO₃ стандартные значения d_{ijk} или e_{ijk} цитируются в различных источниках [2, 3].

Методика эксперимента основана на выражении (2) и состоит в измерении поляризационного заряда, индуцированного внешней силой – весом последовательно устанавливаемых калиброванных грузов (рис. 1). На полярных поверхностях срезов кристалла LiNbO₃ нанесены электроды из мелкодисперсного графита с поверхностным сопротивлением не более 10 Ом/см². Исследуемый кристалл 1 установлен на опорном столе 2 (измерительный электрод). Стол смонтирован на трех изоляторах 3 из компенсированного лейкосапфира и через электрометрический разъем 4 подключается к измерительному прибору (модель Keithley 6514 в



Рис. 2. Зависимости $Q_p(F)$ для номинально чистого кристалла LiNbO₃: 1 – исходное состояние выращенного кристалла; 2, 3 – результаты соответственно первой и повторной монодоменизации.

режиме измерения заряда). Предусмотрена возможность короткого замыкания кристалла с помощью заземляющей штанги 5, при необходимости подключаемой к измерительному электроду.

Заземленный электрод 6 используется также для передачи и распределения веса грузов 10. Конический контакт электрода 6 предотвращает хрупкое разрушение кристалла при неидеальной плоскопараллельности торцов образца. Узел нагружения кристалла образован поршнем 7, толкателем 8 и центрирующим штоком 9 для установки и фиксации грузов. Грузы 10 имеют форму дисков с центральными отверстиями. Корпус устройства (детали 11–15) смонтирован на платформе 16 с юстировочными винтами 17. Набор сменных корпусов 11 используется в экспериментах с кристаллами различной высоты.

На рис. 2 приведены зависимости $Q_p(F)$, полученные в соответствии с (2). Исходно полидоменный кристалл LiNbO₃ проявляет слабую зависимость $Q_p(F)$ и не имеет определенного значения макроскопического пьезомодуля d_{333} (рис. 2, кривая *I*). Первая монодоменизация приводит к отчетливому пьезоэлектрическому эффекту, что связано с устойчивой униполярностью кристалла LiNbO₃, однако дает значение d_{333} всего $9.3 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н (кривая *2*). Согласно (5) степень униполярности $\xi \approx 0.54$ и относительный объем антипараллельных доменов $v \approx 0.3$. Повторная монодоменизация приводит к практически монодомениом состоянию кристалла со значением $d_{333} \approx 16.8 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н и $v \approx \approx (3.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$ (кривая *3*).



Рис. 3. Структурная схема измерений резонансных характеристик кристалла. Ob – исследуемый объект, Γ – генератор сигналов, Y – широкополосный усилитель, Φ – измеритель разности фаз $\Phi 2$ -34, B – универсальный вольтметр B7-76, Πp – преобразователь среднеквадратичного значения сигнала в постоянное напряжение, P_1 – P_3 – герконы РЭС-55.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЬЕЗОЭФФЕКТА

Считая поляризацию обобщенной координатой и используя модель линейного гармонического осциллятора для одномерного движения пьезоэлектрического кристалла в гармоническом поле, можно получить выражения для дисперсии действительной $\varepsilon'(\omega)$ и мнимой $\varepsilon''(\omega)$ части диэлектрической проницаемости $\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon'(\omega) - i\varepsilon''(\omega)$ [4–6].

Решение выражений дисперсии $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ [4—6] для кристалла LiNbO₃ с известными размером и плотностью и экспериментально полученными значениями коэффициента затухания λ и частоты свободных колебаний ω_0 позволяют рассчитать значения пьезокоэффициента e_{333} . Процедура, подобная (3), в применении к пьезоэкоэффициенту e_{333} , дает возможность оценить степень униполярности ξ и относительный объем антипараллельных доменов v.

На рис. 3 приведена структурная схема измерений резонансных характеристик кристалла, где коммутируемый резистор R_0 является датчиком тока. В цепи, содержащей кристалл Об, фазовый угол тока ф измеряется относительно выходного сигнала U_a генератора Γ и сигнала U_b датчика тока. При этом коэффициент усиления k широкополосного усилителя Y(k=20) постоянен в диапазоне частот 10³-10⁵ Гц. В приведенной схеме использован генератор сигналов MHS-5200, обеспечивающий дискретность установки частоты 0.01 Гц в диапазоне до 1 МГц и относительную нестабильность частоты $\sim 10^{-7} \, \mathrm{K}^{-1}$. Для измерений фазового угла ϕ использован измеритель разности фаз Φ (прибор Ф2-34). Коммутация входных сигналов, а также выбор режимов "Измерение/Установка нуля" измерителя разности фаз выполняется герконами $P_1 - P_3$ (P \ominus C-55).



Рис. 4. Принципиальные схемы: измерительного усилителя (**a**) и преобразователя среднеквадратичного значения сигнала в постоянное напряжение (**б**).

Принципиальные схемы измерительного усилителя и преобразователя среднеквадратичного значения сигнала в постоянное напряжение приведены на рис. 4. Фиксированное значение коэффициента усиления k и помехозащищенность измерительного тракта обеспечены распределенным по каскадам усилением и линейным выходом с усилением по мощности. В диапазоне частот 1—300 кГц измерительный усилитель обеспечивает неравномерность амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик не более 1%.

Для уменьшения систематической погрешности измерений сигналов U_a и U_b используется универсальный вольтметр *B* (B7-76/1), подключенный к выходу преобразователя среднеквадратичных значений входных сигналов в постоянное напряжение (*Пр*, рис. 3). Преобразователь, схема которого приведена на рис. 4б, содержит прецизионный широкополосный конвертер AD637, линейный усилитель мощности, дополненный фильтром Саллен-Ки (операционный усилитель OPA188, транзисторы KT502, KT503 с общей отрицательной обратной связью). Схема преобразователя обеспечивает возможность точной подстройки нулевого уровня и коэффициента передачи по напряжению.

Из полученных зависимостей $U_a(\omega)$, $U_b(\omega)$, $\varphi(\omega)$ и расчетных соотношений, выполненных в соответствии с [4–6], получаем динамические резо-



Рис. 5. Зависимости є'(ω) и є"(ω) для кристалла LiNbO₃ после монодоменизации: 1 – первой, 2 – повторной.

нансные характеристики кристалла в виде зависимостей $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ и значения частоты свободных колебаний ω_0 , коэффициента затухания λ и пьезоэлектрического коэффициента e_{333} . На рис. 5 приведены зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$, полученные для крупногабаритного кристалла LiNbO₃ в окрестности резонанса на продольных колебаниях по толщине — по результатам первой (кривые *1*) и повторной (кривые *2*) монодоменизации кристалла.

Повторная монодоменизация устраняет остаточную доменную структуру, что приводит к увеличению статического пьезоэлектрического модуля d_{333} и уменьшению коэффициента затухания колебаний λ в области резонансного поведения кристалла. Кроме коэффициента затухания λ и пьезоэкоэффициента e_{333} полученные данные (рис. 5) и расчеты согласно [4–6] дают возможность оценить



Рис. 6. Механическая схема монтажа кристалла для динамических измерений. *1* – крупногабаритный кристалл LiNbO₃; *2* – кольцевой опорный контакт; *3* – юстируемые стальные иглы; *4* – резьбовые держатели; *5* – кольцевая платформа; *6* – подвижный верхний контакт; *7*, *8* – детали крепления и регулировки контакта; *9* – штанга; *10* – тефлоновая изолирующая пластина; *11* – съемный экран.

такие параметры резонатора, как добротность R, частоту свободных колебаний ω_0 , полуширину резонансной линии $\Delta \omega_{1/2}$, степень униполярности ξ кристалла и относительный объем антипараллельных доменов v. Эти данные для крупногабаритного кристалла LiNbO₃ после первой и повторной монодоменизации приведены в табл. 1, показывающей хорошее совпадение результатов статических и динамических измерений.

В реальных условиях численные значения λ и ω_0 зависят не только от характеристик кристалла, но и от необратимых потерь упругой энергии, связанных с монтажными элементами и контактной системой прибора. Как показали эксперименты, используемая схема монтажа кристалла с использованием игольчатых, а не плоских, электродов обеспечивает пренебрежимо малые потери энергии колебаний по элементам конструкции (рис. 6).

Таблица 1

Обработка кристалла	λ , c $^{-1}$	<i>R</i> , 10 ⁴	$\omega_0, 10^5 c^{-1}$	$\Delta\omega_{1/2}, c^{-1}$	<i>e</i> ₃₃₃ , Кл/м ²	لاحم	V
После первой монодоменизации	12.51	1.87	2.21206	18.35	12.7 ± 2	0.50	0.37
После повторной монодоменизации	1.62	8.35	2.21307	4.22	52 ± 5	0.94	0.039

Крупногабаритный кристалл 1 с нанесенными графитовыми электродами монтируется на кольцевой опорный контакт 2, свободно лежащий на трех юстируемых стальных иглах 3. Иглы впаяны в резьбовые держатели 4, установленные на кольцевой платформе 5. Подвижный верхний контакт 6 установлен на штанге 9 и представляет собой ламельный упругий элемент с точечным Ag-контактом. Детали 2-5 и 6-9 являются элементами измерительной цепи и установлены на тефлоновой изолирующей пластине 10. Вся конструкция размещается в съемном экране 11.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хорошее совпадение результатов статических и динамических измерений пьезоэлектрических свойств и степени униполярности, а также полученная в экспериментах высокая пьезоэлектрическая добротность ($R \sim 10^5$) указывают, что использованная схема монтажа при динамических измерениях крупногабаритных кристаллов LiNbO₃ (рис. 6) обеспечивает потери энергии колебаний, значительно меньшие собственных потерь пьезоэлектрического резонатора. Описанные методики собспечивают погрешность получаемых ре-

зультатов, приемлемую как для исследовательских, так и для большинства практических задач пьезотехники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Палатников М.Н., Сидоров Н.В., Макарова О.В., Бирюкова И.В. Фундаментальные аспекты технологии сильно легированных кристаллов ниобата лития. Апатиты: Изд-во КНЦ РАН, 2017.
- Зеленка И. Пьезоэлектрические резонаторы на объёмных и поверхностных акустических волнах. М.: Мир, 1990.
- Акустические кристаллы: Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской (Составители: Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В., Стрижевская Ф.Н., Чкалова В.В., Шаскольская М.П.). М.: Наука, 1982.
- 4. *Рез И.С., Поплавко Ю.М.* Диэлектрики. Основные свойства и применение в электронике. М.: Радио и связь, 1989.
- 5. *Burfoot Jack C*. Ferroelectrics. An introduction to the Physical Principles. New York: D. Van Nostrand Company, 1967.
- 6. *Frank S. Crawford Jr.* Waves. Berkeley physics course. V. 3. New York: McGraw-Hill Book Company, 1968.
____ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 53.082

НАЗЕМНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ CARPET

© 2020 г. М. В. Филиппов^{а,*}, В. С. Махмутов^а, Ю. И. Стожков^а, О. С. Максумов^а

^а Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН Россия, 119991, Москва, Ленинский просп., 53 *e-mail: mfilippov@frtk.ru Поступила в редакцию 12.11.2019 г. После доработки 12.11.2019 г.

Принята к публикации 27.11.2019 г.

Представлены описание и технические характеристики новой установки для детектирования заряженной компоненты космических лучей CARPET, сконструированной и установленной на Долгопрудненской научной станции ФИАН (ДНС ФИАН). Детектирующей основой модуля установки CARPET являются газоразрядные счетчики СТС-6, объединенные в 12 блоков по 10 счетчиков в каждом. Слой верхних счетчиков отделен от слоя нижних счетчиков алюминиевым фильтром толщиной 7 мм. Время интегрирования данных счетчиков составляет 1 мс. Реализована функция непрерывного мониторинга метеорологических данных и данных о состоянии питающих напряжений установки. Также представлены результаты определения барометрического коэффициента для установки CARPET и анализа первых экспериментальных данных.

DOI: 10.31857/S0032816220030039

введение

Одним из важных направлений исследований в физике космических лучей является изучение вариаций потоков космических лучей (к.л.) на разных временных масштабах (суточные, 27-дневные, сезонные, годовые и т.д.) и определение физической природы таких вариаций [1, 2]. В последние десятилетия большой интерес вызывают исследования физических процессов, происходящих в земной атмосфере, сопровождающихся вариациями как потока к.л., так и электромагнитного излучения. Особый класс событий представляют световые вспышки, γ-всплески (так называемые TGF- и TLE-события), кратковременные возрастания потоков заряженных частиц, охватывающие высоты от приземной атмосферы до ионосферы [3–6].

Эти явления в последние годы интенсивно исследуются как на наземных установках, так и с помощью аппаратуры, установленной на спутниках. В данной работе представлены результаты, связанные с разработкой наземной аппаратуры САRPET, предназначенной для изучения вариаций к.л., происходящих в приземной атмосфере.

Ранее в рамках международного сотрудничества были созданы приборы CARPET/CASLEO и CARPET/GCR. Первый из них непрерывно работает с 2006 г. в Астрономическом комплексе Каслео (Леонсито, Аргентина) на высоте 2550 м (S31.8°, W69.3°) [7–10]. Второй используется с 2009 года при проведении экспериментальных исследований по международному проекту CLOUD в ЦЕРН [11, 12].

Отличительной особенностью новой установки CARPET является уменьшенное время интегрирования данных 1 мс относительно 0.5 с для установок CARPET/CASLEO и CARPET/GCR. Также добавлена возможность непрерывного мониторинга метеорологических данных и данных о состоянии питающих напряжений установки. В данной работе определены барометрические коэффициенты для установки CARPET, проведен анализ первых экспериментальных данных, полученных за январь—ноябрь 2019 года.

УСТРОЙСТВО ДЕТЕКТОРА CARPET

Основой установки CARPET являются газоразрядные счетчики Гейгера—Мюллера СТС-6, объединенные в 12 блоков детекторов, каждый из которых содержит 10 счетчиков [7]. Блок детекторов состоит из 5 верхних и 5 нижних счетчиков, между которыми расположен алюминиевый поглотитель (фильтр) толщиной 7 мм. Запись экспериментальных данных проводится по трем каналам со скважностью 1 мс. Первый канал (UP) соответствует интегральному счету заряженных частиц, проходящих через верхний слой из 60 счетчиков.



Рис. 1. Блок-схема установки CARPET. *М*₁-*М*₃ – материнские платы, *ПК* – персональный компьютер.

Второй канал (LOW) соответствует интегральному счету заряженных частиц, проходящих через нижний слой из 60 счетчиков. Частицы, одновременно зарегистрированные любыми верхним и нижним счетчиками, т.е. прошедшие через фильтр, регистрируются в канале совпадений – TEL.

Установка САRРЕТ регистрирует частицы следующих энергий: в каналах UP и LOW – электроны и позитроны с энергией E > 200 кэВ, протоны с E > 5 МэВ, мюоны с E > 1.5 МэВ, фотоны (эффективность <1%) с E > 20 кэВ. В канале совпадений TEL регистрируются более энергичные частицы: электроны с энергиями E > 5 МэВ, протоны с E > 30 МэВ и мюоны с E > 15.5 МэВ.

Таким образом, установка CARPET чувствительна к малоэнергичной заряженной вторичной компоненте к.л., образуемой высокоэнергичными первичными галактическими и солнечными к.л. в земной атмосфере и/или иными процессами в приземной атмосфере. Блок-схема установки приведена на рис. 1. Электронные платы CARPET смонтированы на алюминиевой плите размером 800 × 640 мм. В состав каждого блока входят 10 газоразрядных счетчиков СТС-6, алюминиевый фильтр и анодная плата.

Принципиальная схема анодной платы приведена на рис. 2. Катоды счетчиков СТС- 6 объединены между собой и подключены к точке X11 ("земля"). Аноды группы верхних счетчиков (UP) подключены к резисторам R_1-R_5 , нижние (LOW) к резисторам R_6-R_{10} . Резисторы R_{11} и R_{12} служат для реализации "монтажного ИЛИ" в схеме. Сигналы от счетчиков формируются триггерами Шмитта CD4093BCM ($DD_{1.1}$, $DD_{1.3}$). Схема совпадения (TEL) формируется тем же триггером Шмитта ($DD_{1.2}$, $DD_{1.4}$).

Блоки детекторов установлены на материнские платы (рис. 3) — по 4 блока в одну плату. Материнская плата служит для подачи питания (+12 B,



Рис. 2. Принципиальная схема анодной платы установки CARPET. $DD_1 - CD4093BCM$; $R_1 - R_{10} - 470$ кОм.



Рис. 3. Принципиальная схема материнской платы установки САRPET. *DD*₁, *DD*₂ – КР561КП2, *DD*₃, *DD*₁₇ – К561ЛН3, *DD*₄–*DD*₁₆ – К1561ТЛ1.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020



Рис. 4. Принципиальная схема платы питания и телеметрии установки CARPET. *DA*₁, *DA*₂ – LM258; *DD*₁ – PHV 12-0.5k 1000p, *DD*₂ – TEN3-1211, *DD*₃ – REF192, *DD*₄ – LM1117I-3.3, *DD*₅ – BMP085, *DD*₆ – KP561ПУ8, *DD*₇–*DD*₉ – MCP3201, *DD*₁₀ – ATmega 168, *DD*₁₁ – DS18B20, *DD*₁₂ – MAX232CPE.

+400 В) на анодные платы, объединения по *ИЛИ* импульсов по 3 каналам (UP, LOW, TEL) с каждого блока детекторов, их передачи на следующую материнскую плату и приема управляющих кодов на адресной шине для выбора режима работы установки. 12 блоков детекторов объединены в группы по четыре. Каждая группа из 4 блоков устанавливается на свою материнскую плату, которых три: M_1-M_3 . Блоки детекторов соединены с материнской платой с помощью разъемов XR5–XR8. В режиме ALL (основной режим) разрешается прохождение на схему *ИЛИ* импульсов от всех блоков детекторов, в режиме ONE – только от одного блока, номер которого задается двоичным кодом.

Рассмотрим логику работы материнской платы на примере формирования сигнала в канале TEL блока, установленного в разъем XR5. Пусть на выходе элемента $DD_{4,2}$ (рис. 3) присутствует логическая 1, тогда разрешено прохождение положительных импульсов *TEL*, *UP* и *LOW* этого блока через элементы $DD_{4,1}$, $DD_{5,1}$ и $DD_{6,1}$. Импульс канала ТЕL поступает на вход элемента $DD_{4,4}$. На второй вход элемента $DD_{4,4}$ поступает для суммирования отрицательный импульс канала TEL от предыдущего блока (в случае материнских плат M_2 и M_3). Выходной сигнал элемента $DD_{4,4}$ является суммой двух его входных сигналов, который инвертируется элементом $DD_{4,3}$ и поступает на следующий блок. Сигналы каналов UP и LOW суммируются аналогичным образом.

Сигналы каждого из блоков допускаются к суммированию в зависимости от наличия логической единицы на выходах элементов $DD_{4.2}$, $DD_{7.2}$, $DD_{10.2}$ и $DD_{13.2}$. Для того чтобы на выходе какоголибо из этих элементов установилась логическая единица, достаточно замкнуть на корпус один из двух входов. Происходит это с помощью двоичных кодов, подаваемых на 5-разрядную адресную шину, через разъем XR1. Линии A0—A3 и ALL являются сквозными и, поступив на первую плату (M_1), далее передаются к следующей плате через микросхемы-повторители DD_3 . Управляющие коды ад-



Рис. 5. Принципиальная схема интерфейсной платы установки САRPET. $DD_1 - \Im K \Phi 1561 T \Pi 1$, $DD_2 - KP561 \Pi Y 4$, $DD_3 - DD_5 - \Im K \Phi 1533 \Pi E 19$, $DD_6 - DD_8 - SN74 A LS374 A DW$, $DD_9 - A T mega 168$, $DD_{10} - MAX232 C PE$, $DD_{11} - TMT30252$.

ресной шины формируются интерфейсным блоком. Линия ALL отвечает за выбор режима работы установки. Если на линии ALL выставлен логический ноль, то установка работает в основном режиме. В таком случае на всех материнских платах замыкаются на корпус контакты 5 элементов $DD_{4.2}$, $DD_{7.2}$, $DD_{10.2}$ и $DD_{13.2}$. В результате на выходах этих элементов появляется логическая единица, которая разрешает сигналам каналов TEL, UP и LOW блоков проходить через соответствующие логические элементы 2U-HE. Линии A0–A3 адресной шины в этом случае на работу схемы не влияют.

Если необходимо проверить работу какого-либо одного из 12 блоков, на линии ALL выставляется логическая единица. В этом случае на выход проходят сигналы того блока, адрес которого установлен на линиях А0-А3. Предположим, что мы установили адрес нулевого блока, т.е. A0 = A1 = A2 = A3 = 0. При адресации к какому-либо блоку двоичный адрес этого блока устанавливается на адресной шине. Этот адрес на материнской плате дешифрируется и разрешает прохождение сигналов только выбранного блока. В качестве дешифратора адреса применяются две микросхемы КР561КП2. Эта микросхема мультиплексор-демультиплексор имеет 3-разрядный адресный вход, 8 входов и один выход. Выход подключается к тому из входов, адрес которого установлен на адресной шине. Так как в приборе 12 блоков, то применяются две такие

микросхемы. На материнской плате M_1 к контактам X14—X17 подпаяны соответственно выходы X0—X3 микросхемы DD_1 . Аналогично, на материнской плате M_2 задействованы выходы X4—X7 микросхемы DD_1 , а на плате M_3 — выходы X0—X3 микросхемы DD_2 .

Плата питания и телеметрии (рис. 4), в первую очередь, служит для подачи питания на материнские платы, +400 В от преобразователя напряжения PHV 12-0.5k 1000р и +12 В от интерфейсного блока. Также на этой плате установлен преобразователь напряжения TEN 3-1211 (+5 B) для питания датчиков и вспомогательных микросхем. Установка позволяет проводить непрерывный мониторинг данных о давлении и температуре со скважностью 1 с, а также проверять состояние питающих напряжений +5 В, +12 В, +400 В. Совокупность этих данных далее будет называться "телеметрия". Для измерения давления и температуры использованы цифровые датчики ВМР085 и DS18B20 соответственно. Для измерения питающих напряжений использованы микросхемы 12-битных аналогоцифровых преобразователей $DD_7 - DD_9$ (MCP3201), управление которыми и датчиками, а также первичная обработка информации реализованы с помощью микроконтроллера *DD*₁₀ (ATmega 168). Елиное сообшение телеметрии передается 1 раз в секунду на компьютер (ΠK) по интерфейсу RS-232, для чего используется микросхема MAX232 (DD_{12}).



Рис. 6. Графики темпа счета установки CARPET для канала TEL (*1*) и атмосферного давления (*2*) за январь—ноябрь 2019 г.

Интерфейсный блок (рис. 5) служит для подачи питающего напряжения +12 В на блок детекторов CARPET, приема импульсов, подсчета их числа за каждую миллисекунду и передачу ненулевых данных на *ПК*. Если за прошедшую миллисекунду по всем трем каналам установки (UP, LOW, TEL) получился нулевой счет, передача данных не производится. Такой протокол передачи данных выбран для уменьшения объема занимаемого дискового пространства на *ПК* файлами результатов.

Для подсчета импульсов на плате интерфейсного блока установлены микросхемы — однобайтовые счетчики DD_3 — DD_5 (ЭКФ1533ИЕ19), подключенные через регистры DD_6 — DD_8 (SN74ALS374ADW) к микроконтроллеру DD_9 (ATmega 168), который последовательно опрашивает и обнуляет счетчики. Единое сообщение данных формируется микроконтроллером и отправляется на ΠK по интерфейсу RS-232. Питающие напряжения +5 В (для работы электроники интерфейсного блока) и +12 В (для обеспечения питанием блока CARPET) вырабатываются AC-DC-преобразователем напряжения DD_{11} (TMT30252).

Программное обеспечение CARPET monitor разработано для OC Windows. Оно служит для приема по двум каналам RS-232 данных и телеметрии. В настройках программы возможно выбрать число подключаемых блоков (1 или 2) и параметры используемых COM-портов. Суточные файлы данных и телеметрии формируются программным обеспечением. Каждому событию (данных с трех каналов за прошедшую миллисекунду или сообщение телеметрии) присваивается временная метка, формирующаяся согласно системному времени *ПК*, соответствующему времени прихода данных. Программа позволяет в реальном времени отображать на экране темп счета по 3 каналам прибора либо телеметрическую информацию. Нужный режим выбирается переключателем в окне программы. Для удобства пользователя доступно несколько различных времен интегрирования. Следует заметить, что выбор времени интегрирования в меню программы не влияет на исходные сохраняемые в файле данные.

Также реализован режим поблочной проверки установки CARPET: программа последовательно включает каждый блок в отдельности, чередуя этот процесс с включением полного комплекта блоков детекторов. Таким образом, можно удостовериться в исправности каждого блока во всех трех каналах данных, а также оценить темп счета каждого блока относительно полного счета модуля установки.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Наземные установки для исследования к.л. детектируют вторичные частицы, образующиеся в результате взаимодействия первичных к.л. с ядрами в атмосфере, поэтому важно учитывать барометрический и температурные эффекты [1, 10]. В данной работе приводится методика и расчет барометрической поправки для данной установки [9].

В качестве иллюстрации обратной зависимости темпа счета от атмосферного давления на рис. 6 приведены часовые данные в канале TEL установки CARPET (кривая *1*) и атмосферное давление (кривая *2*).

Экспериментально барометрический эффект [10] определяется уравнением



Рис. 7. График зависимости $\Delta N/N$ от ΔP для установки CARPET по данным за 2019 г.

$$(\Delta N/N)_P = \beta \Delta P, \tag{1}$$

где $(\Delta N/N)_P$ — относительное отклонение темпа счета установки CARPET, ΔP — абсолютное отклонение атмосферного давления от среднего за исследуемый период, β — барометрический коэффициент.

Исследование зависимости темпа счета N установки CARPET от атмосферного давления P было проведено для канала TEL в период январь—ноябрь 2019 г. Из исходных данных были получены среднечасовые скорости счета прибора N [импульсов/ч]. Далее, для определения барометрической зависимости, из массива часовых данных были отобраны данные, удовлетворяющие уравнению

$$\begin{cases} \overline{N} - 5000 \le N \le \overline{N} + 5000 \\ \overline{P} - 30 \le P \le \overline{P} + 30, \end{cases}$$
(2)

где *N*, импульсов/ч — темп счета установки САR-РЕТ за час; \overline{N} , импульсов/ч — средний (стандартный) часовой темп счета установки САRPET за период январь—ноябрь 2019 г.; *P*, гПа — атмосферное давление, среднее за час; \overline{P} , гПа — среднее (стандартное) атмосферное давление за период январь—ноябрь 2019 г.

Цель применения уравнения (2) — исключить из выборки данные, характеризующиеся резкими изменениями темпа счета и давления, которые являются, например, следствием активных процессов на Солнце, либо иметь аппаратурную причину: выключения питания установки и другие сбои. Значения констант в уравнении (2) подобраны экспериментально.

Барометрический коэффициент β определяется эмпирически путем нахождения линейной зависимости между $\Delta N/N$ и ΔP (рис. 7), где $\Delta N = N - \overline{N}$, $\Delta P = P - \overline{P}$.

Средние значения темпа счета и давления установки CARPET: $\overline{N} = 53549.63$ импульсов/ч, среднеквадратичное отклонение $\sigma_N = 2256.64$ импульсов/ч, $\overline{P} = 989.1$ гПа, среднеквадратичное отклонение $\sigma_P = 9.99$ гПа.

Для полученных точек методом наименьших квадратов определим аппроксимирующую прямую, угловой коэффициент которой равен искомому β : $\beta = -0.1884 \pm 0.002\%/г\Pi a$; коэффициент детерминации $R^2 = 0.5881$.



Рис. 8. Графики темпа счета установки CARPET для канала TEL (1) и московского нейтронного монитора (2) с учетом барометрического эффекта за январь—ноябрь 2019 г.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020



Рис. 9. Графики темпа счета установки CARPET для канала TEL (1) и московского нейтронного монитора (2) без учета барометрического эффекта за январь—ноябрь 2019 г.

Согласно (1) получаем формулу для учета барометрического эффекта для канала TEL установки CARPET:

$$N_{PC} = N(1 - \beta \Delta P), \qquad (3)$$

где N_{PC} , импульсов/ч — темп счета установки САRPET за час с введенной барометрической поправкой.

На рис. 8 (кривая 1) приведены данные темпа счета установки CARPET с учетом барометрической поправки. Для сравнения на графике также приведены поправленные на давление данные (кривая 2) с московского нейтронного монитора (темп счета за минуту с часовым усреднением) [13].

Также на рис. 9 показано соответствие данных темпа счета установки CARPET и московского нейтронного монитора без учета барометрического эффекта.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены описание проводимого физического эксперимента по детектированию потоков заряженной компоненты к.л., технические характеристики и принципы работы новой установки CARPET, сконструированной и установленной на Долгопрудненской научной станции ФИАН (ДНС ФИАН). Для данной установки определен барометрический коэффициент, а также проведен первичный анализ экспериментальных данных за 2019 г.

Следует отметить, что с целью повышения статической точности экспериментальных данных к установке возможно подключение дополнительных блоков детекторов. Сеть наземных установок CARPET в будущем могла бы быть дополнением существующих нейтронных мониторов в исследованиях не только вариаций космических лучей различной природы, но и для непрерывного мониторинга радиационной обстановки в приземной атмосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Дорман Л.И., Фейнберг Е.Л. // УФН. 1956. Т. 59. С. 189.
- 2. *Мурзин В.С.* Астрофизика космических лучей: Уч. пособие для вузов. М.: Логос, 2007.
- Briggs M.S., Xiong S., Connaughton V., Tierney D., Fitzpatrick G., Foley S., Grove J.E., Chekhtman A., Gibby M., Fishman G., McBreen S., Chaplin V.L., Guirilec S., Layden E., Bhat P.N. et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2013. V. 118. P. 3805. https://doi.org/10.1002/jgra.50205
- Von Kienlin A., Meegan C.A., Paciesas W.S., Bhat P.N., Bissaldi E., Briggs M.S., Burgess J.M., Byrne D., Chaplin V., Cleveland W., Connaughton V., Collazzi A.C., Fitzpatrick G., Foley S., Gibby M. et al. // Astrophys. J. Suppl. 2014. V. 211. P. 13. https://doi.org/10.1088/0067-0049/211/1/13
- Tatsuo Torii, Takeshi Sugita, Masashi Kamogawa, Yasuyuki Watanabe, Kenichi Kusunok // Geophysical Research Lett. 2011. V. 38. P. L24801. https://doi.org/10.1029/2011GL049731
- Богомолов А.В., Богомолов В.В., Панасюк М.И., Свертилов С.И., Климов С.И., Гарипов Г.К., Климов П.А., Прохоров А.В., Июдин А.Ф., Морозенко В.С., Морозов О.В., Роткель Х., Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мишиева Т.М. // Космические исследования. 2017. Т. 55. № 5. С. 169. https://doi.org/10.7868/S0023420617030013
- 7. Мизин С.В., Махмутов В. С., Максумов О.С., Квашнин А.Н. // Краткие сообщения по физике. М.:

ФИАН, 2011. № 2. С. 9. https://doi.org/10.1029/2012JA018026

- De Mendonca R., Raulin J.-P., Bertoni F., Echer E., Makhmutov V., Fernandes G. // JASTP. 2011. V. 73. P. 1410. https://doi.org/10.1016/j.jastp.2010.09.034
- Makhmutov V., Raulin J.-P., De Mendonca R.R.S., Bazilevskaya G.A., Correia E., Kaufmann P., Marun A., Fernandes G., Echer E. // J. Physics: Conf. Ser. 2013. V. 409(1). P. 012185. https://doi.org/10.1088/1742-6596/409/1/012185

https://doi.org/10.1088/1/42-0590/409/1/012185

10. De Mendonca R.R.S., Raulin J.-P., Echer E., Makhmutov V.S., Fernandez G. // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2013. V. 118(4). P. 1403. https://doi.org/10.1029/2012JA018026

- Kirkby J., Curtius J., Almeida J., Dunne E., Duplissy J., Ehrhart S., Franchin A., Gagné S., Ickes L., Kürten A., Kupc A., Metzger A., Riccobono F., Rondo L., Schobesberger S. et al. // Nature. 2011. V. 476. P. 429. https://doi.org/10.1038/nature10343
- 12. Makhmutov V.S., Bazilevskaya G.A., Stozhkov Y.I., Raulin J.P., Philippov M.V. // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. 2015. V. 79. № 5. P. 570.
- 13. Moscow Neutron Monitor: real time cosmic ray data. http://cr0.izmiran.ru/mosc/main.htm

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 539.072.681.3+ 621.384.664

ВХОДНОЕ ОКНО МИШЕННОЙ СТАНЦИИ ДЛЯ НАРАБОТКИ МЕДИЦИНСКИХ РАДИОНУКЛИДОВ

© 2020 г. М. А. Маслов^{*a*}, А. Д. Рябов^{*a*,*}, Н. В. Сквороднев^{*a*}, А. П. Солдатов^{*a*}

^а Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" (НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ)

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

*e-mail: Alexander. Ryabov@ihep.ru Поступила в редакцию 12.12.2019 г. После доработки 12.12.2019 г. Принята к публикации 18.12.2019 г.

Представлена конструкция входного вакуумного окна, разработанного и изготовленного в рамках реализации проекта мишенной станции для наработки медицинских радионуклидов. Приведены расчетные данные температурных полей и термомеханических напряжений в элементах окна, а также данные по напряженно-деформированному состоянию окна под действием совокупной нагрузки (давление плюс неравномерный нагрев). Особое внимание уделено численному моделированию охлаждения окна недогретыми потоками воды. Оценено "время жизни" окна, обусловленное радиационными повреждениями его материала. Учитывая высокие уровни энерговыделения и наведенной активности, инициированные протонами в окне, а также достаточно частую его замену, сплав АМгб выбран в качестве материала окна.

DOI: 10.31857/S003281622003012X

ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений развития современной практической медицины является применение искусственно полученных радионуклидов для диагностики и лечения заболеваний в кардиологии и онкологии. Такие радионуклиды получают либо в ядерных реакторах, либо с использованием высокоинтенсивных протонных пучков. В последнем случае пучок протонов направляется на мишени, установленные в мишенной станции. В проектируемом комплексе планируется использовать протонные пучки с энергией 70 МэВ и интенсивностью до 375 мкА [1, 2].

Элементы мишенной станции подвергаются радиационному облучению в ходе наработки целевых радионуклидов, при этом наиболее сильному воздействию подвергается окно мишенной станции, отделяющее вакуум канала транспортировки пучков частиц от находящихся внутри станции охлаждаемых водой мишеней. Уровни энерговыделения при вышеуказанных параметрах пучка таковы, что требуется эффективное охлаждение мембраны окна. Аналогичная проблема с охлаждением встречается при проектировании установок для дожигания долгоживущих радиоактивных изотопов в отработанном ядерном топливе, источников нейтронного излучения. Традиционно используемые материалы для

изготовления окон — сплавы: алюминиевые AL5083 [3], AL6061 [4] (российские аналоги — AMr4,5 и AД33 соответственно); Inconel718 [5]; меди с алюминием типа GlidCop AL-15 [5] (основа — Al₂O₃); типа Ti–Al–V, V–Cr–Ni.

Продольная плотность энерговыделения в мембране окна (материал – АМг4,5; пучок – энергия 70 МэВ, ток 375 мкА), рассчитанная с помощью программы SRIM [6], составляет dE/dz = = 750 Вт/мм. Для сплава Inconel718 эта величина примерно в 3 раза выше.

Мощность дозы остаточного излучения, обусловленная наведенной активностью, в десятки раз выше для окна из сплава Inconel718, чем для окна из сплава типа АМг [2]. Учитывая достаточно частую замену окна, для его изготовления выбран сплав АМг6 как обладающий лучшими механическими характеристиками по сравнению с другими сплавами АМг.

КОНСТРУКЦИЯ ОКНА МИШЕННОЙ СТАНЦИИ

Окно мишенной станции, выточенное из целиковой заготовки (алюминиевый сплав АМГ6), изображено на рис. 1. Наиболее нагруженной частью окна является плоская тонкая мембрана, которая подвергается воздействию давления со стороны потока охлаждающей жидкости, текущей в



Рис. 1. 3D-модель оконного блока типа "стакан" с элементами крепления (**a**) и вертикальный разрез оконного блока с указанием размеров (**б**).

узкой щели (ширина щели 3–5 мм) между мишенью и мембраной. Максимальное давление не превышает $P_0 = 1.7$ бар, температура ядра потока жидкости принята равной $t_0 = 30^{\circ}$ С.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Пучок, падающий на мембрану, имеет осесимметричный профиль, следовательно, распределение плотности тепловых потерь в материале окна будет также осесимметричным. Продольная плотность тепловыделения в мембране постоянна (изза тонкости мембраны) и при максимальном токе пучка 375 мкА равна dE/dz = 750 Вт/мм.

Распределение плотности объемного тепловыделения в мембране является функцией радиальной переменной *r* и задается формулой

$$\varepsilon(r) = \frac{dE/dz}{2\pi\sigma^2} \varepsilon_{rel}(r), \qquad (1)$$

где

$$\varepsilon_{rel}(r) = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{\pi} \exp\left[-\frac{r^2 + R_s^2 - 2rR_s\cos\theta}{2\sigma^2}\right] d\theta \qquad (2)$$

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

— безразмерная функция, в которой σ и R_s — параметры исходного протонного пучка: σ — поперечная дисперсия, R_s — радиус развертки пучка.

Расчеты проводились для двух толщин мембраны h = 0.5 и 1.0 мм (диаметр мембраны 55 мм) и для двух различных протонных пучков: для центрального пучка с параметрами $\sigma = 10$ мм, $R_s = 0$ мм и для пучка с разверткой по радиусу (параметры пучка $\sigma = 5$ мм, $R_s = 15$ мм).

Как говорилось выше, мембрана охлаждается недогретой водой (температура ядра потока $t_0 =$ $= 30^{\circ}$ C), находящейся под давлением $P_0 = 1.7$ бар. В модели охлаждения полагалось, что при температуре охлаждаемой поверхности мембраны ниже температуры кипения жидкости t_b (равна 115°C при давлении 1.7 бар) теплоотвод осуществляется посредством стандартного закона теплообмена, задаваемого условием 3-го рода $q = \alpha_0(t_s - t_0)$, где локальный коэффициент теплоотдачи α_0 в общем случае является функцией температуры стенки $t_{\rm s}$, температуры ядра потока t₀, локальной скорости потока и физических свойств жидкости. В данной работе расчеты проводились для двух режимов течения жидкости: для ламинарного с характерным значением коэффициента теплоотдачи $\alpha_0 = 0.4 \text{ Br/(cm^2 \cdot ^\circ C)}$ и для турбулентного с $\alpha_0 = 1.0$ BT/(см² · °C).

Таким образом, всего было рассчитано 8 вариантов, отличающихся параметрами h, { σ , R_s }, α_0 .

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА

При заданных тепловых нагрузках часть мембраны может иметь температуру выше температуры кипения воды, и на такой поверхности реализуется режим пузырькового кипения, экспериментально изученный в области развитого (advanced) кипения. Для области развитого пузырькового кипения плотность потока тепла с охлаждаемой поверхности может быть представлена как [7, 8]

$$\Delta q, \operatorname{BT/M}^2 = C(P_0)(t_a - t_b)^3,$$
 (3)

где в размерном коэффициенте $C(P_0) = \left(\frac{3.4P_0^{0.18}}{1-0.0045P_0}\right)^3$ давление потока охлаждающей жидкости выра-

жается в барах, t_a — температура поверхности при развитом пузырьковом кипении, $\Delta q = q(t_a) - \alpha_0(t_b - t_0)$ — разность между общей теплоотдачей и теплоотдачей за счет конвективного теплообмена.

Для части охлаждаемой поверхности с температурой поверхности *t*_s ниже температуры кипения *t*_b используется обычный закон конвекции

$$q = \alpha_0 (t_s - t_0). \tag{4}$$

Теплообмен во всем диапазоне температур стенки (вплоть до температуры плавления) опишем обобщенным законом:

$$q(t_s) = \alpha_c(t_s, \{t_0, P_0, \alpha_0\})(t_s - t_0),$$
(5)

где $\alpha_c(t_s, \{t_0, P_0, \alpha_0\})$ — переменный коэффициент теплоотдачи, являющийся функцией температуры стенки t_s и параметров модели $\{t_0, P_0, \alpha_0\}$.

В работе [9] предложена формула, гладко сопрягающая область обычной конвекции ($t_b > t_s \ge t_0$) с областью развитого пузырькового кипения ($t_s \cong t_a$):

$$\frac{t_s - t_b}{t_a - t_b} = \left[1 + \left(\frac{t_a - t_b}{\Delta q / \alpha_0} \right)^{3/2} \right]^{-2/3}.$$
 (6)

В работах [8, 9] приведены экспериментальные данные, показывающие, что при $\frac{\Delta q}{\alpha_0(t_a - t_b)} > 3$ имеет место развитый режим кипения, и можно считать $t_s \cong t_a$.

Предлагается следующий алгоритм табличного построения функции $\alpha_{c}(t_{s})$ в виде точек $\{t_{s}, \alpha_{c}\}$ во всем возможном диапазоне температур охлаждаемой стенки:

— в таблице сохраняются две известные точки $\{t_0, \alpha_0\}$ и $\{t_b, \alpha_0\}$;

– для каждого значения t_a ($t_a > t_b$) из упорядоченного по возрастанию множества { t_a } последовательно вычисляются: Δq по формуле (3), температура стенки t_s по формуле (6), полная плотность потока $q(t_s) = \Delta q + \alpha_0(t_b - t_0)$, среднее значение коэффициента теплоотдачи α_c согласно формуле (5);

— полученная точка $\{t_s, \alpha_c\}$ добавляется в таблицу.

Построенная таким образом таблица используется для задания переменного коэффициента теплоотдачи на охлаждаемой поверхности окна в программе ANSYS [10] при решении нелинейной тепловой задачи.

Функции $\alpha_c(t_s)$ и $q(t_s) = \alpha_c(t_s)(t_s - t_0)$, вычисленные по описанному алгоритму при значениях параметров $t_0 = 30^{\circ}$ С, $P_0 = 1.7$ бар, $\alpha_0 = 0.4$ Вт/(см² · °С), представлены на рис. 2.

Приведенные графики показывают, что использование механизма пузырькового кипения позволяет снимать чрезвычайно высокие тепловые потоки, что недоступно для обычного механизма теплосъема с помощью некипящей жидкости. Однако следует иметь в виду, что устойчивый режим пузырькового кипения возможен при условии, если максимальный тепловой поток не превышает первую критическую плотность теплового потока, при достижении которой начинается переход



Рис. 2. Расчетный коэффициент теплоотдачи α_c (**a**) и соответствующая ему плотность потока тепла q (**б**) как функции температуры t_s охлаждаемой поверхности.

от пузырькового к пленочному кипению с резким падением коэффициента теплоотдачи.

Экспериментальные данные показывают, что первая критическая плотность теплового потока q_{cl}^* , зависящая от недогрева жидкости $\Delta \tilde{t} = t_b - t_0$ и скорости *v* потока жидкости в канале, может быть представлена в виде [11]

$$q_{c1}^{*}(\Delta \tilde{t}, v) = q_{c1}k(v, \Delta \tilde{t}) \left[1 + 0.065 \left(\frac{\rho_{\star}}{\rho_{\pi}} \right)^{0.8} \frac{c_{p} \Delta \tilde{t}}{\mu} \right],$$

где $q_{c1} = 120 \text{ Вт/см}^2$ – первая критическая плотность потока при $\Delta \tilde{t} = 0$ и v = 0; ρ_{*} и ρ_{n} – плотности жидкости и ее насыщенного пара при температуре кипения; c_{p} и μ – средняя теплоемкость воды в диапазоне $[t_0, t_b]$ и теплота парообразования жидкости при t_b ; $k(v, \Delta \tilde{t})$ – безразмерный коэффициент, учитывающий возрастание 1-й критической плотности при увеличении скорости протока жидкости в канале и при увеличении недогрева [7].





Рис. 3. Распределение температуры (**a**) и эквивалентные напряжения (**б**) в модели с параметрами $\alpha_0 = = 0.4 \text{ Br/(cm}^2 \cdot ^\circ\text{C}), h = 1 \text{ мм.}$

Для выбранных параметров $t_0 = 30^{\circ}$ C, $t_b = 115^{\circ}$ C, k = 1 первая критическая плотность потока оценивается снизу как 425 Вт/см².

ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В этом пункте приводятся результаты термомеханического расчета окна при совместном действии давления воды ($P_0 = 1.7$ бар) и неравномерного нагрева (за счет тепловыделения от проходящего через окно протонного пучка с интенсивностью 375 мкА).

Расчет для мембраны толщиной 0.5 мм проводился с учетом больших перемещений, поскольку при рассматриваемых нагрузках ее максимальный прогиб больше ее толщины. Прогиб мембраны >0.5 мм не желателен из-за увеличения размера канала с водой, охлаждающей мембрану и мишень, так как это приводит к падению эффективности наработки радионуклидов вследствие потерь энергии протонов в дополнительном слое воды. Кроме того, из соображений прочностной надежности конструкции окна из алюминиевого сплава максимальные напряжения не должны превышать значения предела текучести материала, который для сплава АМгб равен 150 МПа. По этим двум критериям толщина мембраны окна выбирается равной 1 мм.

Далее приведены результаты расчетов окна для центрального пучка (4 расчетных варианта) и для пучка с разверткой по радиусу (также 4 варианта).

Центральный протонный пучок: $\sigma = 10 \text{ мм}, R_s = 0 \text{ мм}$

Результаты расчета варианта с параметрами $\alpha_0 = 0.4$ Вт/(см² · °С) и h = 1 мм проиллюстрированы в виде рисунков (рис. 3–6), для остальных вариантов рисунки аналогичны и здесь не приводятся.

На рис. 3 представлены распределения температуры (рис. 3а) и эквивалентных напряжений (рис. 36) в оконном блоке. Максимальная температура достигается в центре мембраны и равна 140°С, что превышает температуру кипения воды, и значит центральная часть поверхности мембраны будет охлаждаться посредством пузырькового кипения. Максимальный прогиб мембраны достигается, естественно, в ее центре и равен 0.13 мм. Максимальное эквивалентное напряжение наблюдается в заделке мембраны и равно 120 МПа.

На рис. 4 приведены векторное поле плотности потока тепла в окне (рис. 4а) и зависимости радиальной q_r и аксиальной q_z компонент вектора плотности потока от радиальной координаты r по охлаждаемой (конвективной) поверхности мембраны (рис. 4б). Интересно поведение векторного поля потока тепла в мембране: наряду с оттоком тепла через охлаждаемую поверхность наблюдается значительный радиальный поток тепла по направлению к периферии окна. Это связано с высоким коэффициентом теплопроводности материала мембраны $\lambda = 122$ Вт/(м · °С). Максимальная плотность потока достигается в центре мембраны на ее охлаждаемой поверхности и составляет 115 Bt/см², что в 3 раза ниже 1-й критической плотности. Максимум радиальной компоненты плотности потока наблюдается при $r \approx 16$ мм и составляет 80 Вт/см².

На рис. 5 представлены зависимости температуры (рис. 5а) и локального коэффициента теплоотдачи (рис. 5б) от радиальной координаты r на охлаждаемой поверхности мембраны. Максимальные температура и коэффициент теплоотдачи достигаются при r = 0 и равны 139.2°С и



Рис. 4. Векторное поле плотности потока тепла (**a**) и зависимости радиальной q_r и аксиальной q_z компонент плотности потока тепла от радиуса (**б**) в модели с параметрами $\alpha_0 = 0.4$ BT/(см² · °C), h = 1 мм.

1.1 Вт/(см² · °С) соответственно. На периферии мембраны, начиная примерно с радиуса r = 13 мм, вода не кипит, и расчетный коэффициент теплоотдачи совпадает с заданным значением 0.4 Вт/(см² · °С), как это и должно быть. Отметим также гладкое поведение расчетного коэффициента теплоотдачи $\alpha_c(r)$ в области перехода от режима неразвитого кипения к



Рис. 5. Зависимости температуры (а) и коэффициента теплоотдачи (б) от радиуса на конвективной поверхности мембраны в модели с параметрами $\alpha_0 = = 0.4 \text{ Br/(см}^2 \cdot ^\circ\text{C}), h = 1 \text{ мм.}$

режиму обычной конвекции (рис. 5б), что подтверждает правильность разработанной методики моделирования теплообмена.

На рис. 6 изображены зависимости радиального σ_r , азимутального σ_τ и эквивалентного σ_{eqv} напряжений от радиуса на охлаждаемой (рис. 6а) и неохлаждаемой (рис. 6б) поверхностях мембраны.

Основные результаты расчетов приведены в табл. 1, в которой t_{max} — максимальная температура в окне (достигается в центре мембраны на ее неохлаждаемой поверхности); t_{max}^{conv} — максимальная температура в центре мембраны на ее охла-

Таблица 1. Основные результаты расчетов вариантов мембраны для пучка с параметрами $\sigma = 10$ мм, $R_s = 0$ мм при давлении воды 1.7 бар ($t_s = 115^{\circ}$ C)

Варианты h и α_0	$t_{\max}, t_{\max}^{conv}, t_{\min}, ^{\circ}\mathrm{C}$	${U_{\max }}$, мм	S_{\max}^{eqv} , МПа	$(q_r)_{\rm max}, (q_z)_{\rm max}, {\rm Bt/cm}^2$
0.5 и 1.0	84.8, 83.7, 33.3	1.17	228	38, 54
0.5 и 0.4	131.0, 129.9, 39.7	1.35	264	73, 57
1.0 и 1.0	129.9, 125.7, 34.9	0.17	120	66, 104
1.0 и 0.4	143.9, 139.2, 46.7	0.13	122	80, 115



Рис. 6. Радиальное σ_r , азимутальное σ_{τ} и эквивалентное σ_{eqv} напряжения как функции радиуса на конвективной (**a**) и неохлаждаемой (**б**) поверхностях мембраны. Модель: $\alpha_0 = 0.4$ BT/(см² · °C), h = 1 мм.

ждаемой поверхности; t_{\min} — минимальная температура в окне (достигается на периферии окна);

 $U_{\rm max}$ — максимальный прогиб мембраны; $S_{\rm max}^{eqv}$ — максимальное эквивалентное напряжение в окне (достигается в заделке мембраны на участке максимального изгиба либо в центре мембраны); $(q_r)_{\rm max}$ — максимальная плотность потока в радиальном направлении (достигается в сечении мембраны, в котором градиент температуры максимальный); $(q_z)_{\rm max}$ — максимальная плотность потока в радиальный); $(q_z)_{\rm max}$ — максимальная плотность потока в радиальный); $(q_z)_{\rm max}$ — максимальная плотность потока в аксиальном направлении (достигается в точке охлаждаемой поверхности, в которой объемная плотность тепловыделения максимальна; в случае центрального пучка — это центр мембраны).

Из табл. 1 видно, что только в одном из четырех вариантов охлаждение будет происходить без кипения воды. В остальных трех в центральной части мембраны отвод тепла будет осуществляться посредством пузырькового кипения, а на периферии – посредством обычного конвективного охлаждения.

Осесимметричный пучок с разверткой: $\sigma = 5 \text{ мм}, R_s = 15 \text{ мм}$

В случае пучка с разверткой максимальная плотность тепловыделения уменьшается примерно в 2 раза по сравнению с центральным пучком, что уменьшает температуру и потоки тепла. Здесь не приводятся рисунки — они аналогичны рис. 3—6 для центрального пучка, за исключением того, что максимальные температура и аксиальный поток тепла будут достигаться не в центре мембраны, а на радиусе, чуть меньшем радиуса развертки $R_s = 15$ мм (где максимальна плотность тепловыделения).

Соответствующие основные результаты расчетов представлены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что только в последнем варианте существует область (кольцевая, со средним радиусом ~15 мм) поверхности мембраны, на которой отвод тепла осуществляется за счет механизма пузырькового кипения. Во всех остальных случаях вода кипеть не будет.

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ОКНА

Время жизни окна определяется, как отмечено выше, в основном, двумя факторами:

 – циклическими термонапряжениями, возникающими при прохождении пучка протонов через окно;

– радиационными повреждениями материала окна, инициированными протонами (влияние нейтронного излучения, генерируемого при взаимодействии протонов с элементами мишенной станции при энергии протонов 70 МэВ незначительно, так как плотность потока нейтронов в материалах окна на порядки ниже плотности потока протонов [2]).

Оценки показывают, что циклические термонапряжения, связанные с колебаниями температуры окна, незначительны. Например, при круго-

Таблица 2. Основные результаты расчетов вариантов мембраны для пучка с параметрами $\sigma = 5$ мм, $R_s = 15$ мм при давлении воды 1.7 бар ($t_s = 115^{\circ}$ C)

Варианты h и α_0	$t_{\max}, t_{\max}^{conv}, t_{\min}, {}^{\circ}\mathrm{C}$	$U_{ m max}$, мм	S_{\max}^{eqv} , МПа	$(q_r)_{\max}, (q_z)_{\max}, B_T/c_M^2$
0.5 и 1.0	58.6, 58.0, 32.7	1.07	229	34, 28
0.5 и 0.4	92.2, 91.7, 39.2	1.16	266	66, 25
1.0 и 1.0	83.0, 81.0, 34.7	0.16	100	57, 51
1.0 и 0.4	130.2, 128.1, 49.2	0.11	124	93, 51

вой развертке пучка с параметрами $\sigma = 5 \text{ мм}, R_s = 15 \text{ мм}$ и частотой развертки 50 Гц циклические колебания температуры оцениваются на уровне не выше 5°С.

Одним из основных показателей радиационного повреждения материалов является смещение на атом (dpa – displacements per atom). По оценке, полученной с помощью программы SRIM [6], максимальное значение величины dpa в алюминиевом окне (время облучении 1 год; ток протонного пучка 375 мкА; центральный пучок с $\sigma = 10$ мм) составляет 12 dpa/год, а максимальная величина плотности потока частиц достигает $2.5 \cdot 10^{22}$ протон/(см² · год). Для пучка с разверткой $\sigma = 5$ мм, $R_s = 15$ мм значение dpa оценивается как 6 dpa/год. Согласно работе [3], допустимая величина радиационных повреждений для сплава алюминия AL5083 оценивается на уровне 10 dpa/год.

Таким образом, "время жизни" окна (с коэффициентом запаса 2) оценивается на уровне 0.5— 1 год. Безусловно, эта величина должна быть уточнена на основании данных опытной эксплуатации мишенной станции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана численная реализация расчета теплоотдачи при кипении с недогревом (т.е. когда температура потока жидкости ниже температуры кипения, а температуры охлаждаемой поверхности выше температуры кипения) с помощью методики, изложенной в работе [9], и программного комплекса ANSYS [10]. Как отмечено в [8], методика [9] "подтверждена данными, полученными при кипении воды и этилового спирта в интервале давлений от 1.5 до 90 бар, недогрева от 1 до 260°С, плотностей теплового потока от 23 до 2400 Вт/см² и скоростей циркуляции жидкости от 1 до 23 м/с".

Расчетные данные температурных полей и термомеханических напряжений в элементах окна, полученные с помощью этой реализации, показывают:

 термомеханические напряжения, возникающие в мембране окна из-за нагрева ее пучком, значительны, однако механические и тепловые свойства сплава АМг6 позволяют использовать этот материал для изготовления окна;

 деформация мембраны определяется в основном давлением охлаждающей мембрану воды, температурные прогибы мембраны из-за нагрева ее пучком незначительны;

 минимальная толщина мембраны окна, обеспечивающая ее прогиб не более 0.2 мм, составляет 1 мм;

 в области пучка отвод тепла с поверхности мембраны окна может осуществляться посредством пузырькового кипения, а на периферии мембраны — посредством обычного конвективного охлаждения;

 из-за радиационных повреждений материала мембраны "время жизни" окна оценивается в 0.5–1 год, и эта оценка должна быть подтверждена в ходе эксплуатации окна в составе мишенной станции.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотруднику НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ Л.О. Балиеву за участие в обсуждении полученных результатов и полезные замечания, отделу математики и вычислительной техники НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ за предоставленные расчетные ресурсы на вычислительном кластере коллективного пользования [12].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения о предоставлении субсидии от 27 июня 2019 г. № 075.15.2019.1393, идентификатор Соглашения RFMEFI60717Х0193 (Прикладные научноисследовательские и экспериментальные разработки "Разработка инновационной технологии производства в промышленных объемах медицинского изотопа стронция-82, необходимого для осуществления диагностики методом позитронно-эмиссионной томографии различных кардиологических заболеваний").

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Маслов М.А., Пелешко В.Н., Солдатов А.П., Хасин А.А., Тертычный Р.Г. // Наукоград Наука Производство Общество. 2018. № 3/4. С. 16-20.
- Savitskaya E.N., Maslov M.A., Nikitin S.A., Peleshko V.N., Skvorodnev N.V. // Proc. RUPAC2018. Protvino, Russia. 2018. P. 391.
- 3. *Wang H.J., Zhu D.H., Qu H.M., Kang L., Liu R.H. //* Proc. IPAC2013. Shanghai, China. 2013. P. 3367.
- 4. *Michael Butzek, Jörg Wolters, Bernhard Laatsch.* // 4th High Power Targetry Workshop. Malmö, Sweden. 2011.
- Murdoch G., Decarlo A., Henderson S., Kim S., Potter K., Roseberry T., Rank J., Raparia D. // Proc. PAC'2003. May 2003. Portland, USA. 2003. P. 1467.
- 6. Ziegler James F., Biersack Jochen P., Ziegler Matthias D. STRIM/SRIM. www.srim.org.
- 7. *Михеев М.А., Михеева И.М.* Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977.
- 8. *Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А*. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1974.
- 9. Похвалов Ю.Е., Кропин И.В., Курганов И.В. // Теплоэнергетика. 1966. Т. 5. С. 63.
- 10. ANSYS. www.ansys.com
- 11. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сухомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975.
- 12. Kotliar V., Gusev V., Kukhtenkov V., Savin N. // CEUR Workshop Proc. 2017. V. 1787. P. 323.

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 616.12-07

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЧНЫХ ДАТЧИКОВ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

© 2020 г. И. С. Явелов^{*a*,*}, Г. Л. Даниелян^{*b*,**}, А. В. Рочагов^{*a*}, А. В. Жолобов^{*a*}, О. И. Явелов^{*a*}

^а Институт машиноведения им. А.А. Благонравова РАН Россия, 101000, Москва, Малый Харитоньевский переулок, 4 ^b Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38 *e-mail: yishome@mail.ru **e-mail: gldan@yandex.ru Поступила в редакцию 16.12.2019 г. После доработки 14.01.2020 г. Принята к публикации 15.01.2020 г.

Рассмотрены вопросы проектирования волоконно-оптических датчиков пульсовой волны, в частности, особенности как создания механических чувствительных элементов, так и совершенствования волоконно-оптического тракта, который во многом определяет разрешение и параметрическую надежность всего датчика. Применение матрицы контактных площадок взамен одной чувствительной точки позволило преодолеть главное препятствие при регистрации пульсовой волны на лучевой артерии — проблему позиционирования датчика, которая заключается в необходимости нащупать вершину пульсирующего сосуда. Измерение стало более комфортным, доступным каждому и не требует специальных навыков подготовки. Соответственно сокращается время получения результата и повышается его точность.

DOI: 10.31857/S0032816220030192

Прогностическая ценность сигнала пульсовой волны ни у кого не вызывает сомнения. Однако на этом пути основным препятствием остается несовершенство датчиков, позволяющих получать лишь слабые и зашумленные сигналы с большим количеством артефактов. Практически датчики пульсовой волны производят только фирма "Миллар" (США), фирма "Омрон" (Япония) и Институт машиноведения РАН (РФ). В ИМАШ РАН совместно с ФИАН ведется разработка принципиально новой концепции датчиков пульсовой волны с применением волоконной оптики, которая заключается в использовании матричной схемы измерения. Такие датчики позволяют быстро и уверенно получать сигнал без переустановки датчика.

Остановимся на принципиальных моментах, связанных с конструированием чувствительных элементов датчика пульсовой волны. Все конструкции датчиков делятся на два типа: осевые, которые надо держать рукой, и радиальные, кото-



Рис. 1. Волоконно-оптические датчики пульсовой волны осевого (а) и радиального (б) типа.



Рис. 2. Консольные упругие элементы: \mathbf{a} – одноточечный; \mathbf{b} – трехточечный; \mathbf{b} – трехточечный равноупругий.

рые устанавливаются под шлейку на запястье руки (рис. 1).

Осевые датчики применяют, когда предполагается возможность или необходимость переустановки датчика, а также при измерении на артерии в труднодоступном месте (например, на сонной, надключичной или бедренной артерии). Радиальная конструкция позволяет крепить датчик под шлейку (например, на лучевой артерии), а также пригодна для установки в устройства, подобные наручным часам и браслетам.

Рассмотрим варианты упругих элементов, применяемых в конструкциях радиальных датчиков (рис. 2). Консольные элементы с одной стороны заделаны в корпус датчика, а в центре через пелот упираются в лучевую артерию. На конце консоли расположено зеркало, которое при изгибе консоли модулирует полезный сигнал через световоды. На рис. 2 представлены варианты упругих элементов, а именно: одноточечный, трехточечный и трехточечный с балками равной чувствительности, для чего увеличена длина последнего язычка.

Внешний вид радиальных датчиков с тремя контактными точками представлен на рис. 3. На рис. За показан макетный образец с длиной коллектора 60 см. Он прошел испытания на лучевой артерии с переустановкой на длине дуги порядка 6 мм и показал возможность комфортного измерения пульсовой волны без точного позиционирования на вершине артерии. Можно предполагать, что трехточечные датчики скоро займут основное место среди компактных устройств мобильной медицины, вытеснив используемые сейчас одноточечные датчики от упомянутых выше производителей. Пример компактного трехточечного датчика радиальной конструкции приведен на рис. 36.

Результаты испытаний трехточечного радиального датчика на лучевой артерии представлены на рис. 4. Приведены записи синхронно полученных сигналов с каждой рабочей точки. Датчик переставляли с шагом 2 мм поперек лучевой артерии в сторону удаления от сердца (левая рука с датчиком располагалась на столе в соответствии с рис. 1б). Нижний сигнал на рис. 4а соответствует точке, которая явно удалена от вершины лучевой



Рис. 3. Трехточечные радиальные датчики пульсовой волны: **a** – макетный образец; **б** – натурный образец.

артерии, поскольку ее сигнал равен нулю. По мере перемещения датчика (см. рис. 46, 4в) амплитуда верхнего сигнала уменьшается, среднего – нарастает, и появляется нижний сигнал (см. рис. 4в), в средней точке достигающий максимума. Это означает, что вершина лучевой артерии поначалу располагалась между контактными точками, которым соответствуют верхний и средний сигналы, а затем сместилась к точке, которой соответствует нижний сигнал. Таким образом, перемещение датчика на 4 мм, которое может быть допущено при его грубой установке в позицию, не влияет на конечный результат измерения. Это говорит о решении проблемы позиционирования, которая всегда была препятствием для внедрения безманжетного артериального тонометра.

Следующим этапом была разработка усовершенствованных упругих элементов для датчиков осевого типа. На рис. 5 в сравнении с одноточечным элементом (рис. 5а) показаны мембранный элемент (рис. 5б), позволяющий повысить чувствительность датчика, а также усовершенствованный трехточечный равноупругий элемент (рис. 5в). Последний удобен для построения осевого датчика пульсовой волны на артерии, которая не подлежит длительному пережатию (например, сонная артерия) при поиске сигнала.

Датчик осевого типа реализован в конструкции, показанной на рис. la. Кроме того, разработан и изготовлен осевой беспроводной модуль, удобный для работы на сонной, надключичной и паховой артериях (рис. 6). При этом синхронно может регистрироваться пульсовая волна лучевой артерии (датчик закреплен под шлейкой), а также сигналы электрокардиограммы. Многоканальный съем информации, безусловно, поможет уточнить диагноз без направления пациента в соответствующие кабинеты.

Волоконно-оптический коллектор расположен в измерительной цепи непосредственно за преобразователем перемещений (упругим элементом, который воспринимает воздействие пульсовой волны). Он вырабатывает оптический сигнал, пропорциональный изменению давления в пульсовой волне. Следовательно, качество преобразования и разре-



Рис. 4. Записи синхронно полученных сигналов с каждой рабочей точки (нижний, средний и верхний сигналы) трехточечного радиального датчика при его перемещении с шагом 2 мм (**a**–**b**) поперек лучевой артерии в сторону удаления от сердца.



Рис. 5. Мембанные упругие элементы: **a** – одноточечный сплошной; **б** – одноточечный ослабленный; **в** – трехточечный равноупругий.

шение зависят от оптимальной укладки волокон и параметрической надежности коллектора. Этим вопросам большое внимание уделено в работах [1–4].

Для построения оптико-механического преобразователя был выбран многоканальный волоконно-оптический амплитудный измерительный преобразователь-зонд (м.в.о.и.п.). Принцип его работы описан в работе [1]. Коллектор-трехполюсник с полированными торцами можно использовать в качестве оптико-механического преобразователя перемещений, если его головка (наконечник) перемещается относительно отражающей свет мишени, а штекеры связаны с излучателем (обычно инфракрасным диодом) и фотоприемником (фотодиодом или фототранзистором).

Рассмотрим простейшие конструкции м.в.о.и.п., представленные на рис. 7.

Для данных конструкций весьма приближенно можно представить зависимость сигнала фотоприемника I(dZ) от перемещения [2–4]:

$$V(dZ) \approx K_0 d_f^2 / [d_f + 2dZ(NA)]^2,$$
 (1)

где d_f – диаметр сердцевины волокна; K_0 – коэффициент преобразования перемещения в сигнал фотоприемника; NA – числовая апертура волокна.



Рис. 6. Осевой беспроводной модуль.



Рис. 7. Схемы конструкций простейших м.в.о.и.п. для контроля перемещений *dZ* отражающей плоской поверхности.



Рис. 8. Результат расчета зависимости сигналов с шести приемных каналов м.в.о.и.п. от расстояния до отражающей поверхности при одном передающем волокне, установленном в центре структуры.

Однако вторая конструкция (рис. 76) не имеет столь простой зависимости сигнала от перемещения, и задача теоретического расчета такой зависимости с увеличением числа волокон усложняется настолько, что наиболее приемлемым решением является численное моделирование. Несмотря на простоту вида зависимостей, моделирование, даже такого простого случая, аналитическими выражениями весьма затруднительно.

Для рандомизированного м.в.о.и.п. с шестью приемными каналами и одним излучающим каналом (жгут из 217 волокон), изготовленного методом случайного распределения волокон, расчет показывает, что можно определить примерный характер зависимостей, но разброс характеристик по каналам и шум сигнала будут существенными источниками погрешностей. С появлением устройств с программной укладкой волокон в структуру жгута появилась возможность получать м.в.о.и.п. со строго упорядоченной конфигурацией расположения волокон. Вид экспериментальных характеристик наглядно демонстрирует (рис. 8), что форма кривых для всех шести каналов абсолютно идентична, а некоторое амплитудное отклонение связано только с разбросом чувствительности фотоприемников. Более того, если просканировать данные характеристики по микроперемещениям в области начального, относительно линейного участка кривых, то можно установить почти десятикратное уменьшение шума по сравнению с предыдущим м.в.о.и.п.

Для моделирования характеристик такого вида разработана численная модель расчета м.в.о.и.п., в которой можно произвольно задать следующие параметры:

1) диаметр волокна;

2) диаметр оболочки волокна;

3) числовую апертуру;

4) количество волокон в гексагональной укладке;

5) количество приемных и передающих каналов и число волокон в каждом канале;

6) технологическую погрешность в виде задаваемого процентного случайного разброса координат центров волокон;

7) диапазон перемещений по оси Z отражающей поверхности;

8) углы наклона α, β отражающей поверхности от осей координат *X*, *Y*.

На рис. 8 показан результат численного моделирования характеристик м.в.о.и.п. из семи волокон. Согласно рисунку, разброс характеристик незначителен, а некоторая "волнистость" характеристик связана с конечным числом заданных расчетных лучей. Вид характеристик достаточно точно повторяет экспериментальные зависимо-



Рис. 9. Слева – вид укладки м.в.о.и.п. из 61-го волокна (черным отмечены торцы передающих волокон), справа – график расчетной зависимости для шести каналов и трех значений углов наклона отражающей плоскости (цифры у кривых).



Рис. 10. Примеры комбинированных м.в.о.и.п., составленных из кварцевых волокон (светлые торцы) и волокон из халькогенидных стекол (темные торцы) и предназначенных для спектрального диапазона 2–5 мкм.

сти. Результаты моделирования более сложных структур м.в.о.и.п. показаны на рис. 9.

Численное моделирование м.в.о.и.п. позволяет существенно сократить этап разработки сенсоров на основе волокон. Применение м.в.о.и.п. эффективно при создании и других структур сенсоров.

В перспективе — создание сенсоров на основе комбинированных м.в.о.и.п., например гексагональных структур, составленных из различных волокон или капилляров (рис. 10).

Численная модель расчета уровня отраженного оптического сигнала от мембран была доработана для случая с увеличенным количеством волокон. Рассмотрим модель волоконного жгута — сенсора микроперемещений мембраны, исходя из параметров, близких к реальному применению. На рис. 11 показаны рассчитываемые типы укладки волокон: идеальная по чувствительности укладка, которую на практике трудно реализовать (рис. 11а), структура с хорошо рандомизированными волокнами (рис. 11б) и кольцевая структура (рис. 11в).

Численная модель позволяет простыми вычислениями быстро определить не только влияние на выходной сигнал типа укладки жгута, но и большинство основополагающих параметров волоконных жгутов. При моделировании можно изменять все основные параметры: диаметры сердцевины и оболочки волокон, апертурный угол волокон, количество и расположение приемных и передающих свет волокон, расстояние до идеально отражающей плоской поверхности мембраны. На рис. 12 показана основная характеристика зависимость отраженного сигнала от расстояния между мембраной и торцом волокон. Согласно рисунку, для обеих структур сохраняется линейность участка зависимости с наибольшей крутизной (используется для измерения микроперемещений мембраны), следовательно, можно применять рандомизированную структуру.

На рис. 13 показаны зависимости отраженного сигнала от расстояния между мембраной и торцом волокон для сенсоров со структурой, представленной на рис. 11а, на основе волокон с различной числовой апертурой приема и излучения. Согласно рисунку, оптимальными для применения в м.в.о.и.п. являются многомодовые оптические волокна со специальными стеклянными составами, обеспечивающими высокую апертуру, $NA \ge 0.45$.

Разработанная численная модель позволяет определить влияние диаметра волокна на основную характеристику м.в.о.и.п. (рис. 14).

Необходимо отметить, что преимуществом м.в.о.и.п. также является малая температурная и



Рис. 11. Виды моделей торца сенсора микроперемещений для мембран: \mathbf{a} – для идеальной по чувствительности укладки волокон; \mathbf{b} – для структуры с хорошо рандомизированными волокнами; \mathbf{b} – для кольцевой структуры. Темные волокна – приемные, светлые волокна – излучающие, штриховыми линиями отмечены волокна, исключенные из расчета для того, чтобы моделировать круговую апертуру, как в реальном сенсоре.





Рис. 12. Зависимость отраженного сигнала для структур, представленных на рис. 11а (*1*) и рис. 11б (*2*).

электрическая проводимость. Вследствие этого имеется возможность применения м.в.о.и.п. для одновременной передачи и приема сигнала в средах с высокой температурой и в сильных электромагнитных полях.

Интенсивность передачи света, отн. ед. 14 = = = NA = 0.4512 10 NA = 0.308 NA = 0.226 4 2 4 8 10 12 14 16 18 20 6 Расстояние от зеркала до торца жгута, мкм

Рис. 13. Характеристики м.в.о.и.п. на основе сенсоров со структурой, представленной на рис. 11а, для волокон с различной числовой апертурой приема и излучения.

Интенсивность передачи света, отн. ед.



Рис. 14. Влияние диаметра волокна (цифры у кривых) на основную характеристику м.в.о.и.п.

Для большинства экспериментальных задач требуются преобразователи физических величин — датчики, обладающие не только высокой чувствительностью, но и достаточным пространственным и временным разрешением, и часто с возможностью работы в экстремальных условиях (высокие температуры, ударные нагрузки, радиационное воздействие и т.д.).

Пространственное разрешение в первом приближении определяется размерами чувствительного элемента в направлении градиента измеряемой величины.

С этих позиций м.в.о.и.п. является перспективным датчиком. С точки зрения временного разрешения, его характеристики линейны, начиная с 0 Гц до сверхвысоких частот. Поэтому м.в.о.и.п. работают как в области стационарных процессов и инфрачастот, так и в области сверхбыстрых процессов. Пространственное разрешение м.в.о.и.п. определяется в основном диаметром единичного волокна (10, 25, 50 мкм), он чувствителен к перемещениям менее 1 мкм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Явелов И.С., Каплунов С.М., Даниелян Г.Л. Волоконно-оптические измерительные системы. Прикладные задачи / Под ред. С.М. Каплунова. Москва, Ижевск: Научно-издательский центр "Регулярная и хаотическая динамика" 2010.
- Даниелян Г.Л., Федин Ю.Н. // Приборы и системы управления. 1998. № 8. С. 30.
- 3. Даниелян Г.Л., Манукян А.М., Мартиросян С.Г. А.с. № 1234723 СССР // БИ. № 20. Опубл. 30.05.1986.
- Даниелян Г.Л., Гюрджян Д.А., Манукян А.М. Численное моделирование волоконно-оптических жгутов // Информатика-87: Тез. докл. II Всесоюз. конф. по актуальным проблемам информатики и вычислительной техники. (Ереван, 20–22 октября) Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1987.

_ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, ____ МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 534.222.2+551.463.2

СИСТЕМА МНОГОЧАСТОТНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРХНЕГО СЛОЯ МОРЯ

© 2020 г. В. А. Буланов^{а,*}, И. В. Корсков^а, С. Н. Соседко^а, А. В. Стороженко^а

^а Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН Россия, 690041, Владивосток, ул. Балтийская, 43 *e-mail: bulanov@poi.dvo.ru Поступила в редакцию 28.12.2019 г. После доработки 28.12.2019 г.

Принята к публикации 12.01.2020 г.

Описаны способ и аппаратурный комплекс акустического зондирования для исследования акустических характеристик верхнего слоя моря с применением широкополосных остронаправленных инвертированных излучателей, устанавливаемых на дне. В основу способа положен принцип регистрации обратного рассеяния и отражения от водной поверхности акустических импульсов различной частоты, позволяющий одновременно измерять рассеяние и поглощение звука морской водой. Многочастотное зондирование позволяет реализовать акустическую спектроскопию пузырьков в приповерхностных слоях, проводить оценку содержания газа и получать данные о рассеивающих и поглощающих свойствах верхнего слоя морской воды при различных состояниях моря вплоть до штормовых. Приведены некоторые из результатов, полученных при многосуточном зондировании верхнего морского слоя на шельфе Японского моря.

DOI: 10.31857/S0032816220030167

введение

Акустическое зондирование на основе метода регистрации обратного рассеяния звука позволяет изучать мелкомасштабную структуру морской среды. Наиболее изменчивым слоем водной толши океана является верхний слой. и для этого слоя характерно сосредоточение биоресурсов и наличие интенсивных динамических процессов [1-3]. Флуктуации гидрофизических параметров среды за счет волновой турбулентности и других возмущений приводят к усилению рассеяния звука на высоких частотах [2-4]. Применение метода нестационарного широкополосного рассеяния [4] остронаправленных пучков ультразвука с использованием параметрических акустических излучателей [4, 5] позволяет получать новые экспериментальные данные о структуре пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн и их вовлечении в толщу моря.

Измерения концентрации пузырьков и их распределения по размерам g(R) в море проводились различными методами, и результаты этих исследований представлены в большом количестве работ [6–10]. Тем не менее, остаются неясными многие вопросы распределения пузырьков по глубине [7, 8], закономерности их эволюции во времени после прохождения различных возмущений [8, 9], а также связь с акустическими свойствами верхнего слоя моря [10, 11]. Основная проблема при реализации исследований по акустическому зондированию заключается в необходимости проводить длительные измерения с высоким пространственным и временным разрешением [3, 7–11]. К недостаткам традиционных гидрофизических методов изучения динамичного верхнего слоя моря следует отнести излишнюю инертность, что не позволяет в полной мере изучать тонкую структуру и детальную динамику в верхнем слое [2, 3].

Целью работы является разработка метода и аппаратурного комплекса, позволяющего доступным способом создать технологию акустического мониторинга верхнего слоя моря с применением широкополосных остронаправленных инвертированных излучателей, устанавливаемых на дне моря. Комплекс позволяет проводить измерения различных акустических и гидрофизических параметров с высоким пространственным и временным разрешением. Идея применения инвертированных излучателей для изучения структуры приповерхностного слоя не нова. Для примера можно сослаться на работы Торпа и Фармера с сотрудниками [2, 3, 7-9]. Новизна нашей работы заключается, прежде всего, в использовании акустических сигналов в широкой полосе ча-

стот за счет применения остронаправленных параметрических излучателей и излучателей с максимально возможным набором резонансных частот, позволяющих по отдельным точкам перекрывать широкий диапазон частот. К достоинствам разработанной компактной системы относится также возможность одновременно проводить измерения не только звукорассеивающих характеристик морской воды, но и измерять коэффициент поглощения звука и распределение пузырьков в приповерхностных слоях моря, проводить оценку содержания газа в воде и получать данные о спектре поверхностных волн при различных состояниях моря вплоть до штормовых. Ниже приведены для примера некоторые результаты, полученные при многосуточном зондировании верхнего морского слоя на шельфе Японского моря.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Основа способа базируется на измерениях рассеяния звука и одновременных измерениях параметров отражающихся от свободной поверхности периодических акустических импульсов. Имея информацию об амплитуде падающей на объем Vволны P_i и амплитуде рассеянной в обратном направлении волны P_{bs} , можно в борновском приближении определить коэффициент объемного рассеяния m_V [2–4]:

$$m_V = \frac{2}{\pi \theta^2 c \tau} \left(\frac{P_{bs}}{P_i} \right)^2, \qquad (1)$$

где $V_{imp} = \pi r^2 \theta^2 c \tau / 2$ – импульсный рассеивающий объем среды, θ — ширина характеристики направленности излучателя, c – скорость звука, τ – длительность импульса звука. Когда поглощение звука на расстоянии r невелико, амплитуду $P_i(r)$ можно записать в виде $P_i(r) = Ae^{-\alpha r}/r \approx A/r$, где α – коэффициент поглощения звука, A, Па · м – калибровочное значение амплитуды излучаемого звука, измеряемого в паскалях и приводимого, как правило, к расстоянию в 1 м. Значение *P*_{bs} измеряется непосредственно в эксперименте. Поэтому, работая с многократными импульсами и воспользовавшись выражением (1), можно зарегистрировать изменение во времени коэффициента рассеяния звука во всей толщи жидкости с высоким пространственным разрешением, которое определяется шириной характеристики направленности излучателя θ и длиной акустического импульса $l_{imp} = c\tau/2$, и с высоким временным разрешением, определяемым длительностью интервала времени между импульсами излучаемого звука. В условиях спокойного моря, без волнения и приповерхностных пузырьков, величину А можно найти по известной амплитуде P_{10} отраженного от поверхности импульса $A = P_{10}2h$, где h – глубина моря от поверхности до дна. При этом следует положить, что $\alpha h \ll 1$ и $V \approx -1$, так что $P_i(r) =$ $= P_{10}\exp(-\alpha r)(2h/r) \approx P_{10}(2h/r)$. Подставляя данное выражение $P_i(r)$ в формулу (1), получим

$$m_V(r) = \frac{1}{2\pi c\tau \theta^2} \left(\frac{K_{10}}{K_{bs}}\right)^2 \left(\frac{u_{bs}(r)}{u_{10}}\right)^2 \left(\frac{r}{h}\right)^2 \exp\left(\int_0^r \alpha(\xi) d\xi\right).$$
(2)

Здесь учтено, что величина регистрируемого сигнала связана с величиной давления в приходящем сигнале соотношением $u = \mu KP$, где μ , В/Па – чувствительность антенны на приеме, K – коэффициент усиления тракта приема. Дифференцируя (2) по r, получаем уравнение, связывающее коэффициент поглощения звука $\alpha(r)$ и коэффициент рассеяния $m_V(r)$:

$$\alpha(r) = \frac{d}{dr} \ln \left\{ m_{V}(r) 2\pi c \tau \theta^{2} \left(\frac{u_{bs}(r)}{u_{10}} \right)^{-2} \left(\frac{r}{h} \right)^{-2} \left(\frac{K_{10}}{K_{bs}} \right)^{-2} \right\} = \frac{d}{dr} \ln \left[\frac{m_{V}(r)}{r^{2} u_{bs}(r)^{2}} \right].$$
(3)

Функцию распределения пузырьков по размерам g(R) можно найти по частотной зависимости коэффициента рассеяния звука $m_{\nu}(\omega)$ в предположении, что основной вклад в рассеяние звука вносят резонансные пузырьки, радиус которых связан с частотой по формуле Миннерта $R(\omega) = \sqrt{3\gamma P_0/\rho}/\omega$ [3, 4, 6]:

$$g(R(\omega)) = \frac{2\delta_{\omega}}{\pi R^{3}(\omega)} m_{V}(\omega), \qquad (4)$$

где δ_{ω} – коэффициент резонансного затухания на частоте ω , а в формуле Миннерта P_0 – гидростатическое давление, $\gamma \approx 1.4$ – постоянная адиабаты газа внутри пузырька, ρ – плотность жидкости. Часто вместо величины g(R) с размерностью [см⁻⁴] пользуются величиной N(R) с размерностью [м⁻³ мкм⁻¹], которая связана с g(R) соотношением [4, 6] N(R), м⁻³ мкм⁻¹ = $10^2 g(R)$ [см⁻⁴]. Мы будем использовать оба способа описания спектра пузырьков в морской воде.

Коэффициент поглощения звука в пузырьковых облаках вблизи поверхности моря можно определить не только по формуле (3), но также рассчитать на основе данных, полученных для функции распределения пузырьков по размерам g(R) по формуле [11]:

$$\alpha \approx \frac{\omega}{c} \operatorname{Im} \left[1 + \frac{4\pi}{3} \frac{\rho c^2}{\gamma P_0} \int_0^\infty \frac{g(R) dR}{q(R, R_\omega)} \right]^{1/2}, \quad (5)$$



Рис. 1. Схема акустических измерений с донной станции (**a**, ΠK – персональный компьютер, $A \amalg \Pi$ – аналого-цифровой преобразователь) и спектр сигналов, отраженных от поверхности в параметрическом режиме (**б**, на врезке показана форма импульсных сигналов во времени).

где резонансный множитель $q(R, R_{\omega}) = 1 - (R/R_{\omega})^2 (1 + i\delta_{\omega}).$

ОПИСАНИЕ СИСТЕМЫ АКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Система акустического зондирования, в которой был использован указанный выше способ, была создана в Тихоокеанском океанологическом институте (ТОИ) ДВО РАН. Измерения проводились в бухте Витязь Японского моря. В состав аппаратурного комплекса входили тракт излучения звука с различными частотами, пьезокерамические преобразователи, тракт приема и система ввода и первичной обработки акустической информации (см. рис. 1).

Основу акустической части комплекса составляла донная система с гидроакустическими излучающими и приемными антеннами (h = 10-14 м). Система ввода и первичной обработки акустической информации включала в себя 14-разрядную плату ввода Ла2 USB (фирма "Руднев и Шиляев", Москва) с предельной частотой квантования 400 кГц, многоканальный цифровой регистратор МА-16 (фирма "Руднев и Шиляев") с предельной частотой записи 200 кГц, интерфейсную 12-разрядную плату ввода E20-10 (фирма "Л-Кард") с предельной частотой квантования 10 МГц, а также персональные компьютеры и специальные программы обработки и визуализации акустических сигналов.

Для проведения долговременных исследований рассеяния звука на планктоне и других микронеоднородностях морской среды на дне в бухте Витязь залива Петра Великого Японского моря были установлены две акустические донные си-

ленный широкополосный гидрофон для регистрации, проведения калибровок и контроля излучения. Вторая донная система включала сдвоенные высоконаправленные излучатели (угол 25° между осями излучения). Все применяемые излучатели имеют резонансные максимумы, чувствительность на приеме в линейном режиме достигала 200-600 мкВ/Па. Для расширения частотного диапазона применялся также нелинейный режим параметрического излучения. Применялись два разных параметрических излучателя. Первый представлял собой излучающую и приемную антенну рыбопоискового эхолота "Пескарь" (завод "Прибой", г. Таганрог) с рабочими частотами накачки 250-300 кГц и разностной частотой 15-50 кГц. Второй параметрический излучатель был изготовлен на основе излучателя СА200-8В эхолота FURUNO (Япония) с рабочей частотой 200 кГц и максимально допустимой мощностью 2 кВт. Разностные частоты использовались в интервале 15-40 кГц, ширина диаграммы направленности на рабочей частоте составляла 5.6° и в параметрическом режиме оставалась примерно одинаковой на всех разностных частотах, что является важным свойством параметрических излучателей [4, 11, 12]. Амплитудно-частотная характеристика чув-

стемы с инвертированными высоконаправленными эхолокаторами на частотах в интервалах

54-64, 110-126 кГц и 138, 216, 519 кГц. Расстояние между системами около 20 м. Основой первой системы является трехэлементный излуча-

тель. Ширина основного лепестка характеристи-

ки направленности на частоте 138 кГц составляла

11.5°, на частоте 216 кГц - 7.2°, и на частоте

519 к Γ ц — 3°. Кроме того, был установлен ненаправ-



Рис. 2. Коэффициент рассеяния звука частотой 145 кГц на пузырьках (области *1*) и на планктоне (области *2*, ночной период) в течение нескольких суток. Справа показано распределение пузырьков N(z) с резонансной частотой 145 кГц (радиус 20 мкм) в момент времени, отмеченный вертикальной штриховой линией.

ствительности излучателя, измеренная в полосе частот 20–400 кГц, составляла на резонансе около 1000 Па/В.

На рис. 1б показан спектр отраженных от поверхности сигналов в параметрическом режиме. При этом высокочастотная накачка проводилась на частотах 170 и 200 кГц, генерируемая в нелинейной морской среде разностная частота составляла 30 кГц. Там же на врезке рис. 1б показаны зависимости формы сигналов от времени.

Береговой комплекс аппаратуры позволял проводить многочастотное измерение сигналов рассеяния различными методами. Применялся метод одновременного излучения импульсов разных частот с последующей фильтрацией принимаемых сигналов по каналам [5] (рис. 1). В качестве цифрового генератора сигналов использовали программируемый генератор ГСПФ-053 (фирма "Руднев и Шиляев"). Широкополосные усилители мощности У7-5 использовались в качестве предварительных усилителей, оконечными усилителями были усилители, выполненные на базе высоковольтных транзисторов, они позволяли поднимать выходное напряжение до 400 В. Коммутатор сигналов был выполнен по схеме диодных коммутаторов эхолотов. В качестве селективных усилителей использовались нановольтметры SN-233 и SN-232 (фирма UNIPAN, Польша), третьоктавные фильтры RFT01018 (фирма Robotron, Германия), микрофонные усилители RFT00011 (Robotron, Германия). Фильтры на отдельные частоты были изготовлены в лаборатории гидрофизики ТОИ ДВО РАН.

Упростить описанную схему стало возможно, применяя гетеродинное преобразование частот. Используя излучатели с частотами f_1, f_2 и f_3 , равными 519, 216 и 138 кГц, можно применить следующую двухканальную схему. Частота гетеродина $f_{\rm G}$ выбирается так, чтобы сигналы с частотами 519, 216 кГц преобразовывались в один тракт усиления промежуточной частоты f_0 . Так как на выходе гетеродина присутствует как разностная, так и суммарная частоты, промежуточная частота f_0 выбирается так, чтобы соблюдалось равенство $f_1 - f_0 = f_2 + f_0 = f_G$, откуда $f_0 = (f_1 - f_2)/2$. Для частот 519 и 216 кГц промежуточная частота $f_0 =$ = 151.5 кГц, тогда частота гетеродина равна $f_{\rm G}$ = = 367.5 кГц, как для суммарного, так и для разностного сигнала.

При использовании излучателей с другими рабочими частотами требуется только изменить частоту гетеродина без замены усилителей и фильтров. Другим важным моментом является понижение частоты сигнала при гетеродинировании – в нашем случае почти в 3.5 раза (с 519 до 150 кГц), что позволяет экономить соответствующее количество памяти. Для восстановления исходного сигнала можно сделать обратное преобразование частот. Сигналы с частотой 138 кГц записываются



Рис. 3. Изменение во времени средней объемной концентрации газа x(t), заключенного в пузырьках (**a**), и спектр функции концентрации газа (**б**) при наличии пузырьковых облаков, образующихся при обрушении ветровых волн.

без преобразования непосредственно на второй канал АЦП. Таким образом, применение гетеродина в приемном тракте многочастотной системы измерения рассеяния звука позволяет упростить схему за счет использования единого перестраиваемого тракта усиления сигналов промежуточной частоты и при этом уменьшить поток данных за счет снижения частоты сигналов, сэкономив ресурсы системы обработки и накопления данных.

Для проведения быстрой обработки данных и визуализации результатов измерений была разработана программа Scatter2 [13]. Программа Scatter2 является развитием программы Scatter, которая многократно использовалась при обработке данных акустического зондирования, полученных в различных районах океана [14].

ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕРХНЕГО СЛОЯ МОРЯ

Использование описанного выше комплекса аппаратуры и программ обработки результатов измерений позволило получить данные по рассеянию звука в зависимости от глубины расположения рассеивающих объектов z и времени t на пузырьках (области 1) и планктоне (области 2) и оценить распределение коэффициента объемного рассеяния звука $m_V(z,t)$ на пузырьках и планктоне в течение нескольких суток (рис. 2). Области 2 на оси времени t соответствуют ночному периоду, когда планктон проявляется наиболее ярко. Воспользовавшись формулой (4), можно определить распределение пузырьков $N_{\omega}(t, z)$, которое показано справа на рис. 2 для пузырьков, резонансная частота которых равна 145 кГц, что соответствует размерам 20 мкм.

Используя данные для рассеяния звука, можно изучить изменение во времени средней объемной концентрации газа $x = (4\pi/3) \int_{\{R\}} g(R)R^3 dR$, заключенного в пузырьках во всей толще слоя морской воды. Изменение во времени средней объемной концентрации газа, заключенного в пузырьках во всей толще слоя морской воды, представлено на рис. За. Спектр функции концентрации газа показан на рис. Зб. Видно, что концентрация газа достаточно велика, хорошо различимы характерные спектральные пики, отвечающие периодам усиления ветра над поверхностью моря и дающие начало пузырьковым облакам в воде и аномальному рассеянию звука, детали которых хорошо видны на рис. 2.

На основе экспериментальных данных по рассеянию звука, описывающих рассеяние звука на пузырьковых структурах вблизи поверхности моря, по формулам (3) и (5) можно рассчитать коэффициент поглощения звука. На рис. 4 представлены результаты расчета поглощения звука на частоте 145 кГц в приповерхностном слое пузырьков, из которых видно избыточное поглощение звука в пу-



Рис. 4. Коэффициент поглощения звука на частоте 145 кГц в приповерхностном слое пузырьков.

зырьковом слое. Вблизи поверхности моря поглощение звука в 100 раз превышает поглощение звука в чистой воде α_0 . На больших глубинах поглощение звука стремится к известному значению поглощения звука в чистой воде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан способ и продемонстрировано применение аппаратурного комплекса для исследования акустических характеристик верхнего слоя моря с применением широкополосных остронаправленных инвертированных излучателей, которые устанавливают на дно. Показано, что многочастотное зондирование позволяет проводить акустическую спектроскопию пузырьков в приповерхностных слоях моря, оценивать содержание газа и получать данные о рассеивающих и поглощающих свойствах верхнего слоя морской воды при различных состояниях моря вплоть до штормовых.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке по теме № АААА-А17-117030110040-8, по грантам РФФИ (№ 17-02-00561а и № 18-32-20146 мол_а_вед) и программе "Дальний восток" № 18-I-004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Андреева И.Б. // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 4. С. 437.
- Gemmrich J.R., Farmer D.M. // J. Phys. Oceanogr. 2004. V. 34. P. 1067. https://doi.org/10.1175/1520-
 - 0485(2004)034<1067:NTITPO>2.0.CO;2
- Thorpe S.A., Osborn T.R., Farmer D.M., Vagle S. // J. Phys. Oceanogr. 2003. V. 33. P. 2013. https://doi.org/10.1017/S0022112082000123
- 4. Akulichev V.A., Bulanov V.A. // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 130. № 5. Part 2. P. 3438. https://doi.org/10.1121/1.3636371
- 5. Буланов В.А., Корсков И.В. // ПТЭ. 2009. № 3. С. 120.
- Medwin H. // J. Acoust. Soc. Am. 1977. V. 62. P. 1041. https://doi.org/10.1121/1.381617
- Vagle S., Farmer D. // J. Atmosph. and Ocean. Technology. 1992. V. 9. P. 630. https://doi.org/10.1175/1520-0426(1992)009<0630:TMOBSD>2.0.CO;2
- Vagle S., McNeil C., Steiner N. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. C12054. https://doi.org/10.1029/2009JC005990
- 9. *Baschek B., Farmer D.M.* // J. Atmosph. and Ocean. Technology. 2010. V. 27. № 1. P. 241. https://doi.org/10.1175/2009JTECHO688.1
- 10. *Deane G.B., Preisig J.C., Lavery A.C.* // IEEE J. Ocean. Eng. 2013. V. 38. № 4. P. 632. https://doi.org/10.1109/JOE.2013.2257573
- Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. ISBN 978-5-9909943-8-6.
- 12. *Кузнецов В.П.* Нелинейная акустика в океанологии. М.: Физматлит, 2010.
- Соседко С.Н. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ 2019619697. Опубл. 23.07.2019.
- 14. *Акуличев В.А., Буланов В.А., Стороженко А.В.* // Доклады Академии наук. 2011. Т. 438. № 2. С. 267.

__ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 53.082.56:543.427.3

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ АКТИВАТОРОВ РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНЫМ МЕТОДОМ НА ПРИМЕРЕ ИОНОВ Cr В КРИСТАЛЛАХ Al₂O₃

© 2020 г. В. Е. Асадчиков^{*a*}, Б. С. Рощин^{*a*,*}, В. А. Федоров^{*a*}, А. Д. Нуждин^{*a*}, В. А. Шишков^{*a*}

^а Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59 *e-mail: ross@crys.ras.ru

> Поступила в редакцию 25.11.2019 г. После доработки 25.11.2019 г. Принята к публикации 30.11.2019 г.

Рассмотрен способ измерения концентрации ионов Cr^{3+} в монокристаллах рубина $(Al_2O_3 : Cr^{3+})$ с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Для количественных измерений проведена калибровка лабораторного энергодисперсионного спектрометра методом внешнего стандарта. При построении градуировочной зависимости использована серия тестовых образцов кристаллов рубина, в которых концентрация ионов Cr^{3+} определялась по спектрам длинноволновой U-полосы поглощения рубина с максимумом в области 550 нм. Получена линейная зависимость интенсивности рентгеновской флуоресценции от концентрации ионов хрома, что свидетельствует об отсутствии матричных эффектов в исследованном диапазоне концентраций Cr^{3+} (от 0.01 до 0.8 вес. %). Отмечена возможность использования рассмотренной методики для измерения концентрации других активаторов в диэлектрических ионных кристаллах.

DOI: 10.31857/S0032816220030015

ВВЕДЕНИЕ

Рентгенофлуоресцентный анализ (р.ф.а.) занимает значительное место в аналитических методах исследования состава материалов [1, 2]. Объектами исследований методом р.ф.а. являются минералы, металлы и сплавы, материалы строительной, стекольной и топливной промышленности [3, 4]. Преимущества метода р.ф.а. заключаются в оперативности проведения исследований, относительной простоте подготовки проб, возможности исследования самых разнообразных объектов (твердых, порошкообразных и жидких материалов), а также тонких слоев, пленок и биологических образцов [5, 6].

В частности, ранее нами изучена рентгенофлуоресценция ионов цезия, которая была вызвана рентгеновским пучком, многократно отраженным от поверхности вращающегося кремнеземного гидрозоля, что соответствует так называемому эффекту "шепчущей галереи" [7–9]. Немаловажной особенностью р.ф.а. является неразрушающий характер метода. Рентгенофлуоресцентный анализ также широко применяется в медицине и научно-исследовательских целях [10–13]. Традиционно методом р.ф.а. определяют основные компоненты состава исследуемых объектов. Относительно редко р.ф.а. используется при исследовании содержания примесей (активаторов) в кристаллических материалах [14]. В технологии выращивания кристаллов весьма важной является задача оперативного измерения концентрации активатора, распределения примеси в объеме выращенного кристалла. В этом плане р.ф.а. как экспрессный и неразрушающий метод измерения содержания примеси в кристалле может быть весьма полезным.

В данной работе на примере кристаллов рубина (Al_2O_3 : Cr) рассмотрен способ определения концентрации активатора в синтетических кристаллах с помощью р.ф.а. Использована экспрессная методика измерения содержания ионов Cr³⁺ в концентрационной серии образцов сравнения, необходимых для последующей градуировки р.ф.а.-спектрометра, основанная на регистрации спектров поглощения [15]. Образцы сравнения изготавливались в виде полированных пластин из кристаллов рубина, выращенных методом Вернейля [16]. Методические аспекты работы могут быть использованы для калибровки спектрометров и измерения методом р.ф.а. концентрации ряда других активаторов с незаполненными *d*- и *f*-оболочками в диэлектрических кристаллах.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для калибровки в нашей работе использован экспрессный метод определения концентрации хрома в кристаллах рубина, основанный на регистрации спектров поглощения [15]. В основе метода лежит известный закон Бугера—Ламберта— Бера, определяющий ослабление параллельного монохроматического пучка света при его распространении в поглощающей среде:

$$I = I_0 e^{-D(\lambda)} = I_0 e^{-\kappa(\lambda)l}, \tag{1}$$

где I_0 – интенсивность входящего пучка; I – интенсивность прошедшего пучка; l – толщина слоя вещества, через которое проходит свет; $D(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ – спектральная оптическая плотность и спектральный показатель поглощения соответственно.

В свою очередь, спектральный показатель поглощения $\kappa(\lambda)$ в формуле (1) связан с концентрацией активатора (примеси) соотношением:

$$\kappa(\lambda) = \sigma(\lambda)N,$$
 (2)

где $\sigma(\lambda)$ — поперечное сечение перехода (поглощения) на длине волны λ ; *N* — число ионов активатора (примеси) в единице объема.

Необходимо отметить, что непосредственное определение концентрации активатора по спектрам поглощения из соотношения (2) невозможно, поскольку априори неизвестно поперечное сечение перехода. Спектральный метод измерения (как и р.ф.а.) не является абсолютным, т.е. нуждается в калибровке по образцам с известной концентрацией ионов хрома. К методам, позволяющим измерить концентрацию примеси, относятся, например, масс-спектральный анализ и метод, основанный на измерении магнитной восприимчивости кристаллов при низких температурах.

В спектрофотометрическом методе определения концентрации хрома в кристаллах рубина, предложенном в работе [15], регистрируется оптическая плотность *D* образца в максимуме U-полосы ($\lambda = 555$ нм) поглощения обыкновенной волны кристаллов рубина. Спектры поглощения регистрировались на спектрофотометрах Cary 5000 и Specord M40. Концентрация ионов хрома вычислялась по формуле

$$C = \alpha \frac{1}{l} (D_{555} - D_{700}) \cdot 100\%, \qquad (3)$$

где *C*, вес. % – концентрация ионов хрома; *l*, см – толщина образца; α – размерный коэффициент.

В общем случае ослабление светового потока в кристаллах рубина обусловлено как поглощением ионами Cr^{3+} , так и дополнительными потерями, в частности, на отражение и рассеяние света в образце. Для исключения последних из полученного в (2) при $\lambda = 555$ нм значения спектральной оптической плотности вычитается значение оптической плотности при $\lambda = 700$ нм, где поглощение, обусловленное ионами хрома, отсутствует.

Для определения коэффициента α в работе [17] были сопоставлены значения оптической плотности в спектрах поглощения образцов рубина со значениями концентрации хрома, полученными по данным исследований анизотропии магнитной восприимчивости при низких температурах (4.2–1.5 К). Магнитный метод измерения концентрации является абсолютным, позволяющим определить концентрацию ионов Cr^{3+} , изоморфно замещающих ионы Al^{3+} в решетке корунда. Для калибровочного коэффициента α получено значение 2.9 · 10⁻⁴ см.

При измерениях на образцах, ориентированных произвольно относительно оптической оси кристалла. нужно пользоваться поляризованным светом, располагая образец так, чтобы оптическая ось была перпендикулярна плоскости колебаний поляризатора. В наших экспериментах оптическая плотность кристаллов рубина измерялась на плоскопараллельных полированных образцах, вырезанных перпендикулярно оптической оси кристалла. В этом случае измерения можно проводить в неполяризованном свете. Поскольку кристаллы, выращенные методом Вернейля, характеризуются высоким уровнем остаточных напряжений и соответственно не очень хорошим оптическим совершенством, при определении концентрации по спектрам поглощения использована процедура прямых многократных измерений.

Рентгенофлуоресценция концентрационной серии образцов рубина регистрировалась на лабораторной установке, схема которой показана на рис. 1. Источником излучения на дифрактометре [18] являлась рентгеновская трубка с медным анодом (E = 8045 эВ). Держатель образца обеспечивал идентичное расположение образцов относительно источника рентгеновского излучения и детектора. Угол скольжения составлял 45°. Размер пятна, засвечиваемого пучком на образце, равен ~150 мкм по вертикали и ~5 мм по горизонтали. Флуоресцентный детектор Атрtek X-123 [19] был настроен на измерение интенсивности линии Сг K_{α} и располагался на расстоянии 4 мм от области засветки.

Для построения градуировочного графика (в примененном в настоящей работе методе внешнего стандарта) в качестве образцов сравнения использовалась концентрационная серия полированных пластин из кристаллов рубина (Al₂O₃ : Cr)



Рис. 1. Схема эксперимента. *1* – рентгеновская трубка; *2* – апертурная щель; *3* – узел кристалла-монохроматора; *4* – коллимирующие щели; *5* – вакуумные пути с рентгенопрозрачными окнами; *6* – приемные щели детектора; *7* – образец; *8* – кольцевая опора источника излучения; *9* – юстировочный столик; *10* – кольцевая опора детектора; *11* – сцинтиляционный детектор; *12* – флуоресцентный детектор-спектрометр.

с концентрацией ионов Cr^{3+} от 0.01 до 0.8 вес. %, которая была определена из спектров поглощения по рассмотренной выше методике. Толщина образцов (0.5–5 мм) обеспечивала выполнение условия регистрации рентгеновской флуоресценции в "насыщенных" слоях (толщина образца существенно больше глубины полного поглощения возбуждающего рентгеновского излучения).

Согласно теоретическим оценкам [4, 20], глубина поглощения в сапфире рентгеновского излучения с энергией 8045 эВ не превышает 100 мкм.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как известно [4], форма зависимости интенсивности рентгеновской флуоресценции от измеряемой концентрации вещества в пробе в значительной степени зависит от матричных эффектов: эффектов матричного поглощения и эффектов вторичного возбуждения.

Эффекты вторичного возбуждения в синтетическом рубине (Al_2O_3 : Cr) не должны наблюдаться, поскольку кристалл-основа не содержит более тяжелых по сравнению с Cr элементов, флуоресцентное излучение которых способно вызвать возбуждение линии Cr K_{α} .

При выполнении условия измерений в "насыщенных" слоях форма зависимости интенсивности в общем случае не является линейной и зависит от ослабляющих свойств анализируемой пробы как для первичного возбуждающего излучения, так и для анализируемой рентгеновской флуоресценции [4]. Ослабляющие свойства пробы, в свою очередь, определяются ее химическим составом и концентрацией анализируемого вещества. Однако в нашем случае, при низкой концентрации Сг

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

(<1 вес. %), влиянием ослабляющих свойств ионов Сг можно пренебречь и эффекты матричного поглощения будут определяться поглощением рентгеновского излучения только кристаллом-основой.

Таким образом, для синтетического рубина $(Al_2O_3 : Cr)$ в наших условиях эксперимента следует ожидать линейной зависимости интенсивности сигнала рентгеновской флуоресценции от концентрации ионов хрома.

Результаты определения концентрации методом внешнего стандарта представлены в табл. 1.

Интенсивность CrK_{α} , импульсы/с



Рис. 2. Зависимость интенсивности рентгеновской флуоресценции от концентрации ионов Cr^{3+} , изоморфно замещающих ионы Al^{3+} в монокристаллах корунда.

№ образца	Толщина образца, мм	Концентрация Cr ³⁺ , вес. % (по семи измерениям)	Интенсивность флуоресценции Сг <i>К</i> _α , импульсы/с
1	2.25	0.0112 ± 0.001	0.267 ± 0.044
2	4.93	0.0242 ± 0.0012	0.617 ± 0.041
3	5.10	0.0436 ± 0.0017	1.044 ± 0.122
4	1.28	0.1578 ± 0.0062	3.918 ± 0.175
5	0.85	0.2091 ± 0.0064	5.011 ± 0.261
6	1.02	0.2519 ± 0.0069	6.039 ± 0.438
7	0.52	0.7830 ± 0.0692	19.806 ± 0.573

Таблица 1. Результаты определения концентрации ионов хрома и интенсивности флуоресценции в исследованных образцах

На основе полученных данных построена градуировочная зависимость (рис. 2).

Как и следовало ожидать, зависимость интенсивности рентгеновской флуоресценции от концентрации ионов Cr является линейной (в пределах погрешностей измерения концентрации Cr и интенсивности флуоресценции). Необходимо отметить, что, поскольку использованная в настоящей работе оптическая методика определения концентрации относится к ионам Cr³⁺, изоморфно замещающим ионы Al³⁺ в кристаллической решетке корунда, именно к таким ионам хрома относится представленная на рис. 2 градуировочная зависимость. Общее содержание хрома в рубине примерно на 10-20% превышает концентрацию Cr³⁺, поскольку не весь хром входит в решетку корунда изоморфно [17]. Линейный характер полученной градуировочной зависимости также свидетельствует о наличии прямой пропорциональности между общим содержанием хрома и концентрацией ионов Cr^{3+} , изоморфно замещающих ионы Al^{3+} : $C_{Cr \, obm} =$ $= KC_{Cr^{3+}}$. Для определения коэффициента K и получения градуировочной зависимости рентгеновской флуоресценции для общего содержания хрома в рубине необходимо осуществить калибровку спектральных данных по образцу с известной общей концентрацией ионов хрома, которая может быть определена одним из методов прецизионного элементного анализа.

Рассмотренная методика построения калибровочных зависимостей рентгеновской флуоресценции методом внешнего стандарта может быть применена к широкому ряду других синтетических кристаллов, активированных ионами с незаполненной *d*-оболочкой (ионы группы железа, палладия и платины). В спектрах многих ионов с незаполненной *d*-оболочкой наблюдаются широкие полосы поглощения [21], которые в определенном диапазоне концентраций подчиняются закону Бугера. По таким спектрам, как и в рассмотренном примере кристаллов Al_2O_3 : Cr^{3+} , может быть выполнена калибровка серии тестовых образцов сравнения по концентрации иона-активатора.

Методика может быть применена также к кристаллам с редкоземельными ионами, обладающими широкими f-d-полосами поглощения, в частности к широкому классу сцинтилляционных материалов, активированных ионами Се и Pr.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен способ измерения концентрации ионов Cr^{3+} в монокристаллах рубина (Al₂O₂ : Cr^{3+}) по данным р.ф.а. с использованием метода внешнего стандарта. Для построения градуировочной зависимости использована серия тестовых образцов сравнения из кристаллов рубина, в которых концентрация ионов Cr³⁺ определялась экспрессным методом по спектрам длинноволновой U-полосы поглощения рубина с максимумом в области 550 нм. Получена линейная зависимость интенсивности рентгеновской флуоресценции от концентрации ионов хрома, что свидетельствует об отсутствии матричных эффектов в исследованном диапазоне концентраций Cr³⁺ (от 0.01 до 0.8 вес. %), а также о прямой пропорциональности между общим содержанием хрома и концентрацией ионов Cr³⁺. изоморфно замешающих ионы Al³⁺.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН в части рентгеновских и спектральных исследований и при поддержке РФФИ (проект № 18-29-12099 мк) в части изготовления тестовых образцов и определения концентраций активатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

 Handbook of Practical X-Ray Fluorescence Analysis / Eds. B. Beckhoff, B. Kanngießer, N. Langhoff, R. Wedell, H. Wolff. Berlin: Springer, 2006. https://doi.org/10.1007/978-3-540-36722-2

- Handbook of X-Ray Spectrometry / Eds. R.E. Van Grieken, A.A. Markowicz. 2nd ed. N.Y.: Marcel Dekker, Inc., 2002. https://doi.org/10.1021/ja015389k
- 3. *Bennett H., Oliver. G.* XRF Analysis of Ceramics, Minerals and Allied Materials. Chichester: Wiley, 1992. https://doi.org/10.1002/xrs.1300220512
- Бахтиаров А.В., Савельев С.К. Рентгенофлуоресцентный анализ минерального сырья. СПб.: Издво С.-Петерб. ун-та, 2014. С. 58.
- 5. A Practical Guide for the Preparation of Specimens for XRF and XRD Analysis / Eds. V.E. Buhrke, R. Jenkins, D.K. Smith. N.Y.: Wiley, 1998.
- Blank A.B., Eksperiandova L.P. // X-Ray Spectrometry. 1998. V. 27. P. 147.
- Goray L.I., Asadchikov V.E., Roshchin B.S., Volkov Yu.O., Tikhonov A.M. // OSA Continuum. 2019. V. 2(2). P. 460. https://doi.org/10.1364/OSAC.2.000460
- Goray L.I., Asadchikov V.E., Roshchin B.S., Volkov Yu.O., Tikhonov A.M. // IEEE Proc. of the International Conference "Days on Diffraction 2017". St. Petersburg, June 19–23, 2017. P. 64.
- 9. *Tikhonov A.M.* // J. Chem. Phys. 2009. V. 130. P. 024512.
 - https://doi.org/10.1063/1.3056663
- Paunesku T., Vogt S., Maser J., Lai B., Woloschak G. // J. of Cellular Biochemistry. 2006. V. 99. P. 1489. https://doi.org/10.1002/jcb.21047
- Börjesson J., Isaksson M., Mattsson S. // Acta Diabetol. 2003. V. 40. Suppl. 1. P. s39. https://doi.org/10.1007/s00592-003-0024-z

- Taylor M., Bytheway R., Tanner B.K., Watanabe M., Isoyama G., Spielmann C. X-ray spectrometry: recent technological advances. / Eds.: T. Kouichi, I. Jasna, R.E. Van Grieken. Chichester: Wiley, 2004. https://doi.org/10.1002/0470020431.ch2
- Mantler M., Schreiner M. //X-Ray Spectrometry. 2000. V 29. P. 3. https://doi.org/10.1002/(SICI)1097-4539(200001/02)29:13.3.CO;2-F
- Sitko R., Zawisza B., Malicka E. // Spectrochimica Acta. Part B. 2008. V. 63. P. 1303. https://doi.org/10.1016/j.sab.2008.09.017
- 15. Грум-Гржимайло С.В., Ченцова Л.Г., Шнырев Г.Д. Определение концентрации Сг³⁺ в стержневых кристаллах рубина по спектрам поглощения // Методы и приборы для контроля качества кристаллов рубина. М.: Наука, 1968. С. 50.
- 16. Багдасаров Х.С. Высокотемпературная кристаллизация из расплавов. М.: Физматлит, 2004.
- Севастьянов Б.К. Магнитный метод определения концентрации ионов хрома в рубине // Методы и приборы для контроля качества кристаллов рубина. М.: Наука, 1968. С. 41.
- Асадчиков В.Е., Бабак В.Г., Бузмаков А.В., Дорохин Ю.П., Глаголев И.П., Заневский Ю.В., Зрюев В.Н., Кривоносов Ю.С., Мамич В.Ф., Мосейко Л.А., Мосейко Н.И., Мчедлишвили Б.В., Савельев С.В., Сенин Р.А., Смыков Л.П. и др. // ПТЭ. 2005. № 3. С. 99.
- https://www.amptek.com/products/sdd-x-ray-detectors-for-xrf-eds/x-123sdd-complete-x-ray-spectrometer-with-silicon-drift-detector-sdd
- 20. http://henke.lbl.gov/optical_constants/atten2.html
- 21. Свиридов Д.Т., Свиридова Р.К., Смирнов Ю.Ф. Оптические спектры ионов переходных металлов в кристаллах. М.: Наука, 1976.

_ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 681.7.05

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ ТЕРМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

© 2020 г. К. Н. Миньков^{*a,b,**}

^а Всероссийский НИИ оптико-физических измерений Россия, 119361, Москва, ул. Озерная, 46 ^b Московский институт электроники и математики им. А.Н. Тихонова Национального исследовательского университета "Высшая школа экономики", Москва, Россия *e-mail: k.n.minkov@yandex.ru Поступила в редакцию 06.12.2019 г.

После доработки 06.12.2019 г. Принята к публикации 12.12.2019 г.

Описана установка для изготовления оптических диэлектрических микрорезонаторов из кварцевого стекла термическим методом. Отличительной особенностью данной установки является возможность автоматизированного изготовления резонаторов с заданными диаметром и отклонением между плоскостью, касательной к экватору резонатора, и осевой линией ножки. Приведены результаты сравнения "ручной" и механизированной технологии изготовления резонаторов, демонстрирующие преимущества последней.

DOI: 10.31857/S0032816220030131

введение

С момента изобретения [1] оптические диэлектрические микрорезонаторы (далее – резонаторы) с модами "шепчущей" галереи нашли широкое применение в качестве модуляторов [2, 3], эталонов для стабилизации частоты лазеров [4], многорезонаторных структур [5], детекторов наночастиц [6] и т.д. Оптический резонатор представляет собой тело вращения, изготовленное из оптически прозрачного диэлектрика (рис. 1) диаметром от нескольких миллиметров до десятков микрометров.

Подобные резонаторы обладают уникальными характеристиками, такими как высокая добротность, возможность перестройки частоты моды, миниатюрные размеры, низкий порог проявления нелинейных эффектов. Среди них наиболее важной характеристикой является добротность Q, которая ограничивается потерями [7], связанными с поглощением света в материале, рассеянием на оптических неоднородностях в объеме резонатора и вблизи его поверхности, потерями на связь.

Для широкого применения резонаторов необходима разработка доступной методики производства, которая обеспечивала бы минимальные затраты времени, а также высокую воспроизводимость геометрических размеров и высокую добротность изготовленных резонаторов. Наиболее распространенными методами изготовления резонаторов являются методы литогра-



Рис. 1. Схематическое изображение резонаторов с характерным диаметром от нескольких миллиметров до десятков микрометров. Резонаторы с различными угловыми отклонениями между плоскостью, касательной к экватору резонатора, и осевой линией ножки: \mathbf{a} – резонатор без отклонения (плоскость параллельна оси); \mathbf{b} – резонатор, имеющий наклон плоскости, касательной к экватору, относительно осевой линии ножки. 1 – экватор резонатора; 2 – осевая линия ножки; α – угловое отклонение.

фии [8], механической [9] и термической обработки [6] материалов.

Резонаторы, изготовленные методом литографии, отличаются высокой локализацией поля и воспроизводимостью диаметра. Однако в большинстве случаев имеют среднюю добротность $(Q \sim 10^4 - 10^7)$, при этом реализация литографического способа изготовления требует применения дорогостоящего оборудования и отлаженной технологии производства. Резонаторы, изготовленные методом механической обработки материалов, обладают наивысшей добротностью. до $O \sim 3 \cdot 10^{11}$ [10], хорошей локализацией поля и воспроизводимостью диаметра, однако изготовление таких резонаторов занимает много времени и требует привлечения высококвалифицированного персонала. После изготовления резонатора на станке требуется дополнительная асимптотическая полировка, которая проводится вручную, что ухудшает воспроизводимость размеров.

Резонаторы, изготавливаемые методом термической обработки из плавленого кварца, имеют высокую добротность $Q \sim 10^9$. Оборудование, необходимое для изготовления подобных резонаторов, существенно дешевле. Недостатком этого метода является то, что он применим только к стеклообразным материалам, кроме того, подобные резонаторы имеют разные геометрические размеры. Для достижения температуры, необходимой для плавления кварца, можно использовать нагрев в пламени кислородно-водородной смеси (к.в.с.) [6], разряд электрической дуги [11] или нагрев с помощью мощного CO₂-лазера [12].

Формирование теплового поля с помощью СО₂-лазера при изготовлении резонаторов приводит к возникновению градиента температур вдоль заготовки, в результате этого форма резонатора может отличаться от сферической. Чтобы минимизировать влияние градиента температуры, можно поместить резонатор в круглую сапфировую трубку, однако полностью лишиться градиента не удается.

Создание теплового поля за счет электрической дуги сопровождается испарением материала электродов. Это приводит к загрязнению резонаторов в момент изготовления, в результате чего их добротность оказывается невысокой.

Формирование теплового поля в пламени к.в.с. позволяет избежать загрязнения поверхности резонатора. Первоначально при их изготовлении в пламени к.в.с. использовали цилиндрические заготовки с последующим втягиванием и оплавлением самого резонатора [13]. Результат работы сильно зависит от умения оператора, поэтому резонаторы могут различаться формой и угловым отклонением между плоскостью, касательной к экватору резонатора, и осевой линией ножки (рис. 1). Резонаторы с минимальными отклонениями в геометрических параметрах могут успешно применяться, например, для детектирования наночастиц или биологических объектов, где это особенно важно, так как резонатор является сменным одноразовым чувствительным элементом [6].

Автором данной статьи была экспериментально продемонстрирована возможность приготовления резонаторов из плавленого кварца с добротностью $Q = 10^9$ на длине волны 640 нм [6]. В цели данной работы входило создание установки и отработка автоматизированной технологии изготовления партии резонаторов термическим способом с минимальными отклонениями от заданных геометрических параметров: диаметра и углового отклонения.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ РЕЗОНАТОРОВ

Схема разработанной установки для изготовления резонаторов представлена на рис. 2. Она выгодно отличается от подобных установок тем, что резонаторы изготавливаются с применением кругового нагрева. Предварительно были исследованы разные варианты кругового нагрева заготовок. В первом варианте предполагался нагрев с восьми сторон соплами Ø0.6 мм. Однако проведенные исследования показали, что точно настроить такую систему крайне сложно. В другом варианте заготовки нагревали посредством кругового щелевидного сопла, однако нестабильность работы приводила к ее перегреву. Проведенные экспериментальные исследования показали, что резонаторы можно изготавливать при очень больших потоках газа. В связи с этим был предложен способ нагрева с помощью двух сопел с увеличенным диаметром, что позволило увеличить и количество энергии, сообщаемое заготовке в единицу времени.

В данной установке для нагрева заготовки используются два сопла, расположенных таким образом, что потоки пламени пересекаются, уравновешивая силы, действующие на заготовку с разных сторон. Это позволяет изготавливать резонаторы с высокой повторяемостью и с минимальным наклоном.

Для точного позиционирования сопел используются поворотные столики. Процесс настройки контролируется с помощью видеокамеры, наблюдая процесс на экране монитора. Источником к.в.с. является электролизная установка ЛИ-ГА 02С. По пути к соплам газовая смесь проходит через водный затвор и редуктор, позволяющий точно регулировать поток газа. Формирование пламени происходит при помощи сопел, представляющих собой изогнутые по шаблону прока-



Рис. 2. Схема установки для автоматизированного изготовления резонаторов. 1 — микрометрическая подвижка MT1B/M (Thorlabs); 2 — поворотные уголки KM100 (Thorlabs); 3 — микрометрическая подача 7T173 (Standa); 4 — сопло пламени гасителя; 5 — компрессор; 6 — электролизная установка ЛИГА 02С; 7 — держатель заготовки.

ленные медицинские иглы с внешним диаметром 1.2 и длиной 40 мм.

При использовании сопел больших диаметров можно получить резонаторы больших размеров, что может быть использовано для создания гироскопов на эффекте Саньяка [9], где отклик зависит от площади контура.

Для обеспечения жесткости конструкции установки ее элементы расположены на несущей плите MB3045/M (Thorlabs, США). Эта плита с помощью кронштейнов закреплена на основании, изготовленном из дюралюминия Д16Т. Микрометрическая подача 7T173 (Standa, Латвия) является съемной, что обеспечивает удобство установки/изъятия резонатора из держателя. Держатель образца – цилиндр с цанговым зажимом на конце, в который зажимается патрон, удерживающий при помощи резиновых колец заготовку волокна. Держатель крепится к микрометрической подаче винтами M6.

Симметрично относительно заготовки располагаются два микрометрических столика MT1B/M (Thorlabs, США). На подвижные площадки столиков устанавливают поворотные уголки KM100 (Thorlabs, США), в которые вставляются и фиксируются шпильками направляющие сопел.

К направляющим с одной стороны подключают патрубки от электролизной установки *6*, а с другой — сопла. Для визуализации изображения используется видеокамера, закрепленная на штативе. Внешний вид установки показан на рис. 3.



Рис. 3. Внешний вид установки для изготовления резонаторов.

МЕТОДИКА ИЗГОТОВЛЕНИЯ РЕЗОНАТОРОВ

Методика изготовления высокодобротных микрорезонаторов на созданной установке включает ряд последовательных действий, которые пошагово выполняет оператор. В качестве заготовки для вытягивания использовалось кварцевое одномодовое волокно SM600 (Thorlabs, США). Технология изготовления волокна хорошо отлажена, его диаметр и показатель преломления известны с достаточно высокой точностью, что позволяет механизировать процесс изготовления.

Перед началом работы для очистки участка изготовления резонаторов необходимо включить бокс 1СВ-10-10 (Standa, Латвия). Через 10 мин необходимо проконтролировать количество примесей, используя анализатор размера частиц Handheld 3886 GEO-а (Капотах, Япония) и метеоскоп. В результате проведенных исследований было установлено, что оператор может приступать к изготовлению резонаторов, если концентрация частиц размерами 0.5 и 1 мкм в окружающей среде не превышает $4 \cdot 10^5$ и $8 \cdot 10^4$, а условия окружающей среды соответствуют ГОСТ Р 8.395-80. В противном случае, необходимо провести влажную уборку и осуществить повторную регулировку параметров окружающей среды в помещении. Затем необходимо выставить напряжение на электролизной установке 6 (рис. 2), соответствующее скорости потока смеси 0.6 л/мин и поджечь к.в.с.

Далее, необходимо очистить сердцевину оптического волокна от полимерной оболочки при помощи стрипера и установить в держатель 7. На следующем этапе поверхность заготовки протирается безворсовой салфеткой, которая предварительно обильно смачивается особо чистым спиртом и одним движением протирается по направлению от ножки, при необходимости операция повторяется несколько раз. Держатель 7 при-


Рис. 4. Вид сопел установки для изготовления резонаторов в моменты подведения заготовки (а), предварительной очистки (б) и отведения заготовки (в).

кручивают к микрометрической подаче *3* и поднимают до попадания в одну плоскость с соплами игл (рис. 4a).

После этого необходимо осуществить точную настройку при помоши микрометрической подвижки 1 и поворотных уголков 2 (рис. 2). Это нужно сделать таким образом, чтобы добиться образования области, в которой языки пламени двух сопел пересекаются. Затем волокно поднимают на 100 мкм при помощи микрометрической подачи З. В этот момент под воздействием высокой температуры происходит дополнительная очистка волокна (рис 4б). Для формирования сферической части резонатора заготовку приподнимают на несколько микрометров (рис. 4в) и после оплавления опускают при помощи подачи 3 (рис. 2), а пламя тушится при помощи компрессора 5 (при давлении в струе 5 бар). Стоит особо отметить, что тушение пламени сжатым воздухом при меньшем давлении может привести к детонации к.в.с. и оплавлению сопел.

После изготовления резонатор устанавливают в специальную герметичную кювету и фиксируют в держатель из вспененного полиэтилена.

Время изготовления одного резонатора составляет ~10 мин.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для оценки воспроизводимости диаметра и углового отклонения нами были изготовлены и изучены две партии микрорезонаторов, по 20 штук каждая. Первую партию изготавливали "вручную", вторую – автоматизированным методом. Измерения диаметра в экваториальной области и угла наклона проводились с помощью микроскопа Leica DCM 3D (Leica, Германия) при помощи 5-кратного объектива с числовой апертурой 0.15. Также с помощью оптического стенда, подробно описанного в [14], была исследована добротность резонаторов. Среднее значение добротности во второй партии составило $Q = 10^9$ (с точностью до $\pm 20\%$). Разброс отклонений диаметров резонаторов был порядка 3%. В случае "ручного" метода изготовления разброс составлял более 80%.

Для измерения углового отклонения использовали два изображения резонатора с поворотом на 90°. На двух снимках при помощи программных средств определяли угол отклонения α (см. рис. 1). Оказалось, что использование механизированного метода позволяет сократить отклонение с 33.4 до 5.7 мкм.

выводы

Разработанная установка позволяет воспроизводимо изготавливать резонаторы из кварца термическим методом. Предложенное решение обеспечивает снижение разброса диаметров резонаторов до 3%, а углового отклонения между плоскостью, касательной к экватору резонатора, и осевой линией ножки в 6 раз относительно "ручного" метода. При этом время изготовления одного резонатора составляет ~10 мин.

Установка выгодно отличается от аналогов простотой конструкции и обслуживания, что в свою очередь заметно снижает себестоимость изготовления резонаторов. Микрорезонаторы, изготовленные термическим методом, могут успешно применяться для детектирования наночастиц или биологических объектов. Автоматизация подачи, а также видеоконтроль положения сопел и заготовки позволили бы улучшить конструкцию установки в дальнейшем.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

При выполнении работы было использовано оборудование Центра коллективного пользования высокоточных измерительных технологий в области фотоники (ckp.vniiofi.ru), созданного на базе Всероссийского НИИ оптико-физических измерений и поддержанного Министерством образования и науки России в рамках выполнения соглашения № 05.595.21.0005 от 20.11.2019 г. (уникальный идентификатор RFMEFI59519X0005).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., Ilchenko V.S. // Phys. Lett. A. 1989. V. 137. P. 393. https://doi.org/10.1016/0375-9601(89)90912-2
- Pavlov N.G., Lihachev G., Koptyaev S. // Appl. Opt. 2017. V. 42. P. 514. https://doi.org/10.1364/OL.42.000514
- Shitikov A.E., Bilenko I.A., Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Markosyan A., Gorodetsky M.L. // Optica. 2018. V. 5. P. 1525. https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.001525
- Kondratiev N.M., Lobanov V.E., Cherenkov A.V., Voloshin A.S., Pavlov N.G., Koptyaev S., Gorodetsky M.L. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 28167. https://doi.org/10.1364/OE.25.028167
- Pavlov N.G., Kondratyev N.M., Gorodetsky M.L. // Appl. Opt. 2015. V. 54. P. 10460. https://doi.org/10.1364/AO.54.010460
- Min'kov K.N., Ivanov A.D., Samoilenko A.A., Ruzhitskaya D.D., Levin G.G., Efimov A.A. // Nanotechnologies in Russia. 2018. V. 13. № 1–2. https://doi.org/10.1134/S1995078018010093
- Savchenkov A.A., Ilchenko V.S., Matsko A.B., Maleki L. // Phys. Rev. A. 2004. V. 70. P. 4. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.70.051804

- Brasch V., Geiselmann M., Herr T., Lihachev G., Pfeiffer M.H.P., Gorodetsky M.L., Kippenberg T.J. // Science. 2015. V. 351(6271). P. 357. https://doi.org/10.1126/science.aad4811
- Matsko A.B., Savchenkov A.A., Ilchenko V.S., Maleki L. // Opt. Commun. 2004. V. 233. P. 107. https://doi.org/10.1016/j.optcom.2004.01.035
- 10. Savchenkov A.A., Matsko A.B., Ilchenko V.S., Lute Maleki // Opt. Express. 2007. V. 15. № 11. P. 6768. https://doi.org/10.1364/OE.15.006768
- 11. Городецкий М.Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011.
- Collot L., Lefvere-Seguin V., Brune M., Raimon J.M., Haroche S. // Erouphys. Lett. 1993. V. 23 (5). P. 327. https://doi.org/10.1209/0295-5075/23/5/005
- Самойленко А.А., Левин Г.Г., Лясковский В.Л., Миньков К.Н., Иванов А.Д., Биленко И.А. // Оптика и спектросокпия. 2017. № 6. С. 1037. https://doi.org/10.7868/S0030403417060204
- Ruzhitskaya D.D., Samoilenko A.A., Ivanov A.D., Min'kov K.N. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2018. V. 54. № 1. P. 61. https://doi.org/10.3103/S8756699018010107

= ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА =

УДК 535-34+535-36

КОНФОКАЛЬНЫЙ КОЛЛИМАТОР ДЛЯ РАДИОНУКЛИДНОЙ ДИАГНОСТИКИ И РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНОГО АНАЛИЗА

© 2020 г. С. И. Зайцев^{*a*,**}, О. В. Трофимов^{*a*}, Я. Л. Шабельникова^{*a*,*}, М. В. Чукалина^{*b*,*c*}

^а Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН Россия, 142432, Черноголовка Московской обл., ул. Академика Осипьяна, 6 ^b Институт проблем передачи информации РАН Россия, 127051, Москва, Большой каретный переулок, 19 ^c Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН Россия, 119333, Москва, Ленинский просп., 59 *e-mail: janeshabeln@yandex.ru **e-mail: zaitsev@iptm.ru Поступила в редакцию 31.12.2019 г. После доработки 31.12.2019 г. Принята к публикации 11.01.2020 г.

В методах радионуклидной диагностики (в медицине) и рентгеновского флуоресцентного анализа (в материаловедении) одним из подходов к получению информации о пространственном распределении детектируемого вещества является использование специального прибора, ограничивающего поле зрения детектора, — конфокального коллиматора. Этот прибор представляет собой монолитную конструкцию с большим числом прямых каналов, оси которых направлены в одну точку — фокус конфокального коллиматора. В работе продемонстрирована возможность создания конфокальных коллиматоров методом трехмерной печати, преимуществами которого являются надежность, относительная простота и широкая доступность. Для радионуклидной диагностики показано преимущество замены коллиматора, содержащего один канал, на конфокальный коллиматор, а именно существенное (2–7 раз) повышение чувствительности при улучшении разрешения примерно в 9 раз. Также продемонстрирована возможность с помощью конфокального коллиматора определять глубину залегания источника излучения, т.е. измерять трехмерное распределение излучающего (флуоресцирующего) вещества.

DOI: 10.31857/S0032816220030209

введение

В настоящее время в радионуклидной диагностике используются у-зонды различных производителей [1-5]. Среди присутствующих на рынке моделей можно упомянуть следующие: C-Trak Gamma Probe от Care Wise [1], у-зонд EuroProbe3 компании Capintec [2], у-зонды компании Crystal-Photonics [3], Neoprobe Gamma Detection System от Mammatome [4], продукт компании Dilon Navigator [5]. Все у-зонды имеют схожую конструкцию (рис. 1): коллиматор, выполненный из материала, способного поглощать у-излучение, сцинтилляционный кристалл и фотоэлектронный умножитель. Гамма-зонд сканирует исследуемый объем, и роль коллиматора состоит в том, чтобы на сцинтиллятор попадали только кванты, идущие из определенной небольшой части этого объема, а остальные кванты отсекались [6]. Это достигается тем, что апертура коллиматора беспрепятственно пропускает кванты из исследуемой области к поверхности сцинтиллятора, а излучение из соседних областей попадает на материал коллиматора и в нем поглощается [7].

Основная проблема всех современных γ-зондов состоит в том, что их чувствительность и разрешение связаны обратной зависимостью. Если увеличить диаметр коллиматора, то за счет увеличения телесного угла, высекаемого апертурой,



Сцинтилляционный кристалл

Рис. 1. Принципиальная схема ү-зонда.



Рис. 2. Концепция конструкции конфокального коллиматора: общий вид (слева) и разрез в осевом сечении (справа).

повысится чувствительность. При этом автоматически ухудшится разрешение, так как сцинтиллятор будет "видеть" бо́льший объем. Путем применения конфокальных коллиматоров с большим числом каналов можно многократно улучшить оба эти параметра одновременно: разрешение можно повысить уменьшением диаметра канала, а чувствительность — увеличением их числа.

Кроме того, ожидается, что поле чувствительности конфокального коллиматора в направлении вдоль оси будет иметь максимум вблизи точки фокуса, как это было показано в [7] по результатам моделирования для прибора, используемого в рентгенофлуоресцентном анализе. То есть с помощью конфокального коллиматора возможно будет определять глубину залегания источника излучения и таким образом получать трехмерную картину распределения источников в исследуемом объекте.

Изготовление коллиматора с конфокальным массивом отверстий — сложная и дорогостоящая технологическая задача. Принципиальная конструкция такого прибора показана на рис. 2. Конфокальный коллиматор [8—11] представляет собой монолитную деталь, в которой имеется большое число сквозных отверстий (каналов), выполненных таким образом, что их оси пересекаются в одной точке — фокусе коллиматора. Фокус расположен в пространстве над верхним торцом коллиматора. Отверстия могут иметь любую требуемую форму поперечного сечения.

Предложенные ранее способы создания конфокальных коллиматоров описаны в работах [8–11]. В работе [8] описан коллиматор, конструкция которого состоит из набора металлических пластин с массивом протравленных отверстий. Для повышения разрешения такого прибора диаметр отверстий должен быть предельно малым, что из-за невозможности протравить отверстия с большим аспектным отношением требует уменьшения толщин пластинок и, как следствие, увеличения их числа. Это обусловливает высокую сложность технологии, большое время и значительную стоимость изготовления прибора.

В [9–11] описано формирование коллиматора послойной сшивкой молекул фотополимеризуемой композиции, т.е. методом стереолитографии. В работах [10, 11] рассмотрено создание прибора как путем выращивания матрицы с полыми каналами из фотоотверждаемого полимера, в который добавлено вещество-поглотитель, так и путем формирования каналов из полимера с последующим заполнением пространства между ними поглотителем. Каналы прохождения рентгеновского излучения в этих работах предложено соединять дополнительными жесткими связками. Изготовление коллиматора методом стереолитографии не столь технологически сложно, как в [8], но все же весьма времязатратно и дорого.

В настоящей работе предложено для создания коллиматоров использовать метод 3D-печати, который надежен, широко доступен и сравнительно дешев, а значит, может быть использован для серийного изготовления многоканальных коллиматоров.

СОЗДАНИЕ ПРОТОТИПА КОЛЛИМАТОРА И ИЗМЕРЕНИЕ ЕГО РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для изготовления прототипа конфокального коллиматора использовался 3D-принтер, работающий по методу послойного наплавления пластиковой нити (FDM — fused deposition modeling). Была использована нить из полилактида. Геометрические характеристики изготовленного прототипа приведены в табл. 1, а его внешний вид показан на рис. 3.

Для исследования рабочих параметров конфокальных коллиматоров с последующей оптимизацией их свойств был применен метод измерений с использованием источника видимого света. Этот метод не предполагает вовлечения радиоак-

Таблица	1. Fe	еометрические	параме	тры и	изготовленного	прототипа	коллиматора
---------	--------------	---------------	--------	-------	----------------	-----------	-------------

Диаметр каналов, мм	Минимальный септум, мм	Расстояние от переднего торца до фокуса, мм	Высота кол- лиматора, мм	Угол раствора конфокального массива, градус	Размеры в плане, мм	Число каналов
~2	~1	100	100	15.7	62 × 62	85



Рис. 3. Конфокальный коллиматор: слева – компьютерная модель, справа – готовое изделие из полилактида.

тивных источников, что позволило сделать исследование более безопасным и дешевым.

Принципиальная схема и внешний вид изготовленного измерительного стенда представлены на рис. 4. Измерения проводились в горизонтальной осевой плоскости при различных положениях коллиматора вдоль оси. Источник видимого света перемещался в поперечном направлении, а коллиматор – в продольном. Прошедший через коллиматор свет собирался линзой на приемное окно фотоприемника. Для уменьшения эффекта неполного попадания на линзу прошедшего через коллиматор излучения за ним было помещено рассеивающее матовое стекло. По величине сигнала, регистрируемого фотоприемником, судили об относительном значении чувствительности коллиматора в данной точке. По результатам измерений было получено поле чувствительности коллиматора. Сечения поля вдоль оси прибора и в поперечном направлении на расстоянии, равном фокусному, представлены на рис. 5.

Поперечное и продольное пространственное разрешение коллиматора можно определить по ширине графиков на полувысоте соответствующих профилей поля чувствительности на рис. 5. По величине сигнала на фотоприемнике можно судить об изменении чувствительности при изменении взаимного расположения коллиматора и источника. Максимальное значение чувствительности прибора удобно оценивать с помощью телесного угла, высекаемого коллиматором в точке, расположенной на оси на расстоянии, равном фокусному, от его переднего торца. На рис. 6 представлена схема расчета чувствительности для обычного одноканального коллиматора. Коллиматор высекает некоторый телесный угол, величина которого определяется размером апертуры и расстоянием от источника до сцинтиллятора. Чувствительность конфокального коллиматора характеризуется суммой телесных углов всех его каналов. Строго говоря, чувствительность определяется не только величиной апертуры, но также свойства-





Рис. 4. Измерительный стенд: **а** – фотография, **б** – схема. *1* – источник излучения, *2* – конфокальный коллиматор, *3* – линза, *4* – матовое стекло, *5* – фотодиод.

ми поверхности канала, поскольку часть лучей может проходить через коллиматор, отражаясь от стенок. В данной работе было рассмотрено только прохождение лучей через каналы коллиматора на просвет, поскольку эффект отражения существенно подавляется рассеянием на шероховатостях поверхности каналов.

Значения разрешения, полученные в результате анализа профилей на рис. 5, и оценки чувствительности коллиматора по телесному углу приведены в табл. 2. Эти параметры сравнивались с рабочими характеристиками одноканального коллиматора, описанного в работе [12]. Был выбран цилиндрический коллиматор № 3 с конической передней частью (см. стр. 44 в [12]). В отличие от конфокального, чувствительность этого коллиматора монотонно падает при удалении от апертуры, а поперечное разрешение, напротив, линейно растет. Приведенная в табл. 2 оценка поперечного разрешения одноканального коллиматора на расстоянии 100 мм от переднего торца была получена из значения поперечного разрешения на расстоянии 50 мм в [12] в приближении линейного роста величины разрешения.



Рис. 5. Поперечное (**a**) и продольное (вдоль оси коллиматора) (**б**) сечения поля чувствительности конфокального коллиматора. $y = 100 \text{ мм} - \text{расстояние от источника до переднего торца коллиматора.$

Величина поперечного разрешения коллиматора № 3 [12] на воздухе составила ~26 мм на расстоянии 50 мм и 52 мм на расстоянии, равном фокусному расстоянию конфокального коллиматора (100 мм). Аналогичная величина для конфокального коллиматора (~3 мм) примерно на порядок (в 9 раз) меньше. Наш расчет для одноканального коллиматора из работы [12] показал, что чувствительность, определяемая телесным углом, высекаемым коллиматором, составляет 3.5 кв. градуса на расстоянии 100 мм от детектора до источника, а на рабочем расстоянии 50 мм этого коллиматора приблизительно равна 12.7 кв. градуса. То есть чувствительность конфокального коллиматора примерно в 2 раза выше чувствительности одноканального коллиматора на расстоянии 50 мм и в 7 раз выше на расстоянии 100 мм. Кроме того, конфокальный коллиматор демонстрирует продольное разрешение (~42 мм для данного прототипа), которое тем лучше, чем больше угол раствора конфокального массива. То есть, в отличие от обычного, он имеет свойство "видеть" глубину залегания источника.

Все вышеизложенное приводит к выводу о наличии существенных преимуществ у конфокаль-



Рис. 6. Схема расчета чувствительности коллиматора (на примере обычного коллиматора с одним каналом). 1 – коллиматор, 2 – сцинтилляционный кристалл, 3 – фотоэлектронный умножитель, 4 – точечный источник, 5 – телесный угол, высекаемый коллиматором.

ных коллиматоров перед обычными одноканальными. Применение конфокальных коллиматоров в радионуклидной диагностике позволит точнее определять местоположение пораженной ткани и четче — границу между пораженной и здоровой тканью. В рентгенофлуоресцентном анализе применение конфокальных коллиматоров и аддитивных технологий их производства позволит расширить номенклатуру используемых детекторов и диапазон применения метода.

выводы

Таким образом, разработан и изготовлен прототип конфокального коллиматора, продемонстрирована возможность использования аддитивных методов для его изготовления. Предложен безопасный метод измерения рабочих параметров конфокальных коллиматоров, таких как продольное и поперечное разрешение, а также чувствительность.

Проведено сравнение и показаны преимущества конфокальных коллиматоров перед обычными одноканальными. В частности, конфокальные коллиматоры демонстрируют значительно лучшее поперечное разрешение при многократном увеличении чувствительности, что весьма существенно для медицинской радионуклидной диагностики и рентгенофлуоресцентного анализа. Также показано, что конфокальный коллиматор имеет продольное разрешение, что дает возможность определять глубину залегания источника излучения. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками, полученными ранее в [13].

В ходе дальнейших работ планируется применение радиоактивного источника для исследования рабочих параметров конфокального колли-

Тип коллиматора	Разреше	Чувствительность	
i mi kozimaropu	поперечное в сечении фокуса	продольное в осевом сечении	в фокусе, кв. градус
Конфокальный	~3	~42	~22
	~26 (на 50 мм)	UAT	~12.7 (на 50 мм)
Одноканальный [12]	~52 (на 100 мм)	Hel	~3.5 (на 100 мм)

Таблица 2. Сравнение рабочих параметров коллиматоров

матора из тяжелого, поглощающего γ-лучи материала с целью оценки влияния частичного прохождения излучения через матрицу коллиматора и отражения/рассеяния на стенках каналов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают А.П. Наумову благодарность за помощь в создании прототипа конфокального коллиматора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 19-01-00790, 17-29-03492, 18-29-26019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- C-Trak Galaxy Gamma Probe System Care Wise. https://carewise.com/c-trak-gamma-probe-intruments/c-trak-galaxy#probes (accessed 27 November 2019)
- EuroProbe3. Capintec, Inc. https://capintec.com/product/europrobe3/ (accessed 27 November 2019)

- 3. Crystal Photonics GmbH. Crystal Optical Systems. https://crystal-photonics.com/enu/products/probestraight-enu.htm (accessed 27 November 2019)
- Neoprobe Gamma Detection System. Mammotome, Neoprobe, Sentimag. https://www.mammotome.com/neoprobe/ (accessed 27 November 2019)
- Surgical Solutions. Dilon Diagnostics. http://dilon.com/surgical-solutions/ (accessed 27 November 2019)
- 6. Зайцев С.И., Евсеев А.В., Чукалина М.В. // Техника машиностроения. 2008. Т. 67. С. 5.
- Chukalina M.V., Simionovici A., Zaitsev S.I., Vanegas C.J. // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2007. V. 62. P. 544.
- 8. Richard A.D. US Patent 4288697. 1981.
- 9. *Комардин О.В., Альберт Ф.Л., Лазарев П.И.* Патент № RU 2119659. // Изобретения. 1998.
- 10. Зайцев С.И., Галиулин Э.А., Евсеев А.В. Патент № RU 46109 U1 // Полезные модели. 2004.
- 11. Зайцев С.И., Галиулин Э.А., Евсеев А.В. Патент № RU 2 248 635 C2 // Изобретения. 2002.
- 12. Бердникова А.К. Дис.... канд. физ.-мат. наук. М.: НИЯУ МИФИ, 2016.
- 13. Шабельникова Я.Л., Чукалина М.В. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. № 10. С. 6.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2020, № 3, с. 152–157

_ ЛАБОРАТОРНАЯ ____ ТЕХНИКА ____

УДК 533.599+533.6.011.8+539.196.3+539.198+544.277+621.384.8

МЕТОД ЭФФЕКТИВНОГО СКАНИРОВАНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ СТРУЙ РАЗРЕЖЕННЫХ ГАЗОВ

© 2020 г. А. С. Яскин^{а,*}, В. В. Каляда^{*a*}, А. Е. Зарвин^{*a*,**}, С. Т. Чиненов^{*a*}

^а Новосибирский государственный университет Россия, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1 *e-mail: yas@nsu.ru **e-mail: zarvin@phys.nsu.ru Поступила в редакцию 26.12.2019 г. После доработки 26.12.2019 г.

Принята к публикации 15.01.2020 г.

Разработан метод визуализации сверхзвуковых недорасширенных газовых струй, истекающих из звуковых и сверхзвуковых сопел в разреженное пространство с давлением 0.2–100 Па. Метод основан на возбуждении свечения газа струи, перемещающейся по заданной программе относительно сфокусированного пучка электронов диаметром <1 мм. Свечение возбужденного газа считывается сканером и преобразовывается в изображение. Численная плотность газа струи определяется по яркости изображения с помощью разработанного программного обеспечения.

DOI: 10.31857/S0032816220030180

введение

Фотографический метод является неотъемлемой частью многих газодинамических экспериментов. Главным его преимуществом является прямая визуализация исследуемых течений, позволяющая получать наглядные представления об изучаемом процессе. Помимо этого, инструментальная обработка полученных изображений в некоторых случаях позволяет определить распределение плотности газа в потоке.

В сложных струйных потоках, расширяющихся в вакуум или сильно разреженное пространство при сравнительно низких температурах, собственное свечение отсутствует. Поэтому для измерения газодинамических параметров таких потоков используется инициация вынужденного свечения, как правило, разрядом либо электронным пучком. Наиболее успешно электронный пучок в разреженных сверхзвуковых струях используется для измерения спектроскопическими методами поточечного пространственного распределения плотности частиц в газовой струе. Спектральные измерения при соответствующей градуировке являются достаточно точными, но малоэффективными при исследовании сложных конфигураций течений, что существенно затрудняет их использование.

При фотометрировании возбужденного электронами свечения в выделенном участке спектра в условиях равномерной, стабильной и контролируемой плотности тока электронного пучка яркость пикселей на фотографиях пропорциональна плотности газа. Для получения картины течения необходимо либо использовать равномерный, проходящий через весь исследуемый объект электронный луч и охватывать одним кадром всю картину [1], либо узко сфокусированным электронным лучом при перемещении соплового блока с истекающей стационарной струей получать серию фотографий [2]. При использовании второго варианта в дальнейшем необходимо выделить центральную область свечения газа, образованную при взаимодействии с первичными высокоэнергетичными электронами, и соединить вырезанные области в целое изображение. Неравномерность широкого луча в первом случае и сложность процедуры состыковки изображений узкого электронного луча во втором приводят к искажению получаемых картин. Поэтому метод фоторегистрации используется, как правило, только для визуализации течений.

Несколько десятилетий назад при исследованиях сверхзвуковых течений в вакуумных камерах сотрудники Института теплофизики СО АН СССР предложили использовать метод так называемого фоторегистра (или фоторегистратора). В этой разработке на объектив фотоаппарата надевалась узкая коллимирующая щелевая диафрагма. Изображение неподвижного светящегося столба газа, возбужденного узким электронным лучом, фокусировалось с помощью оптики на входную щель этого фотоаппарата. Устройство предусматривало равномерное перемещение фотопленки отно-



Рис. 1. Схема газодинамических измерений со сканером. 1 – вакуумная камера; 2 – форкамера с соплом; 3 – устройство перемещения сопла в трех плоскостях; 4 – сверхзвуковая струя; 5 – электронный пучок; 6 – источник электронов с собственной вакуумной откачкой и системой фокусировки; 7 – коллектор электронов; 8 – оптическая линза; 9 – сканер. X, Y, Z – оси координат.

сительно щелевой диафрагмы, соответственно изображение светящегося столба газа развертывалось во времени.

Если при этом одновременно включить перемещение сверхзвуковой струи относительно неподвижного электронного пучка, на фотопленке появлялся негатив изображения, соответствующий изменению плотности газа на разных расстояниях от сопла. Далее, при равномерной засветке негатива в фотоувеличителе и равномерном проявлении пленки экспериментатор получал изображение интересующего участка струи, на котором более темные участки соответствовали большей газовой плотности.

При подборе скоростей перемещения сопла, фотопленки и вычислении масштаба можно получить достаточно достоверную картину изменения интенсивности свечения газа. Негатив или позитив таких фотоснимков с помощью денситометра преобразовывался в цифровые значения, которые пересчитывались в значения относительной или даже абсолютной газовой плотности. Примеры результатов исследований, полученных таким способом, описаны в литературе [2, 3]. К сожалению, опыт таких измерений, а также использованные технические устройства для получения фотоизображений струй спустя десятилетия устарели, публикаций по вопросам техники и методики измерений не обнаружено.

В настоящей работе предложено применить разработанный в отделе прикладной физики НГУ и основанный на электронно-пучковом возбуждении струи метод визуализации сверхзвуковых газовых струй, истекающих из сверхзвуковых сопел в разреженное пространство, для получения изображений с помощью сканера с использованием современной цифровой техники.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на газодинамическом стенде ЛЭМПУС-2 Новосибирского государственного университета [4]. Система вакуумирования стенда обеспечивала высокое разрежение (до 0.2 Па) в камере расширения в режиме непрерывного истечения газа из сверхзвукового сопла при расходах до 0.2 г/с. Свечение сверхзвуковой струи возбуждалось высоковольтным (порядка 10 кэВ) электронным пучком диаметром 1 мм, перпендикулярно пересекающим поток на контролируемом расстоянии от газового источника. Схема экспериментов приведена на рис. 1.

Датчик изображения портативного ручного сканера с отключенной системой освещения устанавливался параллельно электронному пучку на подставку координатного устройства снаружи камеры расширения за фокусирующей линзой. Координатное устройство, на котором была установлена конструкция, обеспечивало перемещение и повороты сканера при юстировках. Область струи, свечение которой возбуждалось узким пучком первичных электронов, посредством линзы фокусировалась на линейку контактных датчиков изображения сканера. При оптимальной юстировке оптической системы ось линейки датчиков ориентировалась параллельно оси электронного пучка, а изображение последнего совмещалось с плоскостью поверхности линейки датчиков сканера. Линейка микролинз оптической системы сканера позволяла вырезать вдоль исследуемого светящегося газового потока узкую центральную часть, ширина которой с учетом увеличения фокусирующей линзы не превышала 0.15-0.2 мм.

Малая ширина изображения одного такта сканирования обеспечивала малый размер области регистрации ΔX вдоль оси газового потока. Размер регистрируемой области вдоль луча зрения (ось Y) определялся только фокусировкой электронного пучка и глубиной резкости используемой оптической системы и не мог быть дополнительно локализован. Поэтому ограничение поперечного размера видимой области светящегося газового столба определялось диаметром электронного пучка. Разрешение системы вдоль оси Z (вдоль оси электронного луча) определялось из соотношения видимых размеров изображения газового потока в плоскости сканера и расстояния между центрами ячеек датчика сканера (0.04 мм) и составило <0.1–0.15 мм с учетом коэффициента увеличения оптической системы (0.45).

Фотография конструкции оптической системы установки с установленным сканером приведена на рис. 2. За основу сканирующего устройства взята оптическая линейка сканера iScan Wireless HD Portable Hand Held Mini Scanner Great с разрешением до 900 dpi при скорости сканирования, не превышающей 25 мм/с.

Изображение продольного или поперечного сечения стационарной газовой струи, истекающей из форкамеры газового источника с постоянным давлением P_0 , формировалось при продольном (вдоль оси X) или поперечном (вдоль оси Y) перемещении источника. Газовый источник перемещался с постоянной скоростью относительно неподвижных электронного пучка и сканера. Электрические сигналы, пропорциональные яркости свечения возбужденных первичными электронами частиц газовой струи, считывались и регистрировались с линейки фотоприемников сканера по сигналам двух тактовых генераторов и формировали двумерную матрицу яркости изображения газового потока продольного I(x, z) или поперечного I(y, z) сечения. Матрица яркости изображения записывалась в карту памяти в формате ірд.

Скорость перемещения газового источника в процессе записи изображения не превышала десятой доли скорости, необходимой для считывания столбца матрицы яркости с линейки сканера, что позволяло получить практически не искаженное движением соплового источника распределение яркости электронного пучка. Перемещение соплового блока и сканирование сечений газового потока при создании изображения синхронизировались.

Изображения сечений струи в пикселях из-за различия скорости перемещения сопла и скорости формирования матрицы яркости изображения вытянуты вдоль оси перемещения. Для восстановления геометрических пропорций изображения подвергались преобразованию вдоль оси перемещения. Коэффициент преобразования определялся в процессе юстировки системы сканированием шаблона с известными поперечными размерами либо рассчитывался с использованием размеров линейки сканера, ее оптического изображения и известного коэффициента увеличения оптической системы.

С помощью программ обработки и построения распределений численной плотности по полученным изображениям определялись продольные и поперечные профили распределения плотности газа.



Рис. 2. Фотография оптической системы регистрации сверхзвуковых течений при помощи сканера. *1* – оптическая линза, *2* – юстировочный столик, *3* – сканер, *4* – футляр для сканера с диафрагмой, коллимирующей излучение.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Рассмотрим процесс регистрации и получаемый результат на примере поперечного сечения сверхзвукового течения газа, истекающего через сборку в виде квадрата из восьми попарно сгруппированных одинаковых сопел, на расстоянии 62 мм от плоскости выходного среза сопел сборки. Двумерный массив распределения, регистрируемый сканером в виде распределения яркостей пикселей, представляет собой вытянутое изображение (рис. 3а) из-за различия в скоростях съема информации сканирующим устройством и перемещения газового объекта внутри вакуумной камеры. При обработке изображение трансформировалось в реальные пропорции. В итоге получались двумерные массивы данных, характеризующие распределения яркости свечения в плоскости сечений с геометрией, восстановленной с точностью до 1 мм (рис. 3б). Далее, при необходимости, осуществлялась обрезка областей вне сверхзвуковых потоков (рис. 3в).

Динамический диапазон прибора iScan по измеряемой яркости пикселей составлял 255 единиц. Поэтому, если при измерениях рост яркости пикселей превышал 2.5 порядка, на изображениях появлялись участки "засветки", на которых интенсивность свечения превышала предельно допустимую.

Для расширения диапазона регистрируемых плотностей применялись поглощающие ней-



Рис. 3. Пример изображения поперечного сечения сверхзвуковой струи CO₂ за сборкой из восьми сопел: **a** – до обработки; **б** – после преобразований свертки к реальным пропорциям; **в** – итоговое изображение. Давление торможения $P_0 = 60 \text{ к} \Pi a$; давление фона $P_h = 0.7 \Pi a$.



Рис. 4. Картина распределения яркостей регистрируемого излучения, получаемая при использовании сканера (**a**), а также сканера и светофильтра (**б**).

тральные широкополосные светофильтры ND0,6, ND0,9 компании KnightX с коэффициентами ослабления соответственно в 4 и 8 раз.

Изображения распределения яркости потока оцифровывались разработанной программой на С# с использованием Windows forms, позволяющей получать из изображений одномерные и двумерные массивы яркости пикселей. Одномерные массивы записывались алгоритмом Брезенхема, поскольку в ходе работ могла возникнуть потребность получения неортогональных профилей. Двумерные изображения ввиду осесимметричности течений сохранялись в виде квадратного массива данных.

Итоговые картины распределения яркостей от излучения возбужденных частиц газа сверхзвуковых течений строились путем сличения и интегрирования кадров, полученных со светофильтрами и без них. Сравнение зависимостей регистрируемой яркости *I* в поперечном сечении сверхзвуковой газовой струи от координат *X*, *Y*, полученных при помощи сканера в двух вариантах измерений, показанных на рис. 3, приведено на рис. 4: без фильтра — на рис. 4а, с ослабляющим фильтром ND0,9 на рис. 4б.

Плотность газа в сверхзвуковом потоке определялась исходя из линейной зависимости интенсивности излучения (яркости) от плотности газа и силы тока электронного луча [5]. Для соответствия этому условию использовалась процедура отбора определенного участка спектра [5, 6]. Для вычисления плотности газа (*n*, м⁻³) значения яркости пикселей нормировались на ток коллектора электронов. Ток менялся незначительно, однако его учет позволил дополнительно снизить погрешность измерений. Измерения плотности газа в струе калибровались по плотности фонового газа в камере расширения вне струи вблизи газового источника. Давление Р_h фонового газа измерялось емкостным вакуумметром CDG-500 Agilent. Величина яркости пикселей I_h , соответ-



Рис. 5. Измеренное с помощью сканера распределение плотности сверхзвуковой струи N_2 вдоль оси *X* в зависимости от давления торможения P_0 и давления в окружающем фоновом газе P_h . Сплошная линия – изэнтропическая зависимость плотности на оси струи.

ствующая давлению *P_h*, усреднялась по измерениям в нескольких точках. По формуле

$$n = \frac{P_h}{kT_hI_h}I$$

рассчитывались абсолютные значения плотности n, м⁻³. Здесь k, Дж/К — постоянная Больцмана, T_h , К — температура в камере расширения, I — значение регистрируемой яркости пикселей в точке измерения.

Проверка методики получения количественных данных плотности и оценка погрешности осуществлялись в сверхзвуковой струе N₂, истекающей из звукового сопла с диаметром $d_* = 0.5$ мм. Результаты приведены на рис. 5. В отсутствие конденсации в потоке измеренная плотность газа на оси сверхзвуковой струи на различных расстояниях от среза сопла, нормированная на плотность в форкамере сопла, n/n_0 в зависимости от безразмерного расстояния от сопла x/d_* должна совпадать с изэнтропическим законом [7].

Как следует из приведенных зависимостей, расхождение с изэнтропой [7] в интервале расстояний $15 < x/d_* < 60$ незначительно. На малых расстояниях от сопла, $x/d_* < 20$, в струе азота при более высоком давлении имеется область "засветки", обусловленная превышением предела линейности фотоприемников сканера. С ростом P_0 плотность газа на фиксированном расстоянии от сопла возрастает, поэтому область "засветки" наблюдается на большем расстоянии. В дальнем поле течения, $x/d_* > 70$, обнаруживается влияние проникающего газа, обусловленное размытием боковых ударных волн и замыкающего диска Маха ($\text{Re}_L < 100$). При $\text{Re}_L = 14.5$ превышение над изэнтропической зависимостью из-за проникающего в струю фонового газа обнаруживается на расстоянии, более близком к соплу, чем в остальных режимах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Точность восстановления геометрии течений описанным методом составляет 1 мм. Данный предел точности связан с опосредованной связью между моментами запуска и остановки координатного устройства перемещения соплового блока со струей, а также включением и выключением записывающего блока системы регистрации сканера. Разброс значений яркости, обусловленный разницей чувствительности фотоприемников сканера, лежит в пределах 2%. Основной вклад в погрешность абсолютных измерений плотности газового потока, по результатам измерения с помошью линейки фотодиодов сканера, вносит нелинейная чувствительность прибора при низких уровнях сигналов, по которым происходит тарировка. Погрешность определения уровня фонового сигнала не превышает 12%. Поэтому общая погрешность определения локальной плотности в зависимости от расстояния до сопла, как показывают результаты сравнения с изэнтропической зависимостью (см. рис. 5), в диапазоне, в котором отсутствуют влияние проникновения фонового газа на ось сверхзвуковой струи и "зашкал" измерительной системы, не превышает $\pm 15\%$.

При использовании сканера для абсолютных измерений необходимо учитывать ограничения в применении методики. На близких к соплу расстояниях следует применять светофильтры для ослабления светового сигнала. В то же время на больших расстояниях оказывается недостаточно интенсивности излучения для сканера, что приводит к неточности получаемых данных. Однако, несмотря на погрешность в измерениях сканером, данная методика обладает существенным преимуществом по сравнению со спектрометром - возможностью экспресс-измерений двумерных полей плотности. Значительного прогресса в точности измерений плотности струи можно ожидать при переходе к использованию специальных измерительных сканеров с большим диапазоном чувствительности.

В целом полученный результат показывает широкие возможности использования разработанной сканирующей системы как для относительных, так и для абсолютных измерений плотности в сверхзвуковых струях, в том числе со сложной конфигурацией потоков.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования "Прикладная физика" НГУ.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Министерства образования и науки РФ 3.5918.2017/ИТР и 3.5920.2017/ИТР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Belan M., De Ponte S., Tordella D.* // Experiments in Fluids. 2008. V. 45. № 3. P. 501. https://doi.org/10.1007/s00348-008-0493-5
- Кисляков Н.И., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. // ПМТФ. 1975. Т. 16 № 2. С. 42.

- Герасимов Ю.И., Ярыгин В.Н., Крылов В.Н., Сагдуллин Б.А. // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 3. С. 395.
- Zarvin A.E., Kalyada V.V., Madirbaev V.Zh., Korobeishchikov N.G., Khodakov M.D., Yaskin A.S., Khudozhitkov V.E., Gimelshein S.F. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. Issue 5. P. 819. doi 10.1109 / TPS.2017.2682901
- Бочкарев А.А., Косинов В.А., Ребров А.К., Шарафутдинов Р.Г. // В сб. Экспериментальные методы в динамике разреженных газов / Под ред. чл.-кор. АН СССР С.С. Кутателадзе. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 1974. С. 98.
- Smith J.A., Driscoll J.F. // J. Fluid Mech. 1975. V. 12. № 4. P. 695.
- Ashkenas H., Sherman F.S. Rarefied Gas Dynamics IV / Ed. by J.H. de Lecuw. NY.: Academic Press, 1966. P. 84–105.

_ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ _ В ЛАБОРАТОРИЯХ

УЛК 53.07+532.5+536.25+536.44+615.47+616.7

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ В ЖИДКИХ СРЕДАХ ВБЛИЗИ ТОРЦА ЛАЗЕРНОГО ВОЛОКНА

© 2020 г. Н. В. Минаев^{*a*}, В. С. Жигарьков^{*a*}, Е. А. Олейничук^{*a,b*},

А. А. Туйцына^{*a,b*}, В. И. Юсупов^{*a*}

Поступила в редакцию 27.09.2019 г. После доработки 27.09.2019 г. Принята к публикации 29.09.2019 г.

DOI: 10.31857/S0032816220020044

Описана установка, позволяющая изучать лазерно-индуцированные процессы в воде и водных растворах вблизи торца лазерного волокна. Это необходимо, например, для оптимизации лазерного воздействия в ряде медицинских технологий и для изучения термокавитации [1].

Принципиальная схема и общий вид установки представлены на рис. 1. Основным элементом системы является прозрачная кювета из поликарбоната 1. В боковой стенке кюветы размешен ввод 2 для оптического волокна, выполненный из капиллярной трубки из нержавеющей стали, внутри которого установлено резиновое уплотнение. В объем кюветы с водными растворами могут заводиться стандартные оптические волокна диаметром до 1 мм. В качестве источника излучения 3 используется набор волоконных лазеров умеренной мощности с длинами волн 0.97, 1.56 и 1.94 мкм, которые широко применяются в современных медицинских технологиях. При необходимости лазерное изучение заводится в кювету через оптический разветвитель 4, что позволяет получить дополнительный измерительный оптический канал 5. С его помощью регистрируется отраженный от рабочего торца оптического волокна сигнал. Амплитуда этого сигнала связана с показателем преломления среды на границе торца волокна, что позволяет контролировать плотность среды.

Регистрация быстропротекающих процессов вблизи торца лазерного волокна с разрешением в несколько наносекунд осуществляется с помощью одномодового гелий-неонового лазера 6, скоростного фотоприемника (7) OD-08AF/C (Авеста, РФ) и двух линз 8. Для оптической регистрации лазерно-индушированных процессов, развивающихся вблизи торца волокна, используется камера (9)

XCAM 1080 PHD ("ToupTek", Китай) с микроскопическим объективом. Наличие камеры, помимо съемки гидродинамических процессов, позволяет обеспечить точную юстировку положения перетяжки луча гелий-неонового лазера вблизи торца лазерного волокна.

Для дополнительного контроля динамических процессов в жидкости используется оптоакустический метод [2, 3]. В свободном объеме кюветы с рабочей жидкостью размещается широкополосный гидрофон 8103 (B&K, Denmark) (10) с полосой 0.1 Гц-500 кГц, кроме того, под необходимым углом к торцу волокна устанавливается игольчатый гидрофон (Precision Acoustics, UK) (11) диаметром 1 мм с предусилителем с шириной полосы 10 кГц-50 МГц. Регистрация полученных акустических данных и сигнала с фотоприемника 7 осуществляется с помощью цифрового четырехканального осциллографа GOS 72304 (12) с полосой дискретизации 300 МГц. Вся конструкция собрана на раме из конструкционного алюминиевого профиля. Отдельные элементы, такие как кювета. скоростная камера и осветители, размещаются на подвижках с микрометрическими винтами.

В отличие от системы для изучения лазерно-индуцированных гидродинамических процессов [4], предложенная установка для регистрации высокоскоростных процессов использует не скоростную камеру, а оптический блок на основе гелий-неонового лазера 6 и фотоприемника 7. В результате разрешение по времени удалось улучшить с 10 мкс до 3 нс.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 17-02-00832 в части транспортных процессов, 18-29-06056 в части исследования термокавитации) и Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государ-

^{*а*}Институт фотонных технологий ФНИЦ "Кристалло-графия и фотоника" РАН, Москва, Россия ^{*b*} НИЯУ "МИФИ", Москва, Россия



Рис. 1. Принципиальная схема и внешний вид части установки. *1* – прозрачная кювета с водой; *2* – ввод для оптического волокна; *3* – волоконный лазер; *4* – оптический разветвитель; *5* – измерительный оптический канал; *6* – гелийнеоновый лазер; *7* – скоростной фотодиод; *8* – линзы; *9* – цифровая камера; *10* – широкополосный гидрофон; *11* – игольчатый гидрофон с предусилителем; *12* – осциллограф; *13* – компьютер. Стрелкой показана область вблизи торца лазерного волокна.

ственному заданию ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН в части исследования лазерно-индуцированной термокавитации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Чудновский В.М., Юсупов В.И., Дыдыкин А.В., Невожай В.И., Кисилёв А.Ю., Жуков С.А., Багратаиви-ли В.Н. // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 4. С. 361. https://doi.org/10.1070/QEL16298
- 2. Карабутов А.А., Пеливанов И.М., Подымова Н.Б., Скипетров С.Е. // Квантовая электроника. 1999.

T. 29. № 3. C. 215. https://doi.org/10.1070/QE1999v029n12ABEH001630

 Юсупов В.И., Коновалов А.Н., Ульянов В.А., Баграташвили В.Н. // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 5. С. 531.

https://doi.org/10.7868/S0320791916050191

4. Минаев Н.В., Юсупов В.И., Цыпина С.И., Минаев В.П. // ПТЭ. 2019. № 2. С. 157. https://doi.org/10.1134/S0032816219020137 Адрес для справок: Россия, 108840, Москва, Тро-

лорес бля справок. Госсия, 108840, Москва, Гроицк, ул. Пионерская, 2, Институт фотонных технологий ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН. Тел.: +79151862495. e-mail: iouss@yandex.ru (Юсупов В.И.)

____ ПРИБОРЫ, ИЗГОТОВЛЕННЫЕ _ В ЛАБОРАТОРИЯХ _

УДК 621.375.4+537.632

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ПРИБОР ДЛЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

© 2020 г. В. Е. Зубов, И. А. Белов

Поступила в редакцию 07.12.2019 г. После доработки 16.01.2020 г. Принята к публикации 18.01.2020 г.

DOI: 10.31857/S0032816220030210

Разработан высокочувствительный прибор для измерения слабых магнитооптических эффектов в отраженном свете. Прибор сконструирован с использованием отечественной элементной базы и состоит из двух основных узлов: селективного усилителя и фазового детектора, настройка которых осуществляется независимо. Основную роль в реализации высокой чувствительности прибора играет фазовый детектор, эффективность которого определятся его динамическим диапазоном, составляющим более трех порядков (66 дБ), что превосходит динамический диапазон доступных в продаже аналогов.

Магнитооптические эффекты в отраженном свете, в частности эффекты Керра, являются эффективным средством для исследования приповерхностных свойств ферромагнетиков. Использование оптического микроскопа для измерения отражательных магнитооптических эффектов позволяет изучать свойства ферромагнетиков на малых участках поверхности, соответствующих предельному пространственному разрешению оптического микроскопа (~0.2 мкм). Прибор получил название "магнитооптический микромагнетометр" [1]. Величина эффектов Керра очень мала: в частности, экваториальный эффект Керра в железе, представляющий собой относительное изменение интенсивности света при намагничивании образца, составляет ~10⁻². Для других ферромагнетиков этот эффект может быть на несколько порядков меньше. Вклад шумов в измеряемый эффект возрастает при магнитооптическом исследовании малых по площади участков ферромагнетика. Это связано с тем, что из-за уменьшения площади засветки поверхности образца уменьшается интенсивность света, попадающего в фотоприемник. Поскольку свет представляет собой поток фотонов, каждый из которых излучается случайным образом, то с уменьшением интенсивности возрастает шум по свету.

Малая величина эффектов Керра обусловливает необходимость использования высокочувствительной методики их измерения. Обычно используется модуляционный метод с применением селективного усилителя и фазового детектора, представляющего собой электронный перемножитель измеряемого и опорного сигналов. Случайного сдвига фазы между измеряемым и опорным сигналами не происходит, поскольку их частота определяется одним и тем же генератором. Селективным усилителем осуществляется предварительное сужение полосы частот, а следовательно, уменьшение шумов, осложняющих измерение полезного сигнала. На следующем этапе происходит дальнейшее уменьшение частотной полосы пропускания с помощью фазового детектора. На выходе фазового детектора регистрируется постоянная составляющая результата перемножения, выделяемая фильтром низких частот. Фазовый детектор может сужать полосу пропускания до сотых долей герца.

Из вышесказанного ясно, что основную роль в реализации высокой чувствительности описываемого прибора играет фазовый детектор, а селективный усилитель выполняет вспомогательную функцию. Эффективность фазового детектора определятся его динамическим диапазоном - отношением величины шума к величине минимального полезного сигнала, который может быть измерен прибором. В ряде случаев недостаточный динамический диапазон измерительного прибора приводит к ограничению функциональных возможностей экспериментальной установки. Например, из-за недостаточного динамического диапазона фазового детектора установки в работе [2] для регистрации магнитооптическим способом очень малой нормальной составляющей намагниченности в аморфных лентах на основе железа, предсказанной ранее, пришлось более чем на порядок ухудшить пространственное разрешение магнитооптического микромагнетометра. Это позволило увеличить интенсивность



Рис. 1. Принципиальная схема прибора. *ИС* – измеряемый сигнал, *ОС* – опорный сигнал, *СУ* – селективный усилитель, ΦB – фазовращатель, *BK* – выходной каскад, $\Phi H Y$ – фильтр низких частот, *BC* – выходной сигнал.

света, поступающего в фотоприемник, и, как следствие, добиться роста отношения сигнал/шум измерительного канала установки.

В настоящей работе представлен прибор, имеющий динамический диапазон фазового детектора более трех порядков.

Прибор, принципиальная схема которого представлена на рис. 1, состоит из двух отдельных блоков: селективного усилителя и фазового детектора. Блоки настраиваются независимо. Селективный усилитель, стабилизаторы напряжения и корпус взяты от доступного в продаже селективного усилителя У2-8 (производился на предприятии п/я А-1333, Великие Луки, Псковской обл.). Селективный усилитель имеет ступенчатую регулировку коэффициента усиления от 0 до 120 дБ. Блок фазового детектора состоит из фазовращателя, перемножителя опорного и измеряемого сигналов, выходного каскада и фильтра низких частот.

Сдвиг фазы опорного сигнала осуществляется с помощью двух последовательных каскадов фазовращателя, собранных на основе операционных усилителей 140уд608. Суммарный максимальный сдвиг фазы опорного сигнала составляет более 300°. Далее опорный сигнал поступает на один из дифференциальных входов микросхемы 525ПС2А, которая использована как аналоговый перемножитель. На другой вход подается измеряемый сигнал с селективного усилителя. Электрическая схема и общие принципы настройки микросхемы 525ПС2А в режиме перемножителя описаны в работе [3]. Настройка перемножителя осуществляется следующим образом. Сначала заземляются входы 13 и 7 измеряемого и опорного сигналов соответственно. Подстройкой сопротивления R_3 устанавливается нуль на выходе 2 микросхемы 525ПС2А. Затем заземляется вход 13,

а на вход 7 подается синусоидальный сигнал амплитудой 10 В. Регулировкой сопротивления R_1 устанавливается минимальное значение сигнала на выходе 2. Далее заземляется вход 7, на вход 13 подается сигнал амплитудой 10 В, а регулировкой сопротивления R_2 устанавливается минимальное значение сигнала на выходе 2. Затем устанавливается коэффициент передачи всей схемы k, равный 0.05. Для этого на входы 7 и 13 подаются синусоидальные сигналы амплитудой 10 В. Результатом перемножения двух синусоидальных сигналов являются постоянный сигнал и переменный сигнал на удвоенной частоте. Подстройкой потенциометра R_4 на выходе 2 величина постоянного сигнала устанавливается равной 5 В.

Выходной каскад, собранный на микросхеме 140уд608, предназначен для точной установки нуля перемножителя. Параметры выходного каскада подобраны таким образом, чтобы не оказывать влияния на работу микросхемы 525ПС2А. Переменный сигнал отсекается фильтром низких частот, представляющим собой интегрирующую *RC*-цепочку. Высокая стабильность и низкие собственные шумы микросхемы 525ПС2А позволяют получить большой динамический диапазон перемножения, составляющий более трех порядков.

При работе прибора величина выходного сигнала селективного усилителя выбирается близкой к максимально допустимой величине сигнала на входе микросхемы 525ПС2А, которая составляет 10 В. В этом случае полностью используется динамический диапазон фазового детектора, собранного на указанной микросхеме, и выделяется полезный сигнал амплитудой от 5 мВ до 10 В, поступающий на вход микросхемы. Минимальное значение измеряемого сигнала ограничивается собственными шумами микросхемы. Основные технические характеристики. Динамический диапазон фазового детектора 66 дБ; погрешность коэффициента передачи фазового детектора менее 1% во всем диапазоне входных сигналов и менее 5% при величине входного сигнала от 5 до 15 мВ; диапазон частот 20 Гц–100 кГц; диапазон изменения постоянной времени 1–30 с.

В продаже имеются аналогичные приборы иностранного производства, имеющие близкие параметры, но они достаточно дороги. Кроме того, они имеют меньший динамический диапазон. Например, динамический диапазон усилителя SR124 (Standford Research Systems, USA, www.thinkSRS.com) составляет 60 дБ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. М.: Издво МГУ, 1985. С. 325.
- Зубов В.Е., Левшин Н.Л. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 292.
- 3. Тимонтеев В.Н., Величко Л.М., Ткаченко В.А. Аналоговые перемножители сигналов в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Радио и связь, 1982. С. 32, 48.

Адрес для справок: Россия, 119899, Москва, Ленинские горы, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет. E-mail: vizubov@mail.ru (B.E. Зубов)

СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816220030222

ОБЗОРЫ

Краснов А.А., Леготин С.А. Достижения в области разработки бетавольтаических источников питания (*обзор*). — 38 с., 5 рис.

Представлен детальный обзор литературы по бетавольтаическим источникам питания. Рассмотрены проблемы, существующие в рамках технологии их изготовления, результаты исследований и разработок, проводимых в настоящее время, обобщены конструкции и принципы работы бетавольтаических источников питания, а также приведены основные этапы их проектирования. Представленная в работе информация позволяет узнать и понять технологию и методы создания существующих конструкций, показать достигнутые параметры и имеющиеся ограничения, а также возможности по дальнейшему улучшению конструкций бетавольтаических источников питания.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Hong-Rui Cao, Hai-Xiang Wang, Ying-Ying Zheng, Shi-Xing Liu, Jin-Long Zhao, Ji-Zong Zhang, Shi-Yao Lin, Li-Qun Hu. Development of Digital Multi-channel and Time-division Pulse Height Analyzer Based on PXIe Bus for Hard X-ray Giagnostic in EAST. – 13 p., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Pulse height analyzer (PHA) is an important component of hard X-ray diagnostic to measure energy spectrum in Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST). In order to satisfy physics research of high parameters plasma, the energy resolution, time resolution and number of channels of PHA are required to be improved. A Multi-channel and Time-division PHA (MTPHA) based on PXIe bus is designed using 16 bit ADC and FPGA as core processing unit, and has a maximum number of channel addresses of 4096 and minimum time resolution of 2 ms. The function of energy spectrum analysis is realized in the FPGA. Moreover, the PXIe communication drive is realized by combination of hardware code in FPGA and LabVIEW software in host computer. The MTPHA performance has been tested in the lab with pulse generator, ¹⁵²Eu isotope radiation source and tested in plasma discharge of EAST. It is found in the lab that the full width at half maxima (FWHM) of MTPHA is no more than 2 channels, and the linear correlation coefficient R of pulse height and channel address is 1. In EAST, the MTPHA can work well and produce experimental data consistent with other diagnostics.

ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Бурцев В.А., Бурцев А.А., Бельский Д.Б., Большаков Е.П., Бронзов Т.П., Ваганов С.А., Гетман Д.В., Елисеев С.И., Калинин Н.В., Самохвалов А.А., Сергушичев К.А., Смирнов А.А., Тимшина М.В. Наносекундный генератор высоковольтных импульсов на основе искусственных двойных формирующих линий. – 12 с., 8 рис.

Приведены результаты экспериментальных исследований компактного генератора высоковольтных импульсов. Генератор выполнен на основе двух искусственных двойных формирующих линий по свернутой схеме, коммутируемых газовыми разрядниками, и также содержит обостряющий газовый разрядник, передающие линии с жидким диэлектриком и эквивалент нагрузки. Исследованы характеристики такого генератора в диапазоне зарядного напряжения до 100 кВ. При длительности импульса напряжения с формирующей линии 100 нс на омической нагрузке получены импульсы тока амплитудой 18 кА с длительностью фронта порядка 18 нс.

Носов Г.В., Носова М.Г. Коммутаторный индуктивно-конденсаторный генератор мощных импульсов тока. – 9 с., 5 рис.

Исследован генератор, состоящий из маломошного источника с недостаточным для потребителя уровнем постоянного напряжения, полупроводникового ключа на IGBT-транзисторе, индуктивно-емкостного звена, тиристора, включаемого динисторами, и импульсного трансформатора. Генератор предназначен для электропитания различных потребителей мощными импульсами тока с частотой повторения до 100 Гц и более. Экспериментальные исследования опытной модели генератора показали, что по сравнению с маломощным источником (22 Вт, 13.8 В) импульсные значения мощности и напряжения у потребителя составили 2.47 кВт, 1122 В. При этом в сопротивлении потребителя (510 Ом) импульсы тока имели амплитуду 2.2 А, длительность 20 мкс и частоту повторения 50-167 Гц при напряжении источника 13.8-22.8 В. С увеличением постоянного напряжения источника питания число импульсов тока зарядки конденсатора снижалось, а частота импульсов тока в нагрузке возрастала. Максимальное напряжение на конденсаторе при его зарядке получено в 3-5 раз больше напряжения источника.

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Aviv Farag, Ariel Nause. Automated, Convenient and Compact Auto-Correlation Measurement for an Ultra-Fast Laser Pulse. – 6 р., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

An ultrashort pulse laser is being used at the Schlesinger center for compact accelerators in Ariel University. The pulse duration ranges from 10 ps to 35 fs and can be varied using a grating, controlled by a remote control. However, there is no real-time indication of its duration while changing the grating position. This laser hits a copper cathode which results in ejection of electrons that serve as free electrons for a THz Free Electron Laser (FEL). Extracting electrons from a copper cathode requires more energetic photons than IR, and therefore the laser's frequency is tripled (from 800 to 266 nm) using non-linear crystals. The conversion efficiency of the third harmonic generation setup is greater for pulses shorter than 50 fs.

In order to properly tune the pulse duration a method to measure the pulse duration in real-time is required. Generally, in order to measure an event, one should use a shorter event than the one being measured. For ultra-short laser pulses, using shorter events to measure the pulse is impossible. Hence, we use the method of auto-correlation which means we harness the pulse itself in order to measure its duration.

We used 3DOptix components to build an autocorrelator setup, resulting with a significantly more compact setup, and very easy to align. We controlled the measurement by a dedicated software we developed for this purpose. Methods and information of the elements in the autocorrelator system are presented, and the necessary requirements to simplify the alignment and measuring procedures are outlined in this paper.

Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Бурдин В.В., Кривошеев А.И. Теоретическая и экспериментальная оценка точности одновременного распределенного измерения температур и деформаций в анизотропных волоконных световодах методом поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии. — 11 с., 8 рис.

Построена модель для определения зависимости точности метода разделения температуры и деформации с помощью поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии, основанной на измерении бриллюэновского сдвига частоты в двух поляризационных осях волоконного световода, от инструментальных и калибровочноых погрешностей. Показано, что погрешности, обусловленные невязкой калибровочных коэффициентов, пренебрежимо малы. Определены оптимальные аппаратные требования к рефлектометру. Экспериментальные данные, полученные на максимально доступном авторам разрешении спектрального сканирования, находятся в согласии с результатами компьютерного моделирования.

Конин Ю.А., Булатов М.И., Щербакова В.А., Гаранин А.И., Токарева Я.Д., Мошева Е.В. Исследование свойств цельноволоконного датчика температуры, созданного при помощи эффекта плавления. – 8 с., 8 рис.

Исследуется температурная чувствительность цельноволоконного датчика температуры, созданного при помощи эффекта плавления. С целью изучения зависимости был разработан и собран специальный макет для проверки чувствительности датчиков к изменению температуры. При проведении экспериментов получены температурные зависимости спектрального сдвига для датчика в диапазонах температур 30-90°С и 20-320°С. В ходе исследования был получен график зависимости спектра от температуры и построен калибровочный график. Таким образом, определена температурная чувствительность датчика, которая составила ≈16 млн⁻¹/°С. Получены результаты прочности световода в акрилатном покрытии до и после испытаний с помощью метода осевого растяжения. Обнаружено, что предельная прочность световода ухудшается более чем в 2 раза при воздействии высокой температуры.

Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э. Достижение 85-километровой дальности измерений деформации (температуры) с помощью низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии. – 9 с., 6 рис. Продемонстрирована возможность измерения деформации (температуры) на дальностях до 85 км с доступом к оптическому волокну с одного конца при помощи технологии низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии. Указанная дальность обеспечена использованием рамановского усиления излучения в комбинации с усилением с помощью встроенных в измеряемую линию коротких сегментов волокна, легированного эрбием.

Возможность перестройки низкокогерентного источника в широком интервале длин волн позволила проводить измерения деформации в диапазоне 500 мкм \cdot м⁻¹, что эквивалентно 56°C в единицах температуры. При времени единичного измерения 10 мин и пространственном разрешении 2.6 м стандартная неопределенность измерений деформации составила 3.8 мкм \cdot м⁻¹, температуры – 0.42°C.

Таранов М.А., Горшков Б.Г., Жуков К.М., Гринштейн М.Л. О минимальной неопределенности измерения коэффициента затухания в одномодовом оптическом волокне, достижимой с использованием рэлеевской рефлектометрии. -10 с, 4 рис.

Проведено исследование точности измерения коэффициента затухания в одномодовом оптическом волокне при помощи рэлеевской рефлектометрии. Теоретически установлено, что минимальная достижимая неопределенность таких измерений определяется только спектральными свойствами зондирующего излучения и убывает с возрастанием длины измеряемого волокна в степени 1.5. Статистический анализ результатов измерения коэффициента затухания в разных сегментах реального одномодового волокна по их рефлектограммам демонстрирует результаты, согласующиеся с теоретическими выводами. Полученные результаты устанавливают ограничения на минимальную длину волокна, коэффициент затухания в котором может быть измерен с требуемой точностью.

Шаманин В.И., Ремнёв Г. Е., Тарбоков В.А. Ионный диод с магнитной самоизоляцией для генерации пучков алюминия. – 7 с., 4 рис.

Представлены результаты исследования генерации импульсных пучков, состоящих из ионов алюминия, углерода и протонов. Ионный пучок образуется при приложении к аноду вакуумного диода субмикросекундного импульса высокого напряжения в момент существования в ускоряющем промежутке плотной взрывоэмиссионной плазмы. Плазма в диоде создается дополнительным высоковольтным импульсом, предшествующим основному, за счет взрывной эмиссии на поверхности потенциального электрода. Амплитуда основного, ускоряющего импульса в экспериментах составляла 200 кВ, длительность 100 нс на полувысоте. Для диагностики состава пучка использовались времяпролетная методика на основе коллимированного цилиндра Фарадея и магнитный спектрометр.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

Нао Wu, Cheng Zhou, Haixia Yu, Dachao Li. Dynamics characterization of the acoustically driven single microbubble near the rigid and elastic wall. -13 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The dynamic behaviors of single acoustic bubble are the key fundamental problem in exploring the mechanism of acoustic cavitation. In this paper, a synchronous high-speed microscopic imaging method is proposed to clearly record the temporary evolution of single bubble in low-frequency ultrasonic field. In the experiment, the temporal evolution of the bubble with two different initial radii in an ultrasonic field are recorded by the high-speed camera at 300000 frames per second, and other important characteristics of the bubbles are calculated and analyzed. In these experiments, the single bubbles behave similar under the same relative distance from a rigid wall, but the dynamic behaviors of the bubble with different initial radii have obvious difference. In addition, the bubble dynamics of the bubble near an elastic wall are also investigated and compared to the bubble near the rigid wall. It is found that the elasticity would significantly influence the dynamic characteristics during bubble collapse and rebound. In this work, the synchronous highspeed microscopic imaging method demonstrates the abilities to experimentally investigate the rapidly dynamics of single bubble in ultrasonic field.

Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов B.M., Bannasch R., Bardáĉová Z., Белолаптиков И.А., Бруданин В.Б., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Dvornický R., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Джилкибаев Ж.-А.М., Dik V., Дьячок А.Н., Eckerlová E., Забор-Ж.-А.М., ов Д.Н., Иванов Р.А., Катулин М.С., Кебкал К.Г., Кебкал О.Г., Кожин А.В., Колбин М.М., Конищев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Крюков М.К., Кулепов В.Ф., Миленин М.В., Миргазов Р.А., Nazari V., Наумов Д.В., Панфилов А.И., Пе-Д.П., Плисковский Е.Н., Розатухов нов М.И., Рушай В.Д., Рябов Е.В., Сафронов Г.Б., Šimkovic F., Скурихин А.В., Соловьев А.Г., Сороковиков М.Н., Štekl I., Суворова О.В., Сушенок Е.О., Таболенко В.А., Таращанский Б.А., Fajt.L., Фиалковский С.В., Храмов Е.В., Шайбонов Б.А., Шелепов М.Д., Яковлев С.А. Калибровка измерительных каналов нейтринного телескопа Baikal-GVD. - 16 с., 13 рис.

Проект Baikal-GVD направлен на создание глубоководного нейтринного телескопа масштаба кубического километра в озере Байкал. Установка находится на этапе развертывания, и в настоящее время ее эффективный объем в задаче регистрации ливней от нейтрино высоких энергий астрофизической природы достиг 0.25 км³. Набор экспериментальных данных на телескопе осуществляется с 2015 г. в режиме постоянной экспозиции одновременно с наращиванием детектора. Данная статья посвящена вопросу калибровки измерительной системы нейтринного телескопа. В ней представлена аппаратура калибровочной системы, описана методика калибровки и обсуждаются вопросы точности, надежности и эффективности разработанных калибровочных процедур.

Гренков С.А., Кольцов Н.Е. Система регистрации космического радиоизлучения в спектральных линиях. – 11 с., 6 рис.

Система регистрации космического радиоизлучения в спектральных линиях позволяет вычислять спектры мощности методом быстрого преобразования Фурье. Амплитуды спектральных компонентов калибруются по шумовым импульсам небольшой мощности, которые вводятся на вход приемного устройства от модулируемого генератора шума. Введен широкополосный радиометрический канал вычисления неравномерности мощности шумовых импульсов в рабочей полосе частот, позволивший повысить точность измерений амплитуд спектра исследуемого сигнала примерно в 4 раза. Обеспечена регистрация слабых нестационарностей излучения.

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

Xiaohua Zhou, Yunfei En, Jie Lu, Yang Liu, Kang Li, Zhifeng Lei, Zhijian Wang, Xiaoping Ouyang. Contrast experiments of PIG positive and negative hydrogen ion sources for neutron tubes. -9 p., 3 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Recent studies reported that PIG negative hydrogen ions extraction for neutron tube is superiority to positive hydrogen ions extraction. Present maturing products of neutron tube on market almost use PIG ion source and extract positive hydrogen ions. If negative hydrogen ions extraction can be applied on present products, the combination property will be greatly improved. In this study, a contrast experiment of PIG positive and negative hydrogen ion source for D-T neutron tube is put into effect. The relationships between the current of ion source, the beam current and the voltage extraction are investigated. The experiment results demonstrate that the negative ion extraction has higher yield of neutron for unit target current. We also point out that the ratio of yield to target current is a considerable parameter to reflect the overall performance of neutron tube.

Авдеев С.М., Бураченко А.Г., Панарин В.А., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. Эксилампы барьерного разряда с выходным окном малого диаметра и их применение. — 8 с., 3 рис.

Описан принцип действия и приведены технические параметры эксиламп с выходным окном малого диаметра из серии портативных источников узкополосного ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового излучения. Дан пример использования KrClэксилампы для возбуждения фотолюминесценции кристаллических материалов.

Кошелев О.Г. Устройство для бесконтактного определения распределения фоточувствительности по площади кремниевых $n^+ - p(n) - p^+$ -структур. — 15 с., 4 рис.

Описано устройство, позволяющее измерять неоднородность фоточувствительности по площади кремниевых $n^+ - p(n) - p^+$ -структур без контактов. Структура размещается между обкладками конденсатора и локально освещается с одной стороны двумя лазерами, модулированными по интенсивности. Длины волн лазеров 1064 и 808 нм. Излучение первого лазера поглощается в объеме базовой области, а второго – только вблизи ее освещаемой поверхности. Локальная фоточувствительность определяется по отношению амплитуд модуляций, при которых суммарная переменная фото-э.д.с. обращается в 0. Такая компенсация позволяет избежать ошибки, связанной с шунтированием освещаемого участка структуры ее остальной частью из-за токов по n^+ - и p^+ -слоям. На $n^+ - p - p^+$ -структурах из монокристаллического кремния проведено сравнение контрастов фоточувствительностей, измеренных предложенным компенсационным методом и стандартным по току короткого замыкания. Различие составило не более 6%, что согласуется с расчетами.

ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лаборатории, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описание достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepareelectonic-version/supplementary-materials/. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них – 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, - 2 страниц и 1 рисунка, рекламных объявлений – 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других издательствах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи, сопроводительное письмо от авторов и авторский договор с издателем журнала, заполненный и подписанный автором и всеми соавторами. Авторский договор вступает в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах www.sciencejournals.ru (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Для публикации в русской версии следует оформить лицензионный договор, бланк которого размещен на сайте www.sciencejournals.ru. Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе "Приборы, изготовленные в лабораториях", должны оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте www.sciencejournals.ru, т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила.

Рукопись желательно присылать по электронной почте. Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент).

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. Полный список авторов (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА № 3 2020

3. Место работы авторов. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. Электронный адрес автора, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. Аннотация статьи (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании.

7. Список литературы. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство,

место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии иллюстраций или таблиц располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисуночная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайтах <u>www.maik.ru</u> (русская версия) и www.pleiades.online (английская версия). Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки $(\sim 17 \text{ см})$ или во весь лист ($17 \times 23 \text{ см}$). 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 н Φ -2 н; 1.0 мк Φ -1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно

тщательной проверки представляемых рисунков. Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям МАИК "НАУ-КА/ИНТЕРПЕРИОДИКА".

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <u>www.maik.ru</u> (русская версия) и <u>www.pleiades.online</u> (английская версия). Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: http://get.adobe.com/reader. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов "Комментарии и пометки" программы Adobe Reader версии 9+. Не используйте другие программы для правки PDF-файлов, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайтах <u>www.maik.ru</u> (русская версия) и <u>www.pleiades.online</u> (английская версия).