

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК**

# **ГОДОВОЙ ОТЧЕТ**

**2022**

**НОВОСИБИРСК 2023**



## Оглавление

<b>Введение</b> .....	<b>5</b>
<b>Физика элементарных частиц</b> .....	<b>9</b>
Детектор СНД .....	11
Детектор КМД-3 .....	15
Детектор КЕДР .....	17
Участие в эксперименте CMS на LHC .....	27
Эксперименты Belle и Belle-II .....	42
Криогенные и газовые лавинные детекторы .....	48
Отчёт группы в коллаборации АТЛАС.....	51
<b>Ядерная физика</b> .....	<b>55</b>
Эксперименты на установке Дейтрон.....	57
<b>Теоретическая физика</b> .....	<b>63</b>
Теоретическая физика .....	65
<b>Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез</b> .....	<b>69</b>
Установка ГДЛ .....	71
Установка КОТ .....	75
Многопробочное удержание плазмы .....	76
<i>Работы на установке ГОЛ-NB</i> .....	76
<i>Работы на установке СМОЛА</i> .....	82
Проведение исследований по генерации мощного терагерцового излучения с использованием килоамперных пучков электронов МЭВ-ной энергии .....	86
<i>Эксперимент ГОЛ-ПЭТ</i> .....	86
<i>Эксперимент ЭЛМИ</i> .....	88
Взаимодействие плазмы с поверхностью .....	91
Работы по программе ИТЭР .....	93
Теория плазмы .....	96
Инжекторы пучков быстрых атомов.....	97
<b>Установки со встречными электрон-позитронными пучками.....</b>	<b>101</b>
Комплекс ВЭПП-4 .....	103
Работа комплекса ВЭПП-2000 .....	117
Инжекционный комплекс ВЭПП-5 .....	122
Электронное охлаждение .....	143
Масс-спектрометр .....	145
<b>Синхронное излучение и лазеры на свободных электронах</b> .....	<b>147</b>
Работа на пучках синхротронного излучения .....	149
Сверхпроводящие магнитные системы для ускорителей частиц.....	185
Новосибирский Лазер на свободных электронах.....	187
<b>Мощные электронные ускорители</b> .....	<b>199</b>
Ускорители типа ИЛУ.....	201
Промышленные ускорители ЭЛВ и разработка новых применений.....	207
<b>Физика для медицины.....</b>	<b>211</b>
Ускорительный источник нейтронов для БНЗТ и других приложений.....	213
Детекторы для медицинских и прикладных исследований.....	216
<b>Научное руководство ИЯФ</b> .....	<b>217</b>



## ВВЕДЕНИЕ

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) – один из крупнейших академических институтов страны: к концу 2022 года он насчитывал 2833 сотрудника, из которых 839 человек непосредственно ведут исследовательскую деятельность (из них 308 человек – до 39 лет). Среди 413 научных сотрудников Института – 6 академиков (А.Е. Бондарь, Н.С. Диканский, Г.Н. Кулипанов, П.В. Логачев, В.В. Пархомчук, А.Н. Скринский) и 5 членов-корреспондентов РАН (Н.А. Винокуров, Ю.А. Тихонов, В.С. Фадин, Ю.М. Шатунов, Е.Б. Левичев), 6 профессоров РАН (М.Н. Ачасов, А.Ю. Гармаш, Р.Н. Ли, И.Б. Логашенко, К.В. Лотов, Н.Ю. Мучной), 63 доктора и 195 кандидата наук.

Особенностью ИЯФ является наличие собственного крупного экспериментального производства (714 человек) с высоким уровнем технического и технологического оснащения: масштабная модернизация проводилась в 2021 году, в 2022 году часть оборудования была приобретена по программе обновления приборной базы. По программе обновления приборной базы (федерального проекта «Наука и университеты») в 2022 году ИЯФ приобрел научное оборудование (57 единиц) на сумму более 226 млн. рублей.

Институт ведет активную работу по подготовке научных и инженерно-технических кадров высшей квалификации. ИЯФ является базовым Институтом для шести кафедр физического факультета НГУ и физико-технического факультета НГТУ. Всего в ИЯФ к концу 2022 года обучалось 147 студентов НГУ, НГТУ и СГУГиТ.

В аспирантуре ИЯФ к концу 2022 года обучались 57 человек. В течение 2022 года все аспиранты ИЯФ, НГУ и НГТУ, работающие в Институте, переведены на научную должность инженер-исследователь.

ИЯФ является одним из ведущих мировых центров по ряду областей физики высоких энергий и ускорителей, физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. В Институте ведутся крупномасштабные эксперименты по физике элементарных частиц на электрон-позитронных коллайдерах (ВЭПП-2000 и ВЭПП-4М – два единственных действующих коллайдеров в России) и уникальном комплексе открытых плазменных ловушек (установки ГДЛ, ГОЛ-NB, СМОЛА, КОТ, ГОЛ-ПЭТ, ЭЛМИ), разрабатываются современные ускорители (в т.ч. промышленные ускорители серий ЭЛВ и ИЛУ), интенсивные источники синхротронного излучения и лазеры на свободных электронах. По многим направлениям Институт является единственным в России.

Основу исследовательской инфраструктуры Института составляют уникальные научные установки и стенды (УНУ). С использованием УНУ выполняется большинство научных проектов Института, проводится большое количество совместных исследований в

рамках научно-технического сотрудничества с ведущими российскими и международными научными организациями, и университетами.

Шесть объектов научной инфраструктуры Института индексируются в национальном реестре объектов научной инфраструктуры Российской Федерации (сайт skr-rf.ru): УНУ «Ускорительный масс-спектрометр», УНУ «Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000», УНУ «Комплекс длинных открытых ловушек», УНУ «Новосибирский лазер на свободных электронах терагерцового диапазона», УНУ «Протонный ускоритель Тандем-БНЗТ», УНУ «Стенд ЭЛВ-6». В ИЯФ СО РАН работает центр коллективного пользования "Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения" (ЦКП СЦСТИ). Базой для деятельности ЦКП СЦСТИ являются: накопители электронов/позитронов ВЭПП-3 и ВЭПП-4М – источники синхротронного излучения, и Новосибирский лазер на свободных электронах – источник терагерцового излучения. В 2022 году был проведен успешный запуск первого в мире лазера на свободных электронах на основе ондулятора с переменным периодом. В 2022 году УНУ «УМС ИЯФ» успешно прошел международное кросс-тестирование в составе совместной лаборатории Golden Valley. В 2022 году на коллайдере ВЭПП-2000 достигнута рекордная светимость в области 900 МэВ и проведен эксперимент с детекторами СНД и КМД-3 при наборе рекордного интеграла светимости.

В 2022 году продолжилась активная фаза реализации проекта ЦКП «СКИФ» (Сибирский кольцевой источник фотонов): в частности, для проекта ЦКП «СКИФ» в ИЯФ была разработана уникальная конструкция модулятора по схеме индукционного сумматора напряжения на основе полупроводниковых коммутаторов. Кроме того, был запущен источник электронов (ВЧ-пушка) линейного ускорителя инжектора ЦКП «СКИФ». В июне 2022 года было сдано заказчику (ИК СО РАН) оборудование для «Линак 20 МэВ». В 2022 году изготовлены все магниты и большая часть вакуумной системы для бустерного синхротрона, а также большое количество магнитопроводов и катушек магнитов накопителя ЦКП «СКИФ».

Прикладные работы ИЯФ СО РАН в основном базируются на результатах фундаментальных исследований Института и традиционно сконцентрированы на следующих основных направлениях:

- Промышленные ускорители электронов высокой мощности, используемые для модификации полимеров, очистки промышленных и бытовых отходов, производства нанопорошков чистых металлов, окиси кремния, оксидов, карбидов и нитридов металлов, радиационной обработки продуктов питания, стерилизации медицинского оборудования и одноразовых инструментов и одежды, и других технологических применений. В 2022 году был спроектирован и изготовлен ускоритель ЭЛВ-18 с максимальной энергией 2 МэВ и мощностью пучка 100 кВт. В 2022 году заказчиком из Китая, Южной Кореи и Индии отправлено 15 комплектов оборудования ЭЛВ и запасных частей к ним.

- Разработка установок ядерной медицины для протонной, ионной и бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ) злокачественных образований. В 2022 году в ИЯФ по тематике БНЗТ было создано новое подразделение – сектор 9.21 под руководством д.ф.-м.н. С.Ю. Таскаева. В 2022 году в ИЯФ шла активная работа по разработке и созданию (к 2024 году) тандемного ускорительно источника нейтронов для НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина.

- Установки для электронно-лучевой сварки.

ИЯФ СО РАН отличает широкое многолетнее международное сотрудничество с большим количеством крупных зарубежных и международных центров. За 2022 год, несмотря на существенное ухудшение международных отношений в связи с проведением СВО, сотрудники ИЯФ (35 человек) были направлены в более чем в 40 зарубежных командировок в 12 стран мира. В 2022 году произошла приостановка взаимодействия по целому ряду международных проектов, таких как GSI (проект FAIR), DESY (Германия), Tokamak Energy, Великобритания; IPP, Чехия, и др. Тем не менее, сохранились научно-технические связи с крупнейшими физическими центрами: коллаборации CERN (эксперименты ATLAS, LHCb, CMS, HL-LHC, AWAKE,); Belle и SuperKEKB (КЕК, Япония), Plasma Research Center (университет Цукубы, Япония), эксперимент COMET (Япония), эксперимент Muon g-2 (Fermilab, США), эксперимент NSLS-II (BNL, США), эксперимент DarkSide (INFN, Италия), эксперимент MEG (INFN, LNF, Италия), разработка криогенных детекторов для экспериментов по физике нейтрино (университет Падуи, Италия), BEPC-II, BES III (ИНЕР, Китай), участие в создании проекта и работе Super Tau-Charm Facility (STCF, Китай), эксперименты по электронному охлаждению в Институте современной физики (Ланчжоу, Китай), международный проект ИТЭР, технологическое сотрудничество с Сербией (сборка промышленного ускорителя ЭЛВ-4), Индией и Китаем (ускорители ИЛУ-10). Значительно расширены научно-технические и коммерческие связи с Китаем (Institute of High Energy Physics CAS, Institute of Modern Physics, Institute of Plasma Physics, Institute of nuclear energy safety technology), Индией, Вьетнамом.

Кроме того, ИЯФ постоянно работает над крупными российскими проектами, в числе которых установка исследовательской инфраструктуры класса «MegaScience»: ускорительный комплекс ЦКП «СКИФ», ускорительный комплекс НИКА (NICA – Nuclotron based Ion Collider fAcility) в ОИЯИ (г. Дубна), проект супер-С-тау фабрики в НЦФМ (г. Саров), радиографическое оборудование для исследований оборонного значения для ФГУП "РФЯЦ-ВНИИТФ" (г. Снежинск) – комплекс импульсной томографии, синхротронный комплекс СКИ (г. Саров).

В 2022 году в ИЯФ СО РАН защищены десять диссертаций: одна докторская диссертация (А.Ю. Гармаш) и девять кандидатских диссертаций (В.А. Минаков, Д.А. Касатов, Г.Н. Баранов, Е.О. Соколова, Я.А. Колесников, М.В. Арсентьева, Е.И. Кузьмин,

П.В. Туев, А.А. Горн). Диссертации А.Ю. Гармаша и В.А. Минакова аннотированы в Вестнике ВАК экспертным советом ВАК при Минобрнауки РФ как одни из лучших в 2022 году.

Победителями конкурсов молодых ученых ИЯФ в 2022 году были: Кладов Сергей (лаб.11), Куценко Богдан (сек. 3-13), Жадан Даниил (лаб.2), Дмитриев Максим (лаб. 6-0), Казанцев Федор (лаб. 8-2), Шмигельский Евгений (лаб. 9-1). Стипендиатом стипендии им. Г.И. Будкера в 2022 году стал Колесниченко Константин (лаб. 9-1). Стипендиатами Правительства РФ в 2022 году стала Дорохова Дарья (сек. 1-33) и Щербаков Роман (сек. 3-13).

По результатам реализации 20 тем фундаментальных государственных заданий и четырех прикладных государственных заданий в 2022 году ИЯФ СО РАН подготовил 829 научных публикаций (507 статьи в журналах), из которых 429 публикации в журналах, входящих в публикационную базу Scopus. Сотрудниками ИЯФ в 2022 году подготовлено 6 монографий. Лидерами по публикационной активности стали: теоретический отдел, лаборатория 9.1, лаборатория 10 и лаборатория 9.0.

**Важнейшими научными достижениями Института за 2022 год Учёный Совет ИЯФ признал следующие результаты:**

**В области ядерной физики, физики элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий:**

1. "Экспериментальное изучение процесса  $e^+e^-$  аннигиляции в пару нейтрон-антинейтрон на коллайдере ВЭПП-2000", авторы: коллаборация СНД (ИЯФ СО РАН). В 2022 году был завершен анализ процесса аннигиляции электрон-позитронной пары в пару нейтрон-антинейтрон в области энергии вблизи порога, от 1884 до 2000 МэВ, на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД.

2. "Измерение распадов  $J/\psi$  в конечные состояния  $2(\pi^+ \pi^-)\pi^0$ ,  $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $2(\pi^+ \pi^-)$ , и  $K^+K^-\pi^+\pi^-$  на детекторе КЕДР", авторы: коллаборация КЕДР (ИЯФ СО РАН).

3. "Первое наблюдение и анализ динамики процесса  $e^+e^- \rightarrow KSK^+\pi^-\pi^+\pi^-$  с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000", авторы: коллаборация КМД-3 (ИЯФ СО РАН).

4. "Новый механизм электролюминесценции в благородных газах и жидкостях", авторы Е.О. Борисова, А.Ф. Бузулуцков.

5. "Физическая программа эксперимента на Супер С-Тау фабрике", авторы: партнерство СЦТФ (ИЯФ, НГУ, ФИАН, НИУ ВШЭ).

6. "Изучение процесса  $Z \rightarrow 2\text{Lu}$  при  $\sqrt{s}=8$  ТэВ с детектором АТЛАС на БАК", авторы: А.Г. Харламов, Т.А. Харламова, Ю.А. Тихонов, А.Л. Масленников, А.С. Купич, В.Н. Жабин, Froidevaux Daniel (CERN).

7. "Детектор ФАРИЧ с двойным аэрогелевым радиатором", авторы: А.Ю. Барняков, В.С. Бобровников, А.А. Катцин, С.А. Кононов, И.А. Куянов.

**В области теоретической физики:**

1. "Формфакторы кварков и глюонов с точностью  $\alpha^4_s$ ", Р.Н. Ли, Andreas von Manteuffel (Michigan State University), Robert M. Schabinger (Michigan State University), А.В. Смирнов (МГУ), В.А. Смирнов (МГУ), Matthias Steinhauser (Karlsruhe Institute of Technology).

2. "Оптимальное распределение входного сигнала канала связи, моделируемого нелинейным стохастическим уравнением Шредингера, с малой керровской нелинейностью", А.В. Резниченко, И.С. Терехов (ИЯФ СО РАН), Е.В. Седов (НГУ), А.И. Черных (ИАиЭ).

3. "Взаимодействие в конечном состоянии в процессах с рождением барион-антибарионных пар", авторы: С.Г. Сальников, А.И. Мильштейн.

4. "Фоторождение  $e^+e^-$  пары в кулоновском поле вблизи порога реакции", авторы: П.А. Крачков, Р.Н. Ли, А.И. Мильштейн.

5. "Касповая аномальная размерность в квантовой хромодинамике с точностью  $\alpha^4_s$ ", авторы: А.Г. Грозин, Р.Н. Ли, А.П. Пикельнер (ОИЯИ).

**В области физики и техники ускорителей заряженных частиц, а также радиофизики:**

1. "Создан и сдан в эксплуатацию твердотельный модулятор индукционного типа микросекундного диапазона мощностью более 100 МВт", авторы: П.А. Бак, С.В. Вошин, М.Н. Егорычев, А.А. Елисеев, К.И. Живанков, Я.В. Куленко, Л.Ф. Мозговая, А.А. Непейново, А.А. Пачков. Данное достижение признано главным достижением Института в 2022 году.

2. "Запущен источник электронов (ВЧ-пушка) линейного ускорителя инжектора ЦКП СКИФ. Измеренные параметры ускоренного электронного пучка соответствуют проектным", авторы: А. Левичев, А. Батраков, А. Павленко, Д. Никифоров, М. Арсентьева, В. Волков, А. Кондаков, О. Мешков, Xiao Chao Ma, С. Мотыгин и др.

3. "Запущена в эксплуатацию не имеющая аналогов установка по выпуску в атмосферу сфокусированного электронного пучка с энергией электронов до 2.5 МэВ и мощностью пучка до 70 кВт", авторы: Е.В. Домаров, М.Г. Голковский, Ю.И. Голубенко, А.И. Корчагин, Н.К. Куксанов, Р.А. Салимов, С.Н. Фадеев, В.Г. Черепков, И.К. Чакин.

4. "В коллайдере ВЭПП-2000 достигнута рекордная светимость в области 900 МэВ и проведен эксперимент с детекторами СНД и КМД-3 при наборе рекордного интеграла светимости", авторы: Лаб. 11, Лаб. 5-12, Лаб. 1-4, Лаб. 6-2, Лаб. 6-0, Лаб. 6-1 ИЯФ СО РАН.

5. "Создание магнитной системы бустерного синхротрона источника СИ поколения 4+ ЦКП "СКИФ"", авторы: коллектив Лаборатории 1-3, Сектора 8-21 ИЯФ СО РАН.

6. "Разработка малогабаритных сверхвысоковакуумных геттерных насосов скоростью откачки 300 – 1200 л/с на основе спеченных материалов", авторы: В.В. Анашин, А.А. Кранов, А.М. Семенов.

7. "Международное кросс-тестирование УНУ УМС ИЯФ в составе совместной лаборатории Golden Valley", авторы: сотрудники лаб. 5-2.

8. "Расширенная квазистатическая модель кильватерного ускорителя", авторы: П.В. Туев, Р.И. Спицын, К.В. Лотов.

9. "Прецизионный ЯМР магнитометр Сибирь-1", автор-разработчик: Карпов Г.В.

10. "Создан комплект электроники и программного обеспечения для работы с ВЧ-пушкой Линака СКИФ, обеспечивший успешное получение первого пучка электронов", Авторы: А.М. Батраков, Е.В. Быков, Е.С. Котов, В.К. Овчар, А.В. Павленко, А.Ю. Протопопов, В.В. Репков, М.Г. Федотов, Н.С. Щегольков.

11. "Уникальный дипольный четырехполюсный магнит с большим поперечным градиентом накопителя ЦКП "СКИФ"", авторы: Г.Н. Баранов, В.В. Кобец, И.А. Лопаткин, Т.В. Рыбickaя, А.А. Старостенко, А.С. Цыганов и др.

12. "Предложен и реализован метод измерения импульсных магнитных полей на основе датчиков Холла", авторы: А.М. Батраков, А.В. Павленко, К.С. Штро, И.Н. Окунев.

13. "Успешное испытание первой в мире импульсной высокочастотной термокатодной пушки до 1 МэВ в составе линейного ускорителя электронов комплекса СКИФ", авторы: В. Волков, А. Батраков, И. Запругаев, А. Кондаков, С. Крутихин, Г. Куркин, А. Левичев, А. Мартыновский, С. Мотыгин, В. Овчар, А. Павленко, Е. Ротов, М. Федотов.

14. "Впервые экспериментально доказана возможность использования ПЗС-камеры на ВЭПП-2000 для измерения поперечного профиля пучка в однопролетном режиме", авторы: С. П. Шерстюк, Е. А. Переведенцев, А. И. Сенченко, М. В. Тимошенко, Д. Б. Шварц.

15. "Создание общей информационной инфраструктуры для ИК с коллайдерами", авторы: Ф.А. Еманов, Д.Ю. Болховитянов, П.Б. Чеблаков, А.И. Сенченко.

**В области физики синхротронного излучения и лазеров на свободных электронах:**

1. "Успешный запуск первого в мире лазера на свободных электронах на основе ондулятора с переменным периодом", авторы: О.А. Шевченко, Н.А. Винокуров, Я.В. Гетманов, Я.И. Горбачёв, В.В. Кубарев, Л.Э. Медведев, М.А. Щеглов, С.С. Середняков, В.Г. Ческидов, С.В. Тарарышкин, А.М. Батраков, И.В. Ильин, К.С. Штро. Данное достижение признано одним из главных достижений Института в 2022 году.

2. "Испытан сверхпроводящий ондулятор с полем 1.2 Тл и периодом 15.6 мм для генерации синхротронного излучения", авторы: Н.А. Мезенцев, В.А. Шкаруба, В.М. Цуканов, С.В. Хрущев.

3. "Исследование потока микрочастиц синхротронной радиографией", авторы: К.А. Тен, Л.И. Шехтман, П.А. Пиминов, Б.П. Толочко и др.

4. "Разработан и запущен терагерцевый плазмонный интерферометр для измерения оптических констант поверхностного слоя металл-диэлектрических поверхностей и тонких пленок", авторы: В.В. Герасимов (ИЯФ СО РАН), А.К. Никитин (НТЦУП РАН, г. Москва).

5. "Методика комплексного исследования газогидратных систем", авторы: А.Н. Дробчик, В. В. Никитин, М. И. Фокин, Г.А. Дугаров, П. Д. Шевченко, А. Л. Деррий, А. Ю. Манаков, К. Э. Купер, А. А. Духова.

#### **В области физики плазмы:**

1. "Предел по давлению плазмы в открытых ловушках", авторы: И.А. Котельников, В.В. Приходько, Д.В. Яковлев.

2. "Исследования поперечной неустойчивости килоамперного пучка в ЛИУ", авторы: Д.И. Сквородин, С.Л. Синицкий, Е.С. Сандалов, А.В. Бурдаков, П.В. Логачев, П.А. Бак, Д.А. Никифоров, К.И. Живанков, Е.К. Кенжебулатов.

3. "Измерено сечение ядерной реакции  $7\text{Li}(p,\alpha)4\text{He}$  при энергии протонов от 0,6 до 2 МэВ", авторы: М.И. Бикчурин, Т.А. Быков, Д.А. Касатов, Я.А. Колесников, А.Н. Макаров, Ю.М. Остреинов, С.С. Савинов, Е.О. Соколова, С.Ю. Таскаев.

4. "Модернизация дугоразрядных генераторов плазмы для создания плазменного эмиттера с рекордным извлеченным током ионного пучка до 175 А и длительностью импульса до 1 секунды", авторы: П.П. Дейчули, А.В. Бруль, Р.В. Вахрушев, Н.П. Дейчули, А.А. Иванов, Н.В. Ступишин.

5. "Дисперсионный интерферометр на основе CO2 лазера для диагностики плотности плазмы в токамаке Глобус-М2", авторы: С.В. Иваненко, А.Л. Соломахин, К.А. Гринемайер, П.В. Зубарев, Ю.В. Коваленко, В.В. Солоха, К.Д. Шулятьев, Е.А. Пурыга, А.Д. Хильченко, В.Б. Минаев, П.А. Багрянский.

6. "На установке СМОЛА экспериментально показана эффективность удержания вращающейся плазмы в винтовом магнитном поле в широком диапазоне длин свободного пробега ионов", авторы: А.В. Судников, Д.А. Аюпов, А.Д. Беклемишев, А.В. Бурдаков, И.А. Иванов, А.А. Инжеваткина, М.В. Ларичкин, В.В. Поступаев, М.С. Толкачев, В.О. Устюжанин, И.С. Черноштанов.

7. "Высокочастотный плазменный эмиттер с охлаждаемым фарадеевским экраном с профилированными щелями", авторы: Ю.И. Бельченко, В.А. Воинцев, Д.Ю. Гаврисенко, А.И. Горбовский, В.А. Капитонов, А.А. Кондаков, О.З. Сотников, И.В. Шиховцев.

8. "Диагностика быстрых ионов методом коллективного томсоновского рассеяния микроволнового излучения в открытой магнитной ловушке ГДЛ", авторы: А.Г. Шалашов, Е.Д. Господчиков, Т.А. Хусаинов, А.Л. Соломахин, Д.В. Яковлев, Л.В. Лубяко.

9. "Запуск установки БЕТА и нового импульсного материаловедческого стенда", авторы: И.В. Кандауров, Д.Е. Черепанов, А.А. Касатов, А.А. Васильев, Л.Н. Вячеславов, Г.А. Рыжков.

10. "Экспериментальное исследование прозрачности оптического волокна, облучаемого мощным потоком быстрых нейтронов", авторы: Т.В. Бедарева, В.Е. Блинов, В.С. Бобровников, А.В. Быков, Т.А. Быков, Т.В. Димова, С.А. Захаров, Д.А. Касатов, Я.А. Колесников, А.М. Кошкарев, И.В. Овтин, Н.В. Плюснин, А.В.Понедельченко, П.Д. Пономарев, О.В. Радченко,

С.С. Савинов, Ю.И. Скворень, Е.О. Соколова, А.В. Тарков, С.Ю. Таскаев, В.А. Таюрский, Д.В. Шмырев, И.М. Щудло, В.И. Эдель.

11. "Получение мощного ионного пучка с перестраиваемой энергией ускорения при сохранении извлеченного тока ионно-оптической системы в атомарных инжекторах для нагрева плазмы", авторы: А.В. Бруль, Г.Ф. Абдрашитов, А.Г. Абдрашитов В.Х. Амиров, В.П. Белов, Р.В. Вахрушев, А.И. Горбовский, В.И. Давыденко, П.П. Дейчули, Н.П. Дейчули, А.Н. Драничников, А.С. Донин, А.А. Иванов, В.А. Капитонов, В.В. Колмогоров, В.В. Мишагин, В.В. Ращенко, А.В. Сорокин, Н.В. Ступишин.

12. "На многопробочной ловушке ГОЛ-НВ введена в строй система подачи потенциалов на лимитеры в центральной ловушке и торцевой плазмоприёмник", авторы: В.И. Баткин, А.В. Бурдаков, И.А. Иванов, К.Н. Куклин, К.И. Меклер, Н.А. Мельников, А.В. Никишин, П.А. Полозова, С.В. Полосаткин, В.В. Поступаев, А.Ф. Ровенских, Е.Н. Сидоров, Д.И. Сквородин.

13. "Генерация в системе пучок-плазма излучения на фиксированной верхнегибридной плазменной частоте", авторы: А.В. Аржанников, С.Л. Синицкий, С.С.Попов, П.В. Калинин, Д.А. Самцов, Е.С. Сандалов, М.Г. Атлуханов, В.Д. Степанов, М.А. Макаров, К.Н.Куклин, А.Ф. Ровенских.



# **ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**



## ДЕТЕКТОР СНД

### Основные работы в 2022 году.

Важной задачей экспериментов на ВЭПП-2000, требующей большой статистики, является тщательное изучение динамики рождения адронов в  $e^+e^-$  аннигиляции и свойств возбужденных векторных резонансов, находящихся в области энергий 1–2 ГэВ. В 2022 году начато новое сканирование области энергии в системе центра масс от 1,1 ГэВ до порога рождения нуклон-антинуклонных пар. Сканирование предполагается закончить в 2023 году.

В области энергии ВЭПП-2000 находятся пороги рождения нуклон-антинуклонных пар. Поскольку на пороге пары нуклонов рождаются в S-волне, реакции  $e^+e^- \rightarrow$  нуклон антинуклон чувствительны к взаимодействию в конечном состоянии и являются прекрасным инструментом для изучения нуклон-антинуклонных взаимодействий. В предыдущих экспериментах была обнаружена необычная энергетическая зависимость сечений этих процессов: вблизи порога они имеют вид ступеньки. Такое поведение может объясняться сильным взаимодействием нуклона и антинуклона в конечном состоянии. Необычные структуры (провалы) вблизи порога рождения нуклонов наблюдаются также в некоторых адронных сечениях. В 2022 году был проведен сеанс набора данных вблизи порога рождения нуклон-антинуклонных пар с интегральной светимостью  $210 \text{ пб}^{-1}$ . Статистика в этой области была увеличена приблизительно в 5 раз.

Для эксперимента вблизи порогов реакций  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  важно точное измерение энергии коллайдера и энергетического разброса. Они контролировались с помощью системы измерения энергии пучка методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронном пучке. Относительная точность измерения энергии пучка оценивается равной  $\Delta E_b/E_b = 6 \times 10^{-5}$ .

До этого в 2020 и 2021 годах был проведен набор данных в диапазоне 1,89–2,007 ГэВ в 7 энергетических точках с суммарной интегральной светимостью около  $100 \text{ пб}^{-1}$ . Таким образом в 2022 году был закончен трехлетний эксперимент по набору данных для детального изучения процессов  $e^+e^-$  аннигиляции вблизи и выше порога  $N\bar{N}$ .

Сканирование области порога  $N\bar{N}$  было закончено в начале апреля. Затем был начат новый эксперимент по сканированию области энергий в системе центра масс от 1,1 до 1,86 ГэВ. Шаг сканирования составляет 20 МэВ. Цель этого эксперимента – существенное (в 3–5 раз в зависимости от энергии) увеличение статистики для измерения адронных процессов в области рождения возбужденных векторных резонансов семейств  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ .

За два месяца удалось спуститься с  $E_b = 930 \text{ МэВ}$  до  $E_b = 790 \text{ МэВ}$  и набрать в 15 точках интегральную светимость около  $150 \text{ пб}^{-1}$ . Таким образом, в сезоне 2022

года была набрана  $360 \text{ пб}^{-1}$ , что превосходит интегральную светимость ( $330 \text{ пб}^{-1}$ ), накопленную на ВЭПП-2000 в периоды 2011–2013 и 2017–2021 годов.

Параллельно на СНД продолжались работы по модернизации детектора и системы сбора данных, главной целью которых являлось обеспечение записи данных с детектора с минимальными потерями и улучшение качества информации от подсистем детектора.

Одновременно продолжался анализ экспериментальных данных, записанных в 2010–2021 годах на ВЭПП-2000 (около  $400 \text{ пб}^{-1}$ ).

### Модернизация детектора СНД.

Летом 2022 года была заменена оцифровывающая электроника проволочек дрейфовой камеры (ДК) детектора. В 6 крейтах были установлены 54 модуля T200, каждый из которых обслуживает четыре проволочки. Сигнал с проволочки снимается с двух сторон через предусилители и поступает на FADC с тактовой частотой 200 МГц. Информация с модуля T200 считывается через сеть Ethernet. Проведена интеграция T200 в систему сбора данных детектора (ССД). Организованы загрузка порогов срабатывания каналов при считывании данных и загрузка порогов в триггерной электронике ДК. Разработаны, реализованы и протестированы тестовые, конфигурационные и калибровочные программы, в частности, программа генераторной калибровка амплитуд сигналов с проволочек.

Весной 2022 года было записано несколько экспериментальных заходов с новой электроникой камеры, установленной в двух крейтах (18 модулей T200). По этим данным была разработан алгоритм нахождения времени срабатывания проволочки, модифицирована процедура калибровки камеры по времени дрейфа. Таким образом, к новому эксперименту подготовлена вся программная инфраструктура для реконструкции срабатываний в дрейфовой камере с модулями T200. Замена электроники проволочек ДК позволит существенно увеличить быстродействие системы сбора данных детектора.

В 2022 году были произведены новые модули для чтения битовых данных (ДА-НЕТ). Они используются для регистрации срабатываний логических аргументов триггера и срабатываний дрейфовых трубок мюонной системы. Идет разработка программного обеспечения для их интеграции в систему сбора данных. В настоящее время для них реализованы внутренние тесты и передача данных по SCTP/IP. Включение новых модулей ДА-НЕТ в ССД планируется провести в течение 2023 года.

Частично заменены компьютеры ССД на компьютеры с более совершенными и быстрыми ядрами. Исправлены проблемы синхронизации процессов третичного триггера, улучшено время ответа экспериментальных баз данных.

С 2021 года в ССД СНД для управления блоками САМАС используется USB интерфейс. В 2022 году средства доступа к САМАС через USB и по сети были

адаптированы к архитектуре процессора x86\_64. Интерфейс к USB CAMAC был проверен на программе стенда тестирования фототриодов. Средство доступа по сети было проверено на синтетических тестах.

Детально разработана схема параллельной передачи событий от процессов чтения к процессам обработки через брокеров на платформе Apache Kafka. Реализован и протестирован набор необходимых запросов с использованием клиентской библиотеки C++ librdkafka. Начат перевод ПО ССД на CentOS7 и подключение в программную систему сборки СНД библиотек MPICH и librdkafka для поэтапного перевода на новую схему передачи данных.

Продолжено развитие информационной системы эксперимента. Улучшена работа системы мониторинга качества данных (DQM). Добавлены программные компоненты для получения различных интегральных параметров заходов при анализе данных, добавлена привязка измерений энергии по обратному комптоновскому рассеянию к заходам. Переработаны схема работы с архивом снимков дисплея оператора. Реализован функционально полный набор инструментов поддержки централизованной реконструкции записанных событий. Добавлены инструменты для обнаружения аномалий в состоянии электроники (токи, напряжения, и т.п.). Обновлены и доработаны инструменты оператора (дежурного).

Значительно продвинулись работы по программному обеспечению (ПО) для моделирования и анализа данных СНД. Адаптирован в общее ПО СНД инклюзивный генератор адронных событий, разработанный для эксперимента КМД-3. Проведены работы для централизованной миграции ПО СНД на архитектуру x86\_64, дистрибутив Centos 7 и Geant 4.10+. Для калибровки положения калориметра относительно ДК адаптирована полная трехмерная геометрическая модель. Реализована более точная (с учетом осциллограмм для сигналов с калориметра) схема наложений пучкового фона на события моделирования. Доработаны задания пользователей для максимально полного учета изменений между сканированиями. Разработан и реализован механизм подбора калибровок и фоновых срабатываний для моделирования, основанный на весах, вычисленных по интегральной светимости, заходов в эксперименте. Улучшен расчет неопределенности восстановления Z-координаты в трековой системе СНД по катодным полоскам. Доведены до рабочего состояния калибровка dE/dx в ДК, учитывающая эффект насыщения газового усиления, и ее применение.

### Анализ данных СНД.

В 2022 году было продолжено изучение  $e^+e^-$  аннигиляции в пятифотонное конечное состояние. Ранее были опубликованы статьи по процессам  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$ . В процессе  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$  кроме вклада адронного промежуточного состояния  $\omega\eta$  был обнаружен вклад радиационного процесса, который может происходить, например, от перехода через промежуточное состояние

$a_0(1450)\gamma$ . В 2022 году похожий вклад был обнаружен в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ . На рис. 1 и 2 приведены распределения по инвариантным массам систем  $\pi^0\gamma$  и  $\pi^0\pi^0$  для отобранных экспериментальных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  из интервала по энергии  $2E = 1,65-1,7$  ГэВ. В распределении по массе  $\pi^0\pi^0$  после исключения большей части событий промежуточного состояния  $\omega\pi^0$  (они подавлены требованием на  $\chi^2$  кинематической реконструкции в гипотезе  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ ) ясно видны пики на массах резонансов  $f_0(980)$  и  $f_0(1370)$ . Экспериментальные распределения аппроксимируются суммой эффекта и фона от других многофотонных процессов. Распределения эффекта – это сумма вкладов механизмов  $\omega\pi^0$ ,  $f_0(980)\gamma$  и  $f_0(1370)\gamma$ . Результат аппроксимации приведен на рис. 1 и 2. Вклад механизмов  $f_0(980)\gamma$  и  $f_0(1370)\gamma$  показан желтой и зеленой гистограммами. В результате аппроксимации были получены числа событий для всех трех вкладов в процесс  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

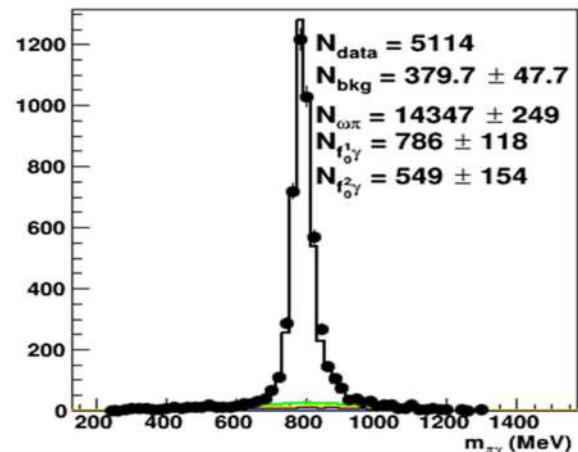


Рисунок 1. Распределение по инвариантной массе системы  $\pi^0\gamma$  для экспериментальных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  (точки с ошибками) из интервала по энергии  $2E=1,65-1,7$  ГэВ.

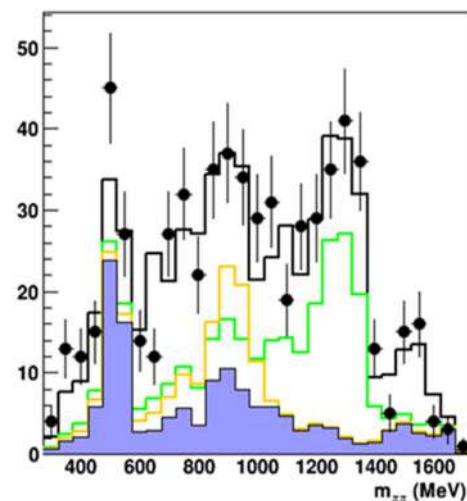


Рисунок 2. Распределение по инвариантной массе системы  $\pi^0\pi^0$  для экспериментальных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  (точки с ошибками) из интервала по энергии  $2E=1,65-1,7$  ГэВ.

Такая аппроксимация была проведена в 10 энергетических интервалах. Полученные сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow f_0(980)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow f_0(1370)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  приведены на рис. 3 и 4. Оба сечения имеют резонансный вид с массой резонанса вблизи 1700 МэВ. Для промежуточного состояния  $f_0(1370)\gamma$  видимая ширина пика существенно больше, чем для  $f_0(980)\gamma$ . Параметры резонансов, полученные при аппроксимации сечений формулой Брейта-Вигнера, согласуются с параметрами  $\phi(1680)$  для  $f_0(980)\gamma$  и  $\rho(1700)$  для  $f_0(1370)\gamma$ . Процессы  $e^+e^- \rightarrow f_0(980)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow f_0(1370)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  наблюдаются впервые. В описанном анализе пятифотонных событий использовались все данные, накопленные СНД при  $2E > 1,5$  ГэВ, включая данные, записанные в 2022 году.

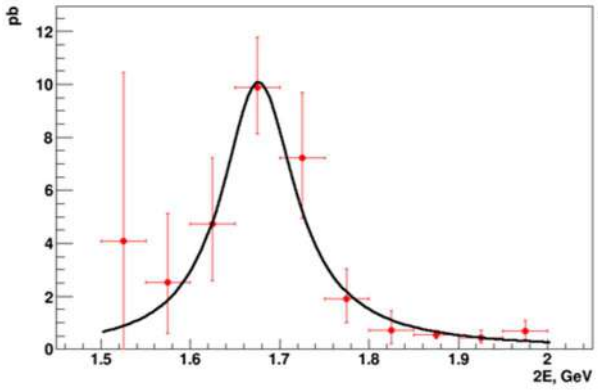


Рисунок 3. Измеренное в эксперименте СНД сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow f_0(980)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

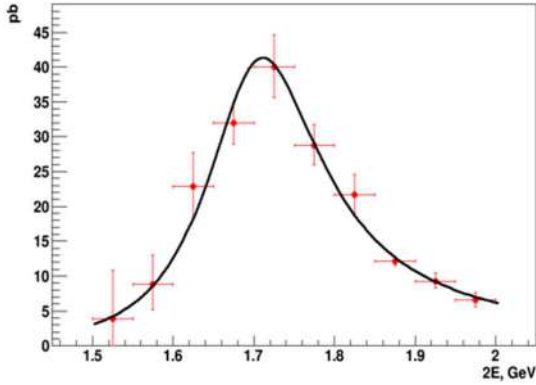


Рисунок 4. Измеренное в эксперименте СНД сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow f_0(1370)\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ .

В 2022 году были опубликованы статьи по анализу процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  по данным эксперимента СНД, накопленным в 2017 и 2019 годах. Методика анализа описана в отчете за 2021 года. Здесь мы приводим результаты по измерению формфакторов нейтрона. На рис.5 показана зависимость эффективного нейтронного формфактора

$$|F| = \sqrt{\frac{|G_M(s)|^2 + (2m_n^2/s)|G_E(s)|^2}{1 + 2m_n^2/s}}$$

от импульса нейтрона, где  $s = 4E^2$ , а  $G_M$  и  $G_E$  – магнитный и электрический формфакторы нейтрона. Самая правая точка в данных СНД соответствует  $2E = 2007$  МэВ. Измерение СНД при  $2E$  около 2 ГэВ согласуется с измерением эксперимента BESIII. На рис. 5 нейтронный формфактор сравнивается с данными по протонному формфактору, полученными в эксперименте BABAR. Ниже 2 ГэВ зависимости обоих формфакторов от импульса неплохо аппроксимируются квадратичным полиномом. Протонный формфактор превышает нейтронный в 1,3 - 1,5 раза. На рис. 6 приведено отношение формфакторов  $|G_E/G_M|$ , измеренное в трех энергетических интервалах. Наш результат согласуется с предположением  $|G_E/G_M| = 1$ , но также не противоречит и большему значению  $|G_E/G_M| = 1,4-1,5$ , полученному в эксперименте BABAR для отношения протонных формфакторов.

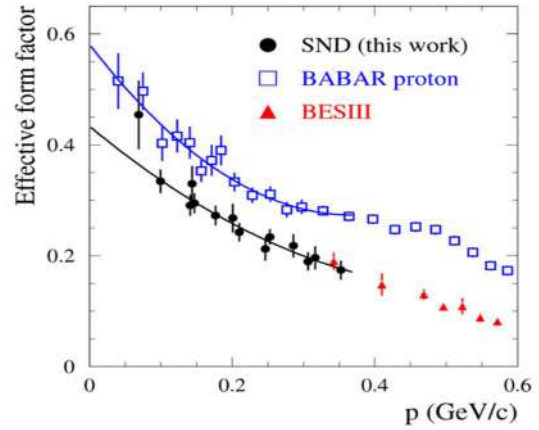


Рисунок 5. Зависимость эффективного нейтронного формфактора от импульса нейтрона.

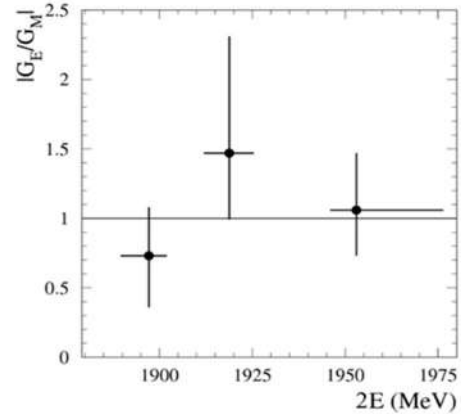


Рисунок 6. Отношение электрического и магнитного формфакторов нейтрона, измеренное в трех энергетических интервалах.

В работе А. Bianconi и Е. Tomasi-Gustafsson в 2013 году была обнаружена синусоидальная модуляция формфактора протона, измеренного BABAR, когда данные анализируются как функция от импульса протона в системе покоя антипротона:

$$F(s) = F_0(s) + F_{\text{osc}}(s),$$

$$F_0(s) = \frac{A_n}{[1-s/0.71(\text{ГэВ}^2)]^2},$$

$$F_{\text{osc}}(s) = A \exp(-Bp) \cos(Cp + D),$$

$$p = \sqrt{(s/2m_p - m_p)^2 - m_p^2}.$$

В работе BESIII такое же описание было применено к данным по нейтронному формфактору. Была проведена совместная аппроксимация протонных и нейтронных данных вышеприведёнными формулами. Результат совместной аппроксимации данных BABAR и BESIII приведен на рис. 7а. Видно, что модель с общей для протонов и нейтронов частотой осцилляций предсказывает специфическое поведения формфактора нейтрона вблизи порога реакции  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ , ниже области измерения BESIII. Наши данные, также показанные на рис. 7а, противоречат этому предсказанию. Одновременная аппроксимация всех нейтронных и протонных данных с общей частотой осцилляций не может быть сделана с приемлемым качеством. Результат аппроксимации только нейтронных данных показан рис. 7б. Аппроксимация имеет приемлемое качество  $\chi^2/\text{nd}=31/28$ . Полученная частота осцилляций нейтронного формфактора равна  $C = 3,3 \pm 1,7 \text{ ГэВ}^{-1}$  и значительно меньше частоты, полученной при аппроксимации протонных данных,  $5,6 \pm 1,9 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

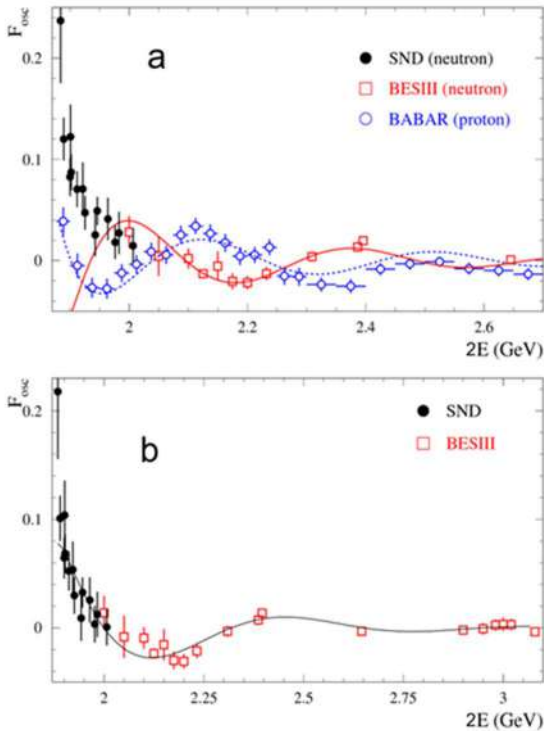


Рисунок 7. – (а) Отклонение нейтронного и протонного формфакторов от дипольной формулы. Кривая – результат описанной в тексте совместной аппроксимации данных BABAR и BESIII. (б) Отклонение нейтронного формфактора от дипольной формулы. Кривая – результат описанной в тексте аппроксимации данных СНД и BESIII.

В 2022 году были также опубликованы материалы конференций, содержащие результаты изучения процессов  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^0$ , полученные в 2020 и 2021 годах, а также предварительные результаты по процессам  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ .

Результаты, полученные СНД, были представлены на международных конференциях: XI International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2022), Kolymbari, Crete, Greece, from August 30 to September 11, 2022 and 13th International Workshop on  $e^+e^-$  collisions from Phi to Psi, ShangHai, China, from August 15 to 19, 2022.

## ДЕТЕКТОР КМД-3

В 2022 году продолжилось проведение экспериментов с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000. Схема детектора показана на Рисунке 1.

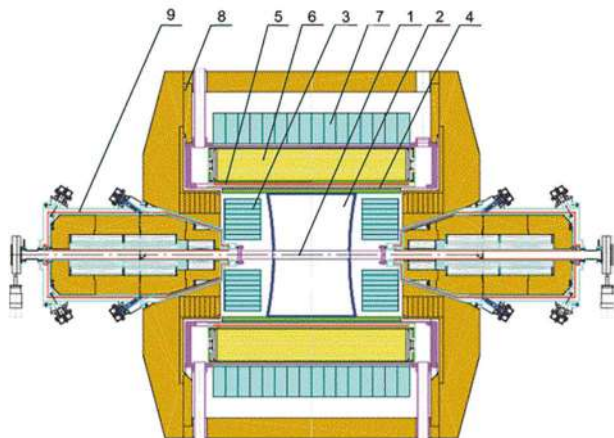


Рисунок 1. Криогенный магнитный детектор КМД-3: 1 – вакуумная камера; 2 – дрейфовая камера; 3 – калориметр ВГО; 4 – Z-камера; 5 – сверхпроводящий соленоид; 6 – жидкоксенонный калориметр; 7 – калориметр CsI; 8 – ярмо магнита; 9 – соленоиды ВЭПП-2000.

В 2022 году был проведен новый экспериментальный сезон набора данных. В период с декабря 2021 года по июнь 2022 года была просканирована область энергий от 1,58 до 1,908 ГэВ в системе центра масс (с.ц.м.). Сканирование началось с диапазона энергий вблизи порога рождения нуклон-антинуклонных пар с шагом по энергии в системе центра масс 1,2 МэВ и набором интеграла светимости 10 — 15 пб<sup>-1</sup> в каждой точке по энергии (всего 9 энергетических точек). Затем был подъем по энергии от 1,904 до 1,908 ГэВ в системе центра масс (4 энергетические точки с шагом 2 МэВ в с.ц.м. с интегралом светимости 5 пб<sup>-1</sup> в каждой точке по энергии) и затем спуск по энергии от 1,902 до 1,58 ГэВ в системе центра масс (18 энергетических точек с шагом от 6 до 20 МэВ в с.ц.м. и интегралом светимости 5 пб<sup>-1</sup> в каждой точке). Суммарный, полученный в сезоне 2022 года, интеграл светимости составил около 280 пб<sup>-1</sup>, что превышает объем данных, накопленный за период работы детектора с 2010 по 2021 годы. График набора светимости в 2022 году показан на Рис.2, в сравнении с предыдущими сезонами.

По программе модернизации детектора КМД-3 ведутся работы по созданию торцевой координатной системы на основе микрорезистивных структур  $\mu$ -WELL. Собраны и испытаны два диска  $\mu$ -RWELL. Структура считывания дисков подключена к фронтальной электронике на базе VMM3a ASICS. Схематическое изображение структуры RWELL показано на Рис. 3.

Как показали испытания оба диска демонстрируют значительную неравномерность усиления и максимальное усиление перед разрядом. Испытания с многоканальной электроникой SRS-VMM3a показали, что

около половины общего заряда индуцируется на считывающей структуре, сигнал поровну распределяется между слоями считывающей структуры и конструкция взаимосвязи между гибридом VMM и диск через переходную плату работает исправно. Эффективный коэффициент усиления в измеряемом секторе первого диска достигает 8000, что недостаточно для регистрации сигналов от минимально ионизирующих частиц с полной эффективностью. Необходимо дальнейшее увеличение коэффициента усиления в 3–5 раз. Для достижения этой цели предполагается установить GEM в качестве дополнительного усилителя перед структурой  $\mu$ -RWELL.

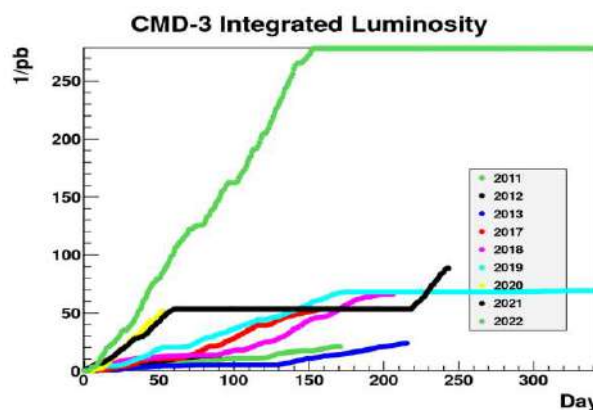


Рисунок 2. График набора светимости в 2022 (верхний) в сравнении с сезонами предыдущих лет.

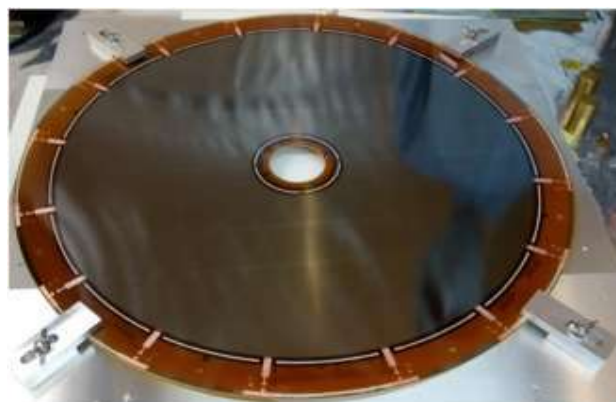


Рисунок 3. Схематическое изображение структуры  $\mu$ -RWELL.

В 2022 году на детекторе КМД-3 выполнялись работы по модернизации системы запуска (триггера) систем детектора для регистрации событий. В рамках обновления триггерной системы КМД-3 был спроектирован и разработан новый решающий блок, который позволит сократить время отбора полезных событий. На языке описания аппаратуры была спроектирована внутренняя архитектура ПЛИС, позволяющая производить необходимые вычисления для определения полезных событий. Создан испытательный стенд для проверки функциональности нового решающего блока, а также написано необходимое программное

обеспечение. На данный момент идет интеграция решающего блока в Систему Сбора Данных детектора КМД-3, после чего будет производиться тестирование блока на физических данных.

Также в 2022 году проводилась работа по модернизации электроники жидкоксеронового калориметра детектора КМД-3, была произведена закупка всех активных компонентов (транзисторы, микросхемы) для новых плат предварительной электроники ("ЗЧУ+УФ"), предназначенных для координатной системы LXe-калориметра. Изготовление и монтаж плат новой электроники планируется в 2023 году.

В 2022 продолжался анализ данных, набранных с детектором КМД-3 в предыдущие годы. В частности, было измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^0_S K^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$  в диапазоне энергий 1,6 – 2,0 ГэВ в системе центра масс. В работе была использована статистика, полученная с детектором КМД-3 шести сканированиях, выполненных в 2011 - 2021 годах с шагом 5 - 10 МэВ и соответствующая интегралу светимости  $185 \text{ пб}^{-1}$ . В результате было выделено 373 события с шестью полностью реконструированными частицами и 514 событий, в которых одна частица была потеряна.

В данном анализе была также изучена внутренняя динамика данного конечного состояния и выделен процесс  $e^+e^- \rightarrow f_1(1285)\pi^+\pi^-$  с распадом  $f_1(1285) \rightarrow K^*(892)K$ .

На рисунке 4 показаны спектры инвариантных масс  $m(K^+\pi^+)$  (a) и  $m(K^0_S\pi^+)$  (b) в эксперименте (точки с ошибками) и в моделировании Монте-Карло возможных промежуточных состояний  $e^+e^- \rightarrow f_1(1285,1420,1510)\pi^+\pi^-$  (гистограммы).  $f_1(1420,1510)$  мезонами тоже не исключается.

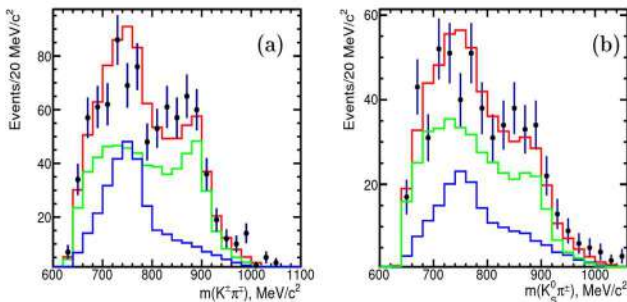


Рисунок 4. Экспериментальные распределения инвариантных масс  $m(K^+\pi^+)$  (a) и  $m(K^0_S\pi^+)$  (b) (точки с ошибками) и моделирование Монте-Карло процессов с рождением  $f_1(1285,1420,1510)$  мезонов.

На рисунке 5 показано зависимость от энергии сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^0_S K^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$  (заполненные точки и заполненные квадраты) и сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow f_1(1285)\pi^+\pi^-$  (открытые точки), измеренные в результате данного анализа. По результатам этой работы издан электронный препринт и принята к печати статья в журнале Physics Letters B.

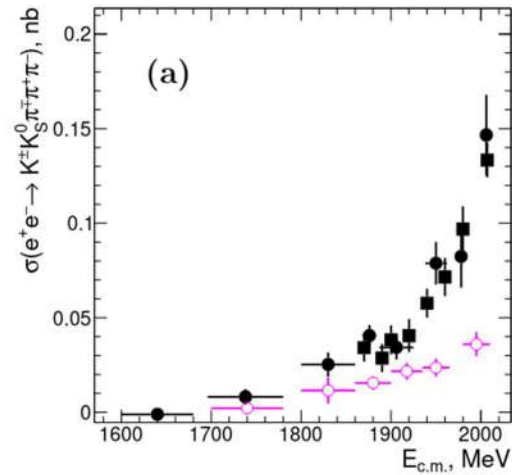


Рисунок 5. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^0_S K^+ \pi^+ \pi^- \pi^+$  (заполненные круги и заполненные квадраты) и сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow f_1(1285)\pi^+\pi^-$  в зависимости от энергии в системе центра масс, измеренное с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000.

В 2022 году продолжалась работа по разработке инструментария для обработки данных по физике высоких энергий. Одним из таких важных инструментов является кинематическая реконструкция событий, применение которой позволяет улучшить экспериментальное разрешение параметров частиц (энергии, импульсы и углы вылета частиц из места встречи). В коллективе была создана процедура кинематической реконструкции, в которой наряду с условиями сохранения энергии и импульса также используются уравнения, учитывающие принадлежность частицы той или иной вершине. Такая кинематическая реконструкция позволяет разделять события, принадлежащие различным кинематическим гипотезам, по критерию хи-квадрат. Предлагаемый пакет программ отличается от других аналогичных тем, что его легко адаптировать для использования на любом эксперименте по физике высоких энергий, в частности, на будущем эксперименте на Супер с-т фабрике, создание которой ведется в г. Саров. Текущая версия пакета кинематической и вершинной реконструкции позволяет проводить условную минимизацию хи-квадрат с условиями на сохранение энергии-импульса, а также условиями на принадлежность частицы той или иной вершине. В пакете заданы параметризации четырех-импульсов и траекторий заряженных частиц, фотонов, промежуточных нейтральных и заряженных частиц. Также в пакете заданы параметризации четырех-импульсов безмассовых и массивных потерянных частиц. Пакет кинематической реконструкции был проверен с использованием событий моделирования.

Текущая версия пакета испытана на эксперименте КМД-3. В журнал направлена статья с описанием пакета и результатов его использования при анализе данных КМД-3.



## Детектор КЕДР

Детектор КЕДР — это универсальный магнитный детектор, эксперименты с которым ведутся на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-4М в области энергии от 2 до 11 ГэВ в системе центра масс. Детектор оборудован системой регистрации рассеянных электронов для изучения  $\gamma\gamma$ -физики. Параметры детектора находятся на уровне параметров детекторов, работающих в мире в этой области энергий.

Программа работы детектора КЕДР включает в себя набор статистики для изучения двухфотонной физики в области энергии  $2E = 7 \div 9$ , 3 ГэВ, а также набор статистики для измерения масс и лептонных ширин  $\Upsilon$  мезонов в области энергий  $2E = 9, 46 \div 10, 36$  ГэВ. В 2022 году на энергии  $2E = 7$  ГэВ был набран интеграл светимости 7,4 нб.

### Двухфотонная физика

Для измерения сечения двухфотонный процессов важна точная энергетическая калибровка и измерение эффективности регистрации рассеянных электронов. Причем все это надо сделать для каждого из 8ми блоков. Измерение эффективности регистрации, в свою очередь, разбивается на две подзадачи — определение реальных границ блоков для "хороших" рассеянных электронов (наличие элементов конструкции на пути частиц вызывает ливни, что размывает границы эффективности и нарушает связь энергия–координата), и, также, прямую потерю треков из-за неэффективности трубочек и проблем в оцифровывающей электронике.

Эти задачи решаются с помощью VGO калориметров. Используя независимое измерение энергии фотона в процессах однократного тормозного излучения (ОТИ) и Комптоновского рассеяния, мы можем независимо вычислить энергию рассеянного электрона и сравнить ее с информацией из системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ).

За прошедший год нам удалось понять и частично устранить причины, которые ухудшали разрешение VGO и приводили к смещению "нуля" в шкале энергий. Планируется завершить эту работу в этом сезоне, применять новую калибровку для анализа данных и подготовить данные для уточнения моделирования СРРЭ. В области обработки  $\gamma\gamma$  событий за 2022 г. достигнуты следующие результаты:

1. Выделено 14 тысяч событий  $ee \rightarrow ee + LL$  на 7,5 пб<sup>-1</sup> при энергии пучка 3,5 ГэВ для проверки эффективности регистрации СРРЭ.
2. Обнаружена проблема с нехваткой 20 моделированием при хорошем согласии по основным распределениям.
3. Была найдена причина – потеря контакта в шине триггерного крейта КЛЮКВЫ.

4. Потери касались маски триггера для двух мягких частиц. Это сильнее всего касалось именно событий  $ee \rightarrow ee + LL$ . Поскольку эти события планируются использовать в основном для проверки СР, то эти потери не играют большой роли.
5. Для процесса  $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$  ( и других многоадронных событий) потеря эффективности в 3-4 раза меньше (за счет других масок триггера), и может быть учтена в моделировании при небольшом увеличении систематической ошибки.
6. Из-за вышеописанной проблем с триггером выделения событий  $\gamma\gamma \rightarrow \text{hadrons}$  на новой статистике пока не велось.
7. Установлен вариант программы моделирования GALUGA 2.0 с генерацией адронов по инклюзивному алгоритму Таюрского-Эйдельмана. Инициирована доработка генерации по эксклюзивным модам.

В декабре проведено изучение двухтрекового триггера на космических частицах. Обнаружена проблема в формировании аргументов дрейфовой камеры для вторичного триггера. Удалось уменьшить потери событий, работа требует продолжения.

Установлен вариант программы моделирования GALUGA 2.0 с генерацией адронов по инклюзивному алгоритму Таюрского-Эйдельмана. Инициирована доработка генерации по эксклюзивным модам.

### Измерение вероятности распада $J/\psi \rightarrow \rho\pi$

В течение 2022 года велась работа по обработке статистики в области  $J/\psi$ -мезона набранной на коллайдере ВЭПП-4М в эксперименте КЕДР с целью измерения вероятности распада  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ .

Был разработан метод анализа событий распада  $J/\psi \rightarrow \rho\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , основанный на рассмотрении углов разлёта конечных пар  $\pi$ -мезонов. Метод является альтернативой двумерной подгонки диаграмм Далица. Предлагаемый подход позволяет эффективно провести отбор событий как нейтральной, так и зарядово-сопряжённых мод распада  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ . Применение метода для анализа подобных трёхчастичных распадов в ряде случаев позволит упростить анализ и уточнить современные результаты. Процедура анализа предполагает выделение трёх подмножеств событий в соответствии со следующими условиями:  $\cos\theta_{\pi^+\pi^0} > \cos\theta_{\pi^+\pi^-}$  и  $\cos\theta_{\pi^+\pi^0} > \cos\theta_{\pi^-\pi^0}$ ;  $\cos\theta_{\pi^-\pi^0} > \cos\theta_{\pi^+\pi^-}$  и  $\cos\theta_{\pi^-\pi^0} > \cos\theta_{\pi^+\pi^0}$ ;  $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} > \cos\theta_{\pi^-\pi^0}$  и  $\cos\theta_{\pi^+\pi^-} > \cos\theta_{\pi^+\pi^0}$ . Здесь и далее  $\theta_{\pi^+\pi^0}$ ,  $\theta_{\pi^+\pi^-}$

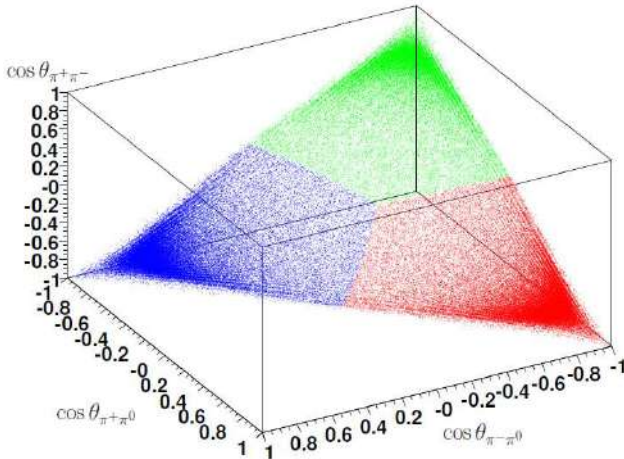


Рис. 2: Данные моделирования процесса  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ . Приведено распределение событий по косинусам углов  $\cos \theta_{\pi^+\pi^0}$ ,  $\cos \theta_{\pi^-\pi^0}$ ,  $\cos \theta_{\pi^+\pi^-}$ . Красная, синяя и зелёная области соответствуют условиям, выделяющим соответственно моды распада  $J/\psi$ -мезона  $\rho^+\pi^-$ ,  $\rho^-\pi^+$  и  $\rho^0\pi^0$ .

и  $\theta_{\pi^-\pi^+}$  — углы между векторами импульсов соответствующих  $\pi$ -мезонов. На рисунке 2 представлено распределение событий по величинам косинусов углов разлёта пар пионов в трёхмерном виде. Перечисленные выше критерии определяют границы областей трёх подмножеств событий, где преобладает та или иная мода исследуемого процесса.

Далее проводится построение распределений инвариантной массы положительно и отрицательно заряженного  $\rho$ -мезона по первому и второму подмножеству событий, а также распределения инвариантной массы  $\rho^0$ -мезона по событиям третьего подмножества. Совместная подгонка трёх полученных распределений предполагает вычисление всех искомых параметров, как и в случае подгонки двумерных диаграмм Далица.

Такой одномерный анализ более прост, чем описание элементов двумерного распределения на диаграмме Далица, поскольку достоверное описание

функции разрешения в многомерном пространстве достаточно сложная задача. Двумерный подход при описании распределения событий по инвариантным массам на Далиц-диаграмме несёт больше информации, но, предложенная альтернатива более эффективна для измерения парциальной вероятности процесса  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ . Это связано с тем, что основная часть событий данного процесса сосредоточена в «углах» трёхмерного распределения косинусов углов разлёта пар  $\pi$ -мезонов.

Предложенный метод может быть полезен при исследовании зарядовой асимметрии в распадах  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  и, так называемой,  $\rho - \pi$  загадки ( $\rho - \pi$  puzzle), если провести подобный анализ различных мод распада  $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ . Также описанный способ анализа может использоваться при изучении распадов  $\Upsilon(1S), \Upsilon(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ,  $\phi K^+K^-$ ,  $\omega\pi^+\pi^-$ ,  $K^{*0}(892)K^-\pi^+$  и других процессов, имеющих аналогичные кинематические особенности.

Статья по данной работе опубликована в журнале Letters of High Energy Physics **329** (2022), [arXiv:2208.13517].

В эксперименте КЕДР было проведён анализ событий процесса  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  на основе процедуры, описанной выше. На рисунке 1 показаны распределения для пионных пар  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^0$  и  $\pi^-\pi^0$ .

Предварительные результаты эксперимента представлены в препринте arXiv:2211.13520. Измеренная величина вероятности распада  $J/\psi \rightarrow \rho\pi$  составила  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = (2.072 \pm 0.017 \pm 0.062) \cdot 10^{-2}$ . Ведётся работа над публикацией полученного результата.

## Измерение масс D-мезонов

Детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М в 2016-17 гг. в максимуме сечения рождения  $\psi(3770)$ -мезона был набран интеграл светимости  $4,05 \text{ пб}^{-1}$ , примерно в четыре раза больше в сравнении с предыдущим измерением детектора КЕДР 2010 г. Набранный интеграл светимости позволяет измерить массу  $D^0$  мезона на уровне точности лучших

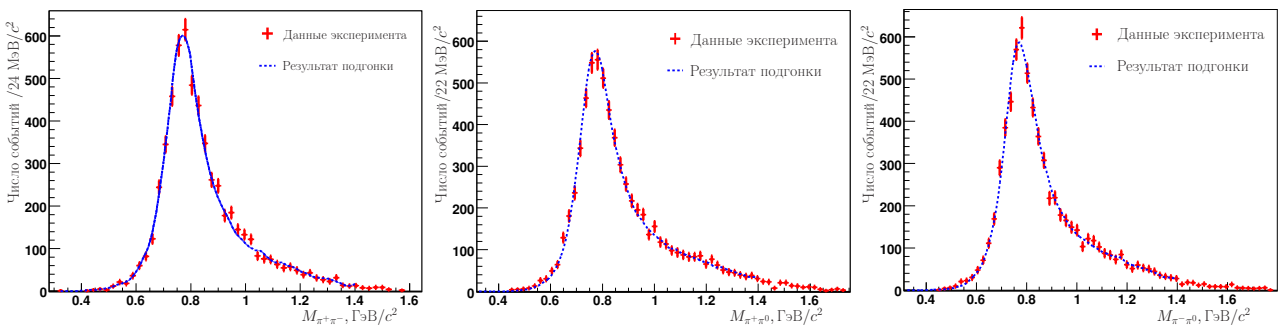


Рис. 1: Распределения по инвариантной массе для пионных пар  $\pi^+\pi^-$ ,  $\pi^+\pi^0$  и  $\pi^-\pi^0$  в эксперименте КЕДР. Пунктирной кривой показан результат совместной подгонки указанных распределений.

мировых результатов, а точность измеренной массы  $D^+$  мезона превосходит точность представленную в PDG.

Для реконструкции  $D^0$ -мезона рассматривается канал  $K^-\pi^+$ , вероятность распада которого составляет 3,89%.  $D^+$ -мезон реконструируется через канал распада  $K^-\pi^+\pi^+$ , вероятность которого составляет 8,98%. Масса  $D$ -мезонов определяется с помощью подгонки двухмерного распределения  $M_{bc}$  и  $\Delta E$ . Инвариантная масса  $D$ -мезона (beam-constrained mass) вычисляется как  $M_{bc} = \sqrt{\left(\frac{W}{2}\right)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$ , где  $W$  - суммарная энергия электрона и позитрона в СЦМ,  $\vec{p}_i$  - импульсы продуктов распада  $D$ -мезона. Вклад импульсного разрешения в точность измерения массы значительно подавлен из-за малости импульса  $D$ -мезона по сравнению с его массой. Вторая переменная для подгонки  $\Delta E = \sum_i \sqrt{(m_i^2 + p_i^2)} - E_{beam}$  это разница энергий  $D$ -мезона и пучка. Энергия пучков ускорителя ВЭПП-4М измеряется методом резонансной деполаризации с высокой точностью. Для событий распада  $D$ -мезонов должно быть  $\Delta E \simeq 0$ . В анализе используется процедура подгонки методом максимального правдоподобия без разбиения (unbinned maximum likelihood fit), где одним из параметров подгонки является масса  $D$ -мезона. Форма распределений для сигнала и фона извлекаются из моделирования, поэтому важна точная его настройка. В анализе для подавления фона применяются время-пролетная система, идентификация частиц в дрейфовой камере по измерению ионизационных потерь ( $dE/dx$ ) и идентификация на основе Аэрогелевых Черенковских Счетчиков. Экспериментальные данные с подгонкой представлены на Рис. 3, 4.

В анализе были рассмотрены следующие систематические ошибки:

- Абсолютная калибровка импульса, что эквивалентно точности определения магнитного поля
- Описание энергетических потерь в веществе
- Импульсное разрешение
- Учет излучения в начальном состоянии
- Формы распределения сигнала и фонов
- Вклад от положения точки по энергии на сечении в моделировании
- Калибровка энергии пучков

Учет излучения в начальном состоянии включает в себя в основном неопределенность зависимости сечения  $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$  от энергии. В 2017 г. коллаборация BESIII измерила наиболее точно форму сечения, что позволяет значительно уменьшить вклад данной систематики в наш результат.

Как и ожидалось, предварительные результаты на новой статистике по точности лучше результата опубликованного коллаборацией КЕДР в 2010 году:

$$M_{D^0} = 1864,890 \pm 0,290 \pm 0,079 \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,580 \pm 0,370 \pm 0,108 \text{ МэВ}.$$

Поскольку в результате КЕДР 2010 г. доминирующая систематическая ошибка определяется неопределенностью зависимости сечения  $\sigma(e^+e^- \rightarrow D\bar{D})$  от энергии, поэтому данные используемые для результата КЕДР 2010 г. были переобработаны и объединены с новой статистикой. Применена следующая процедура:

$$\langle M \rangle = \sum \omega_i \cdot M_i,$$

$$\sigma_{stat}^2 = \sum \omega_i^2 \cdot \sigma_{stat,i}^2,$$

$$\sigma_{syst}^2 = \sum \omega_i^2 \cdot (\sigma_{syst,i}^2 - \sigma_{syst,0}^2) + \sigma_{syst,0}^2,$$

$$\omega_i \simeq 1/(\sigma_{stat,i}^2 + \sigma_{syst,i}^2 - \sigma_{syst,0}^2),$$

где  $M_i$  - усредняемая величина, полученная при разных экспериментах,  $\omega_i$  - вес, который включает статистическую ошибку и некоррелированную часть систематической неопределенности измеренной величины,  $\sigma_{syst,0}$  - коррелированная часть систематической погрешности.

В итоге получен предварительный результат:

$$M_{D^0} = 1865,120 \pm 0,209 \pm 0,051 \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,580 \pm 0,293 \pm 0,082 \text{ МэВ}.$$

## Измерение $R$ в области $2E = 4,56 \div 6,96$ ГэВ

Величина  $R$  является отношением полного сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны с учётом радиационных поправок к сечению рождения мюонной пары в борновском приближении. Прецизионное измерение  $R(s)$  имеет ключевое значение при определении константы сильного взаимодействия  $\alpha_s(s)$  и масс тяжёлых кварков, аномального магнитного момента мюона  $(g-2)_\mu$  и значения электромагнитной постоянной тонкой структуры  $\alpha(M_Z^2)$  в области пика  $Z_0$ . Одной из основных задач экспериментов с детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М является измерения величины  $R$ .

В 2018-2020 гг. ускорительный комплекс ВЭПП-4М с детектором КЕДР набрал суммарный интеграл светимости  $13,7 \text{ пб}^{-1}$  в семнадцати точках по энергии от 4,56 до 6,96 ГэВ. В 2022 г. была проведена обработка экспериментальных заходов, набранных во время сканирования. Был оптимизирован набор критериев отбора адронных событий, а также настройка первичного моделирования и отклика детектора. По событиям  $e^+e^-$  - рассеяния на большие углы была определена светимость. Были рассчитаны радиационные поправки к сечению электрон-позитронной аннигиляции в адроны и оценено влияние фоновых процессов. Предварительные результаты анализа показаны на рисунке 5. Проводится анализ систематических погрешностей 5.

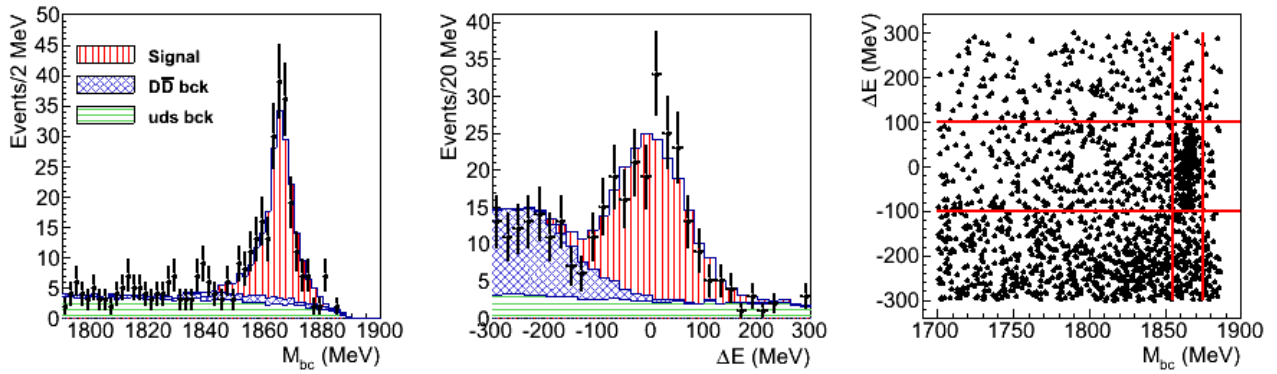


Рис. 3: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . Распределение  $M_{bc}$  (слева),  $\Delta E$  (в центре) и корреляция  $M_{bc}-\Delta E$  (справа).

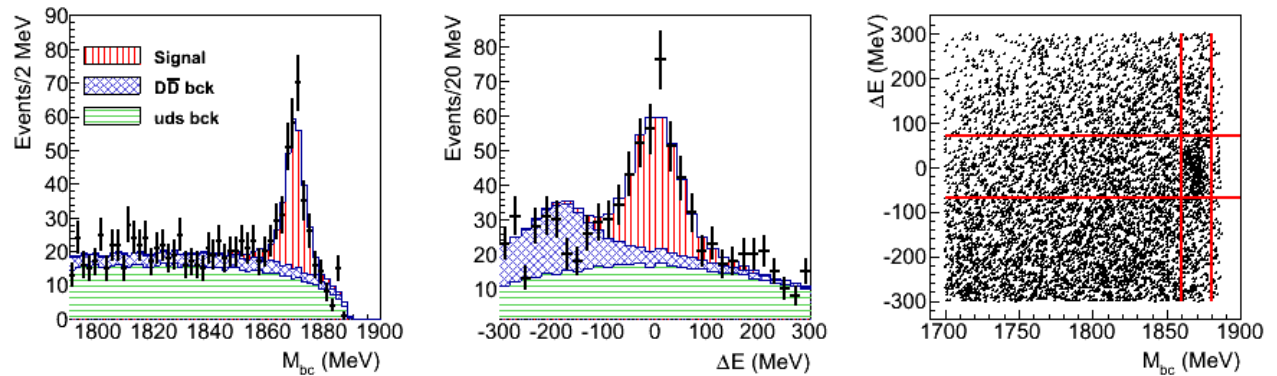


Рис. 4: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса  $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$ . Распределение  $M_{bc}$  (слева),  $\Delta E$  (в центре) и корреляция  $M_{bc}-\Delta E$  (справа).

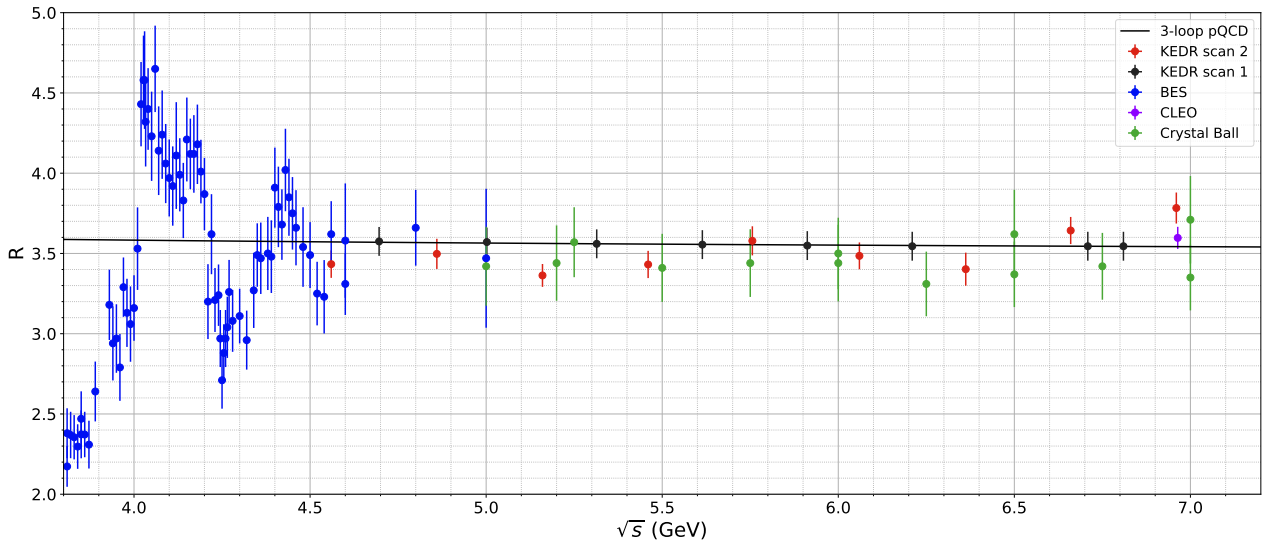


Рис. 5: Предварительные результаты измерения  $R$  для заходов, набранных в 2018-2020 гг. с детектором КЕДР (красные точки, ошибки показаны статистические) в сравнении с результатами других экспериментов – BES (синие точки), CLEO (розовая точка) и Crystal Ball (зеленые точки).

## Новая дрейфовая камера

Дрейфовая камера (ДК) представляет собой основу трековой системы детектора. Она предназначена

для определения импульсов заряженных частиц по измерению кривизны траектории в магнитном поле, а также для измерения ионизационных потерь частиц с целью их идентификации. Существующая

дрейфовая камера детектора КЕДР задействована в экспериментах уже на протяжении более 20 лет, и сегодня её функционирование осложнено сильной чувствительностью к условиям работы, в том числе к концентрации примесей в газе и уровню фоновой загрузки детектора. Вместе с тем, наличие нерабочих областей приводит к ухудшению качества реконструкции треков частиц. В связи с необходимостью иметь более надёжную и стабильно работающую систему изготавливается новая дрейфовая камера.

Изготовление камеры находится на стадии готовности к натяжению проволочной структуры. Начать процедуру натяжения не позволяло отсутствие проволоки диаметром 70 мкм, предназначенной для использования в качестве экранов между суперслоями ячеек. В 2022 году была изготовлена золочёная медно-титановая проволока диаметром 70 мкм на АО «Денисовский завод» в достаточном количестве около 6600 метров.

Для изучения механических свойств проволоки проведена серия опытов на специальной машине для испытаний конструкционных материалов. Диаграмма «нагрузка-деформация» представлена на рис. 6, основные параметры приведены в табл. 1. Механические свойства проволоки соответствуют ожиданиям.

Важное значение имеет качество поверхности проволоки, поскольку от него зависит величина допустимой напряжённости электрического поля на проволоке с точки зрения возникновения автоэмиссии и коронного разряда при больших полях. Несмотря на то, что на экранах напряжённость поля относительно невысока,  $E < 20$  кВ/см, наличие острий и других неровностей на поверхности может приводит к ускоренному катодному старению. С помощью электронного микроскопа была исследована поверхность проволоки. В результате можно отметить в основном гладкий микрорельеф поверхности, отсутствие задигов, глубоких царапин и следов фильеры. На всех образцах обнаружен одиночный след — заводской дефект шириной 25–30 мкм от роликов при протяжке (рис. 7). Поэтому окончательный вывод о применимости проволоки можно будет сделать после проведения высоковольтных тестов на порог возникновения автоэмиссии и радиационных тестов на катодное старение.

Рабочий газ для дрейфовой камеры — диметилэфир (ДМЭ) — ранее производился в Институте катализа СО РАН. В 2022 году была организована работа с диметилэфиром высокой чистоты от нового производителя в г. Дзержинске. По двум основным исследуемым показателям новый ДМЭ оказался сопоставим с газом от старого производителя. Измерения длины поглощения электронов ионизации, проведённые на мониторе чистоты газа, показали удовлетворяющий требованиям результат:  $L_{\text{погл}} > 40$  см. Измерения скорости анод-

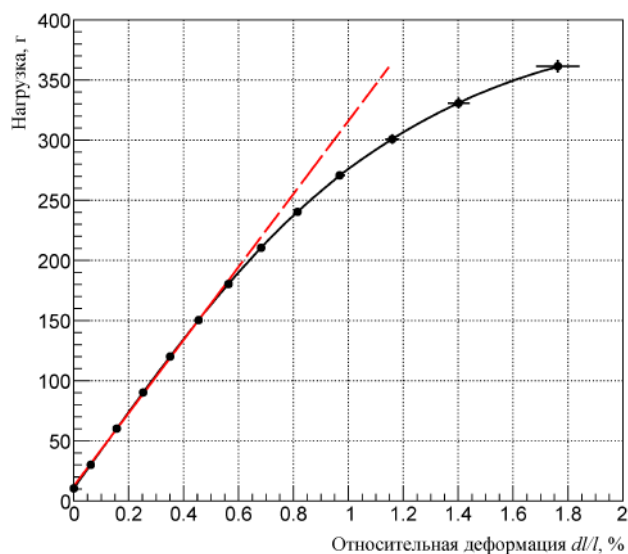


Рис. 6: Зависимость нагрузки от относительного удлинения для экранной проволоки диаметром 70 мкм.

Таблица 1: Механические параметры экранной проволоки.

Материал	Ti/Cu/Ag/Au
Диаметр, мкм	70
Линейная плотность, мг/м	23,1
Предел текучести физический, г	$180 \pm 5$
Модуль Юнга, ГПа	$78,8 \pm 0,6$
Предел прочности, г	$361 \pm 6$
Сила натяжения в ДК, г	100

ного старения в газах от разных производителей, выполненные с помощью пропорционального счётчика, также дали совпадающие (с учётом погрешности) результаты:  $31 \pm 6$  и  $30 \pm 6$  %/(Кл/см) для ДМЭ из г. Дзержинска и Института катализа СО РАН соответственно (рис. 8). Важным преимуществом нового варианта ДМЭ является то, что газ поставляется в специальных газгольдерах большой вместимости, и это позволяет обеспечить стабильное качество рабочего газа. Мы надеемся, что данный успешный опыт использования нового ДМЭ будет закреплён и распространён далее при работе с новой ДК.

### Модернизация системы сбора данных детектора КЕДР для экспериментов на высокой энергии

Работы по модернизации системы сбора данных (ССД) детектора КЕДР за отчётный период продолжают работы, начатые в предыдущие годы.

В 2021 году была собрана для тестирования на стенде ССД первая наладочная версия Модуля ча-



Рис. 7: Изображение проволоки диаметром 70 мкм, полученное с помощью электронного микроскопа.

стот и синхронизации (МЧС), поддерживающая каскадирование и запуск по внешним сигналам. Данный модуль вырабатывает опорную частоту и команды, управляющие работой процессоров вы-

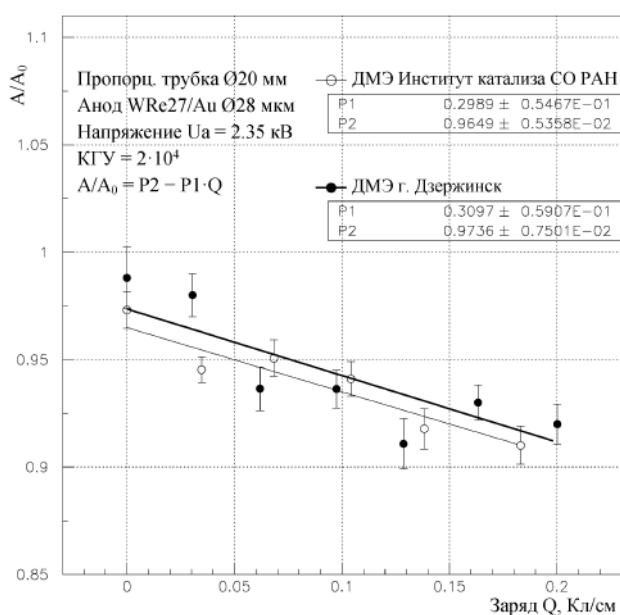


Рис. 8: Зависимость амплитуды сигнала с анодной проволоочки от набранного заряда на единицу её длины.

вода (ПВ). Он является функциональным аналогом ЦСУ действующей ССД КЛЮВА. Тестирование блоков МЧС и ПВ выявило в них ошибки при работе с памятью событий, приводившие как к порче считанных данных, так и к потере связи с ПВ и МЧС.

В отчётном году были выявлены источники найденных ошибок, для полного их устранения требовалось изготовление плат с исправлениями в разводке и расположении микросхем на них. Платы второй наладочной версии МЧС были произведены, блоки МЧС были собраны и снабжены обновлённой прошивкой, содержащей, в том числе, исправления для корректной и надёжной работы с памятью событий. К концу отчётного года обновлённые блоки МЧС стали доступны для тестирования. По первым результатам проверок блоки показывают хорошую стабильность работы, и есть надежда, что данная версия плат МЧС будет признана окончательной и пригодной к полноценной работе. Для принятия такого решения требуется всестороннее тестирование блоков МЧС, которое запланировано на 2023 год.

## Тестовый пучок электронов комплекса ВЭПП-4

Установка тестовый пучок электронов (далее установка) предназначена для проведения методических работ по разработке перспективных детекторов в области физики высоких энергий и ядерных исследований. Установка имеет следующие параметры:

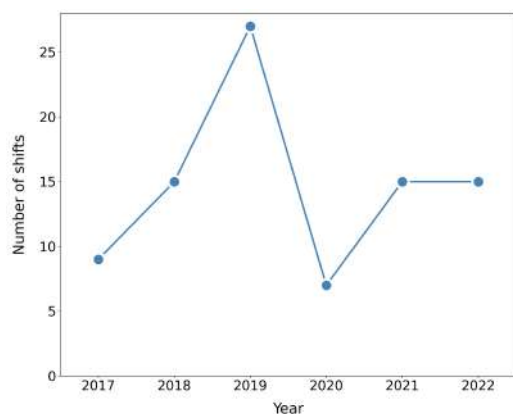
- диапазон энергий электронов от 100 МэВ до 3500 МэВ;
- энергетический разброс электронов равен 7,8% для энергии 100 МэВ и 2,6% для энергии 3000 МэВ;
- средняя скорость счета полезных событий  $70 \div 90$  Гц.

Установка оснащена всем необходимым оборудованием для организации триггерного сигнала, измерения координат треков и энергии тестового пучка. Используемая для этого система сбора данных обеспечивает также регистрацию данных с измеряемых прототипов детекторов.

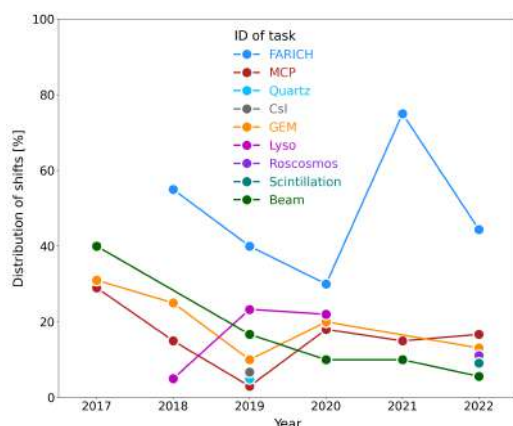
Распределение количества смен и активностей на установке за последние шесть лет показаны на рисунке 9.

В 2022 году на установке было проведено в общей сложности 15 смен. Список проведенных экспериментов и работ следующий.

1. Технические работы на тестовом пучке: про-водка пучка электронов, выставка оборудования и т.д.



(a) количество смен



(b) распределение активностей в сменах

Рис. 9: Количество смен и их распределение по задачам на тестовом пучке за период с 2017 по 2022 гг. Использованные обозначения активностей: “FARICH” – прототип системы идентификации частиц на основе регистрации черенковских колец; “MCP” – приборы на основе МКП для время пролетных систем с предельным временным разрешением; “Quartz” – исследование компоненты черенковского света в зависимости от угла входа частиц в кварцевую пластину; “CsI” – прототип калориметра на чистых кристаллах CsI; “GEM” – исследования координатных детекторов на основе ГЭУ; “Lyso” – эксперименты с кристаллами LYSO с целью измерения временного разрешения и черенковской компоненты в излучении; “Roscosmos” – исследование прототипа порогового черенковского детектора для Роскосмоса; “Scintillation” – исследование вероятности сцинтилляционного излучения в аэрогелях с добавкой циркония; “Beam” – технические смены на установке.

- Исследование прототипа порогового черенковского детектора, проект космической дозиметрии для Роскосмоса.
- Измерения аэрогелевых радиаторов черенковского света с прототипом детектора ФАРИЧ-3, последний является одним из вариантов си-

стемы идентификации частиц детектора Супер Чарм–Тау фабрики. Пример реконструкции черенковского кольца, показан на рисунке 10.

- Тестирование и калибровка координатных детекторов на основе ГЭУ (Газовый Электронный Умножитель), которые используются в ИЯФ СО РАН в эксперименте Дейтрон и системе лазерного поляриметра комплекса ВЭПП-4.
- Исследование прототипа детектора для время пролетной системы с предельным пикосекундным разрешением на основе микроканальных пластин (МКП) с CsI-фотокатодом. Полученное временное разрешение лучше 50 псек при эффективности регистрации на уровне 90%. Конечная цель – получение прибора, который может быть использован для идентификации частиц и подавления наложение событий в калориметрах в условиях большой светимости, например, на большом адронном коллайдере.
- Исследование вероятности сцинтилляционного излучения, помимо черенковского, в аэрогелях с добавкой циркония (Zr). Последнее позволяет повысить оптическую плотность с сохранением оптической прозрачности, что в свою очередь позволит понизить порог регистрации частиц по сравнению с “обычным” аэрогелем.

## Лазерный поляриметр

Для измерения масс и лептонных ширин  $\Upsilon$ -мезонов требуется калибровка энергии пучка ВЭПП-4М в области энергий  $E = 5$  ГэВ. Поэтому для измерения поляризации было решено использовать эффект асимметрии обратно рассеянных циркулярно поляризованных фотонов на вертикально поляризованных электронах. Схема установки изображена на рисунке 11. В качестве источника фотонов используется твердотельный импульсный лазер на основе легированного неодимом кристалла иттрий-литиевого фторида (Nd:YLF) со светодиодной накачкой. Длина волны 527 нм, средняя мощность лазера 2 Вт, максимальная частота повторения импульсов 4 кГц, длительность импульса 5 нс. При помощи фазовой пластинки формируется циркулярная поляризация лазерного луча. Переключение между левой и правой поляризациями осуществляется КД\*Р ячейкой Погкельса с полуволновым напряжением 3,1 кВ. Далее, при помощи экспандера и дистанционно управляемыми зеркалом фокусируется на электронном сгустке. Обратно рассеянные комптоновские гамма-кванты после конвертации в электрон-позитронные пары в 12 мм свинца регистрируются при помощи двухкоординатного газового детектора на основе тройных ГЭУ.

В 2022 году на энергии рождения  $\Upsilon(1S)$ -мезона ( $E=4,73$  ГэВ) было выполнено 25 калибровок энер-

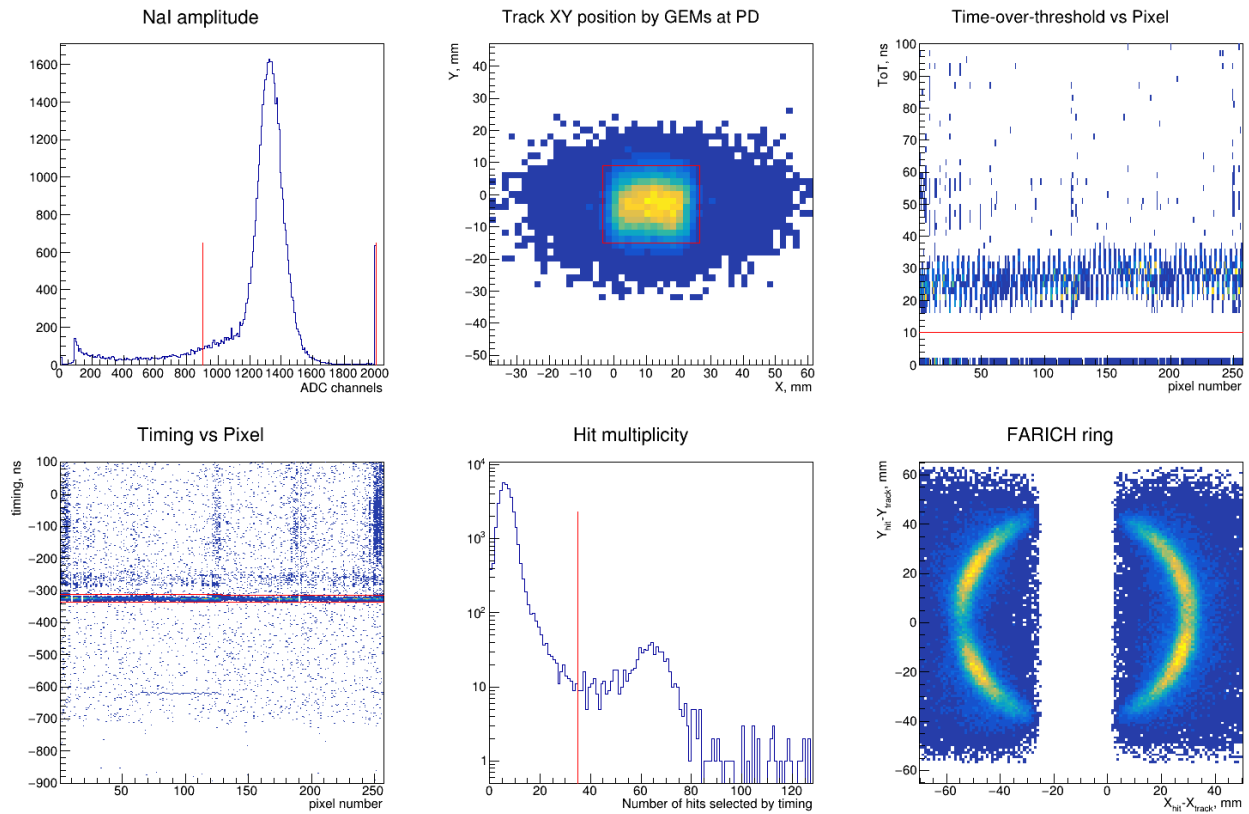


Рис. 10: Пример реконструкции черенковского кольца в набранных событиях на тестовом пучке электронов.

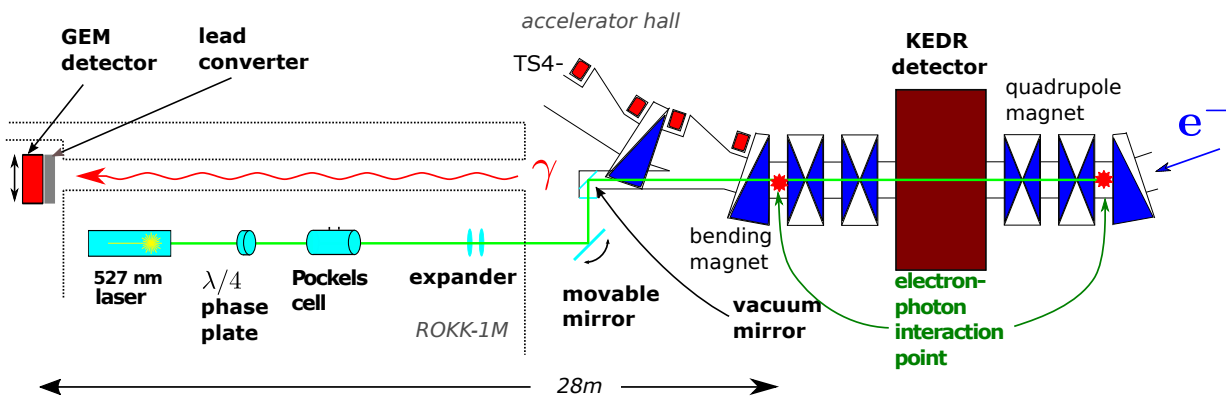


Рис. 11: Установка Лазерный поляриметр

гии. Были подобраны режимы работы деполаризатора для деполаризации на основной спиновой гармонике, минуя паразитные синхротронные гармоники, отстоящие от основной на 6,7 МэВ в энергетических единицах. Пример калибровки энергии показан на рисунке 12.

### Модернизация алгоритма определения поляризационного эффекта

Для извлечения поляризационного эффекта применяется совместная подгонка двумерных распределений зарегистрированных фотонов для левой и правой поляризации лазера. Распределение зарегистрированных фотонов в детекторе:

$$\frac{dN^{L,R}(x,y)}{dxdy} = \varepsilon(x,y) \cdot \left( \frac{d\sigma^{L,R}(x,y)}{dxdy} \otimes B(x,y) \right),$$



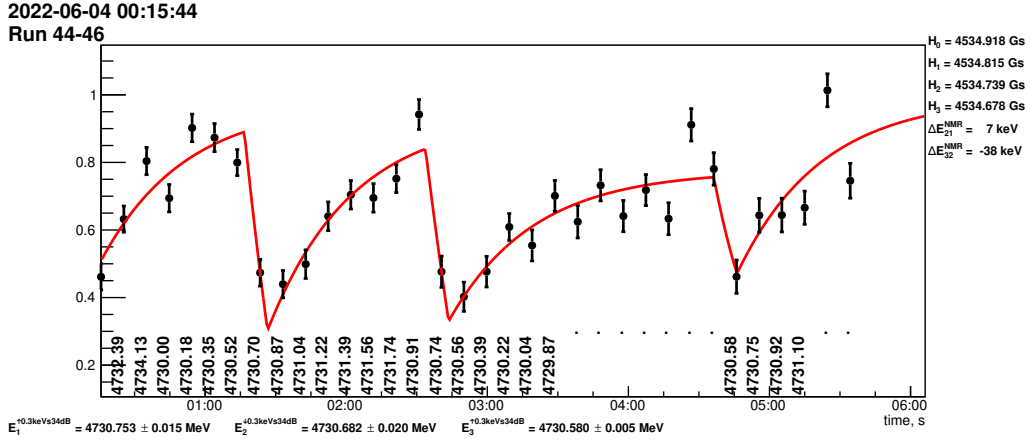
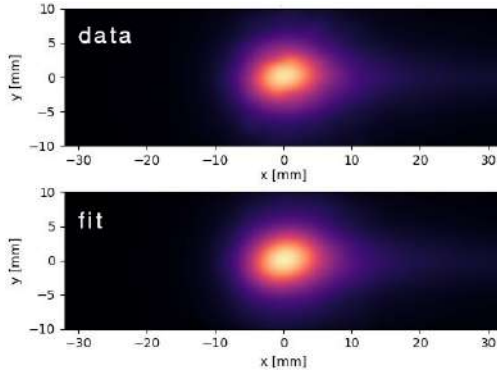
Рис. 12: Калибровки энергии на энергии рождения  $Y(1S)$ -мезона.

Рис. 13: Наблюдаемое и восстановленное «пятно» в детекторе

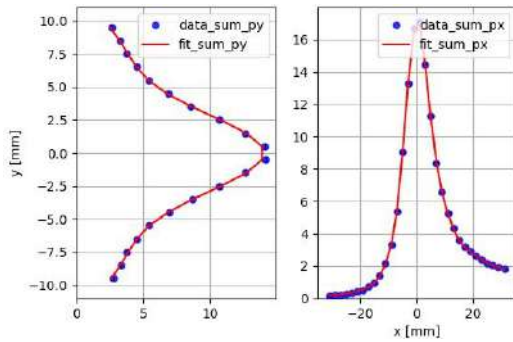


Рис. 14: Сравнение наблюдаемого и восстановленного профиля «пятна» в детекторе

где  $x, y$  — это координаты зарегистрированных фотонов; индексы  $L, R$  указывают на левую и правую поляризацию лазерного луча;  $\varepsilon(x, y)$  — эффективность регистрации детектора;  $\otimes$  обозначает операцию свертки двух функций;  $d\sigma^{L,R}(x, y)/dxdy$  — дифференциальное сечение рассеяния фотонов на электроны;  $B(x, y)$  — функция, зависящая от распределения электронов и фотонов по координатам и импульсам в электронном и лазерном пучке в области взаимодействия. Область взаимодействия лазера с пучком имеет протяженность около двух мет-

ров между поворотным магнитом-спектрометром NEM1 и линзой финального фокуса NEL2, где вертикальный угловой разброс импульсов в пучке минимален. Так как орбита в этом месте, в общем случае, не прямолинейна, то функция  $B(x, y)$  нетривиальна. В качестве функции  $B(x, y)$  ранее для подгонки использовалась двумерное обобщение одномерной функции «Crystal Ball». Подгонка содержала много свободных параметров и плохо описывала наблюдаемое распределение ( $\chi^2/n.d.f. \approx 20$ ).

В связи с этим, в 2022 году был разработан метод определения функции  $B(x, y)$  без использования какой-либо модели прямо из экспериментальных данных. Метод основан на обратной свертке:

$$B(x, y) = \mathcal{F}^{-1} \left( \frac{\hat{D}}{\hat{C} + \delta} \cdot R \right).$$

$\hat{D}$  это двумерный Фурье-образ суммы наблюдаемых в детекторе распределений для левой и правой поляризаций:

$$\hat{D} = \mathcal{F} \left[ \frac{dN^L(x, y)}{dxdy} + \frac{dN^R(x, y)}{dxdy} \right].$$

$\hat{C}$  — Фурье-образ комптоновского дифференциального сечения при отсутствии поляризации лазерного луча:

$$\hat{C} = \mathcal{F} \left[ \frac{d\sigma^L(x, y)}{dxdy} + \frac{d\sigma^R(x, y)}{dxdy} \right].$$

$\mathcal{F}$  и  $\mathcal{F}^{-1}$  обозначает прямое и обратное двумерное преобразование Фурье.  $\delta \approx 10^{-12}$  — регуляризующий параметр необходимый для подавления нулей в знаменателе;  $R$  — функция регуляризации Винера для подавления высокочастотных мод в Фурье преобразовании, возникающих из-за флуктуации числа событий в распределении и для подавления «оконного» эффекта численного преобразования Фурье.

$$R = \frac{|\hat{C}|^2}{|\hat{C}|^2 + k \sum |\hat{C}|^2},$$

где параметр регуляризации  $k = 2 \cdot 10^{-4}$  подобран экспериментальным путём. При этом вариацией эффективности регистрации детектора  $\epsilon(x, y)$ , описывающую его неоднородность надо либо пренебречь, либо определить независимыми измерениями.

На рис 13, 14 показаны наблюдаемое распределение фотонов в детекторе и восстановленное при помощи вышеуказанной процедуры. Результат подгонки с использованием нового алгоритма изображен на рис. 15. Новый метод демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными данными  $\chi^2/n_{d.f.} \approx 1$ .

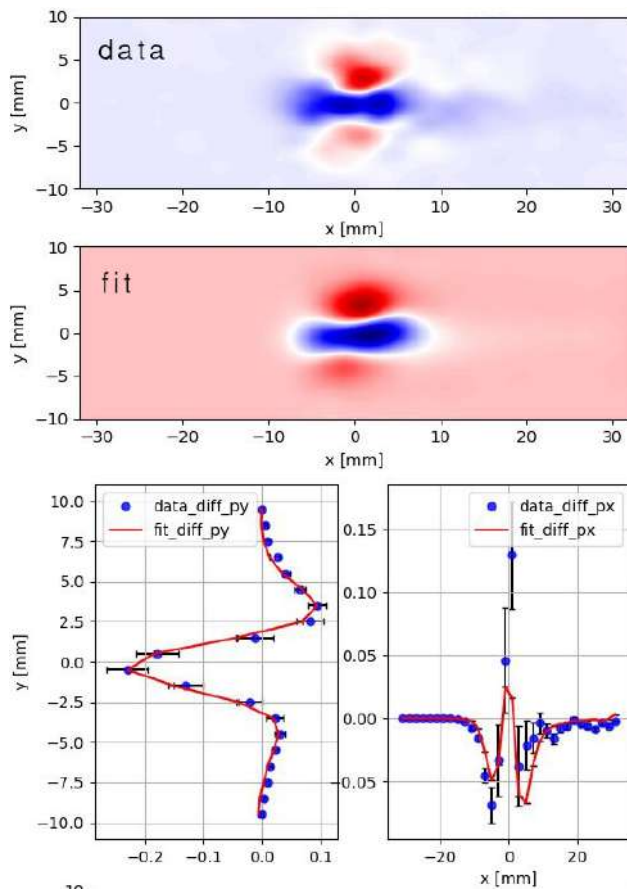


Рис. 15: Пример подгонки с использованием нового алгоритма.  $\chi^2/ndf \approx 1$

## УЧАСТИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

### 1. Измерение прозрачности кристаллов электромагнитного калориметра детектора CMS.

В июне 2022 года начался новый набор данных RUN3. В процессе записи данных требуется постоянный контроль работоспособности системы лазерной калибровки. Координатором системы лазерной калибровки электромагнитного калориметра является Димова Т.В. Очередные измерения должны быть занесены в базу данных, желательно, не позднее чем через 2-3 часа от момента измерения. Это связано с тем, что в RUN3 генерация параметров на основе измеренных прозрачностей для L1 и HLT производится 1-2 раза в день, а не один раз в неделю, как было в течении RUN2. Соответственно требуется постоянный контроль за работоспособностью системы. Данный контроль осуществляется с помощью поддержки нескольких веб-страниц. При возникновении проблем требуется оперативно вмешаться, если причина связана с программным обеспечением, либо связаться с техническим координатором и запросить соответствующий ремонт, если проблема связана с работой аппаратуры.

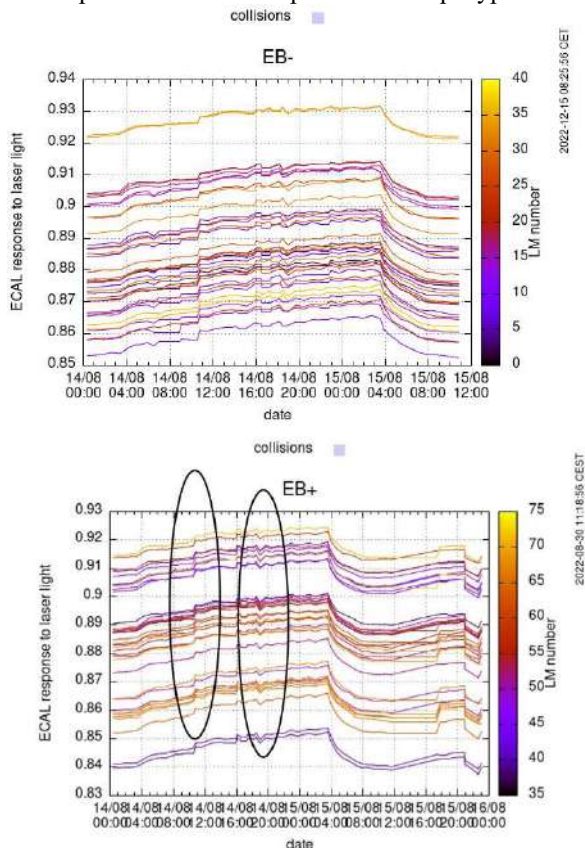


Рисунок 1. Скачок прозрачностей, связанный с изменением температуры охлаждающей жидкости.

Периодически требуется провести анализ измеренных прозрачностей. Например, в августе при аварии с охлаждением цилиндрической части калориметра, скачком изменилась прозрачность (Рис.1). В результате проведенного анализа, было подтверждена зависимость световыходов от температуры кристаллов: рост прозрачности на  $\sim 0,2\%$  при падении температуры охлаждающей жидкости на  $0,1^\circ$ . В данном случае температура охлаждающей жидкости изменилась на  $0,14^\circ$ . В дальнейшем был осуществлен контроль за возвращением величины прозрачности к исходным значениям. Внесение коррекций в калибровку в данном случае не потребовалось, так как проблема возникла во время записи космических событий. Изменение прозрачностей за время набора статистики в 2022 году приведено на Рис.2.

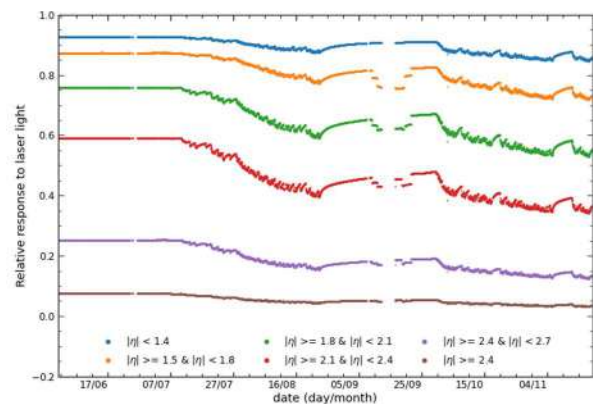


Рисунок 2. Изменение прозрачностей в течении набора данных в 2022 году.

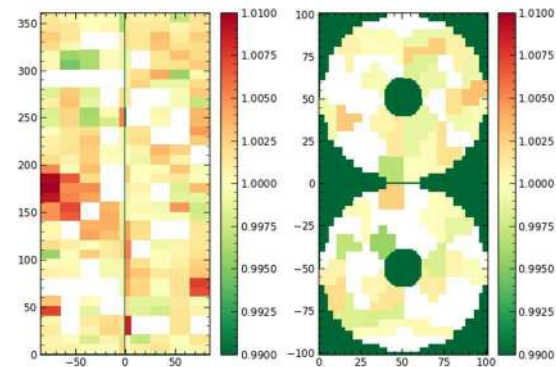


Рисунок 3. Карта изменения отношения амплитуд для PN диодов по данным на середину ноября.

После окончания записи данных на LHC был проведен анализ качества измерений. Работа состояла из 2 частей. Был проведен анализ работы PN диодов, использующихся для измерения амплитуды лазерного импульса. Для этого контролировалось изменение амплитуды от времени на каждом PN диоде по отдельности, а также отношение амплитуд PN диодов для тех областей, которые просматриваются двумя PN диодами. Пример такой карты отношения с использованием данных от середины ноября приведен на Рис.3. Был сделан вывод, что максимальный наблюдаемый дрейф отношения амплитуд составляет 1%. Поскольку такой дрейф присутствует только в одной области, а

остальных он меньше, то на данный момент нет необходимости проведения коррекций данных с PN диодов.

Вторая часть работы заключалась в поиске кристаллов, имеющих нефизическое поведение изменения прозрачностей. Было создано несколько скриптов, которые позволяют осуществлять поиск подобных кристаллов. В итоге было найдено около 1100 кристаллов. Пример кристалла с нефизическим поведением (рост прозрачности вместо падения при появлении светимости) в сравнении со средним поведением кристаллов в соответствующем кольце приведен на Рис.4 (верхний). Распределение найденных кристаллов по цилиндрической части ECAL показано на Рис.4 (нижний). На данный момент, планируется проверить влияние этих кристаллов на физические данные.

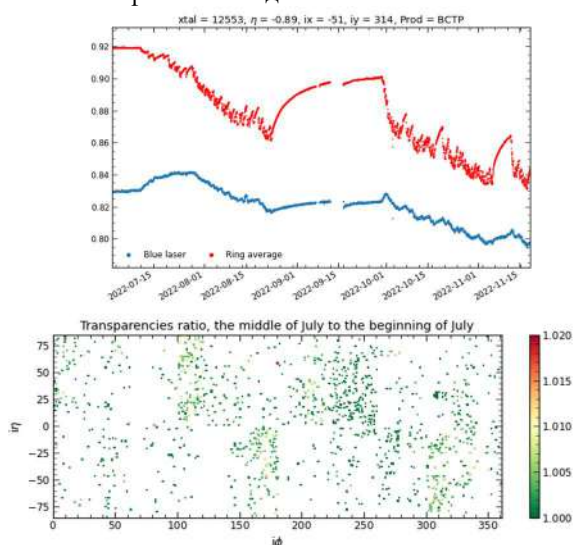


Рисунок 4. Верхний - пример кристалла с нефизическим поведением. Нижний - расположение данных кристаллов с цилиндрической части ECAL.

## II. Эксперимент по изучению радиационного старения оптического волокна системы лазерной калибровки электромагнитного калориметра детектора CMS для Phase II.

В конце 2021 года от группы из Saclay был получен ряд образцов оптического оптоволокон для проведения исследований, наряду с необходимым экспериментальным оборудованием. Данное оптическое волокно используется в системе калибровки электромагнитного калориметра детектора CMS и, следовательно, подвергается сильному радиационному облучению. Поэтому, вопрос о радиационной стойкости оптоволокон является достаточно острым для стабильной работы CMS.

Ранее были проведены подготовительные работы на установке БНЗТ (ИЯФ СО РАН). В частности, были изготовлены: вакуумная камера, концентратор и мишенный узел. Также большое внимание было уделено обеспечению защиты от радиационного излучения на момент проведения эксперимента. Так область прове-

дения эксперимента была отгорожена бетонными стенами, которые были дополнительно обшиты специальным пластиком с целью замедления и поглощения быстрых нейтронов.

Все это в совокупности позволило провести в первой половине 2022 года эксперимент по изучению радиационного старения оптического волокна. Была сформирована команда, которая после прохождения соответствующего обучения, проводила измерения параметров оптоволокон в процессе их облучения на установке БНЗТ. Сотрудники БНЗТ в свою очередь обеспечивали получение пучка быстрых нейтронов с необходимыми параметрами.

### Методика проверки прозрачности оптоволокон

Оборудование и материалы из Saclay прибыли в Новосибирск 30 декабря 2021 года. Начиная с 15 января 2022 данное экспериментальное оборудование было развернуто в специально отведенной для этой цели пульту. Были проведены работы по освоению, отладке и подбору оптимального режима работы этого оборудования. В состав присланного оборудования входило (Рис.5):

- лазерный диод с длиной волны 400 нм, используется как непрерывный источник света;
- система распределения света на 12 каналов, 9 каналов используются для непосредственной подачи света на исследуемые образцы оптоволокон, 3 канала – для непосредственной калибровки стабильности лазерного диода;
- 9 катушек транспортного оптоволокон для подачи света на исследуемые образцы оптоволокон, последние находятся непосредственно в зоне активного облучения;
- 3 марки оптического волокна (HCP200, HCG365 и HCG200) для исследований, каждая марка представлена 3 катушками;
- 9 катушек транспортного оптоволокон для обратного вывода света в пульту;
- специальный бокс, в котором с помощью так называемых PIN диодов происходит пропорциональное преобразование светового сигнала в электрический;
- пикоамперметр для оцифровки электрических сигналов с PIN диодов;
- специальная внешняя карта для чтения данных с пикоамперметра;
- ноутбук с предустановленным ПО для чтения данных с пикоамперметра и возможностью записи их на диск, а также управления параметрами оцифровки;
- станция для измерения параметров окружающей среды, таких как температура, влажность и давление;
- дополнительно в качестве пассивных материалов были присланы 5 лавинных фотодиодов, 5 PN диодов и 33 конвертора постоянного напряжения (используются непосредственно в камерной электронике детектора ATLAS).

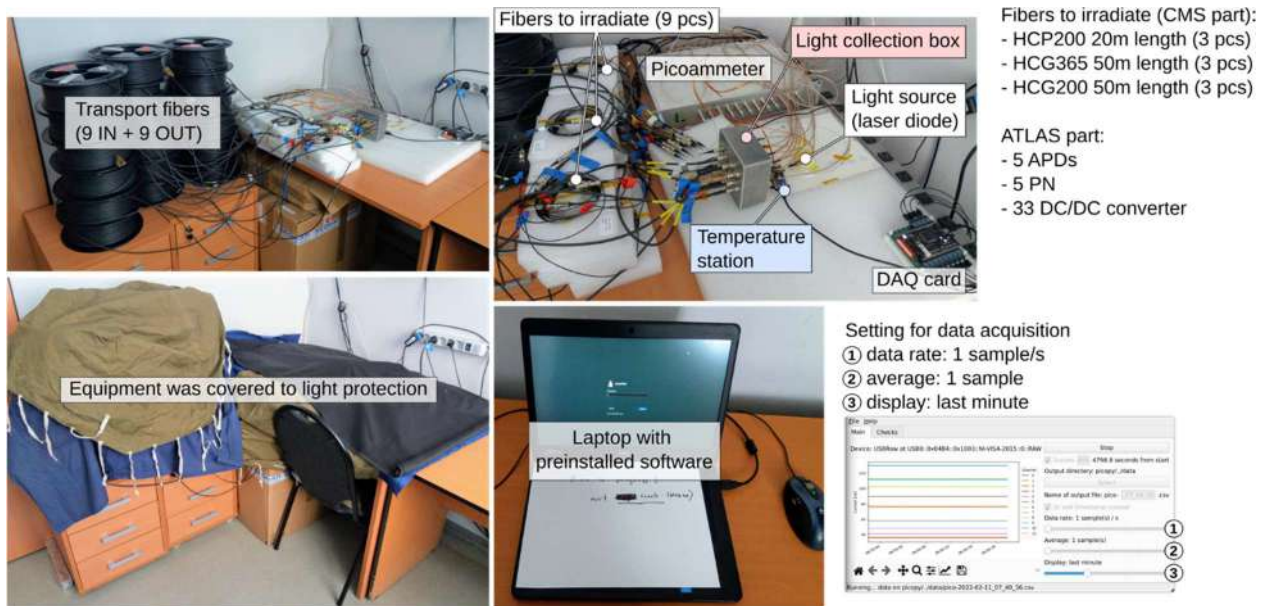


Рисунок 5. Внешний вид оборудования и материалов из Saclay, а также пример программы для чтения данных с пикоамперметра с используемыми настройками.

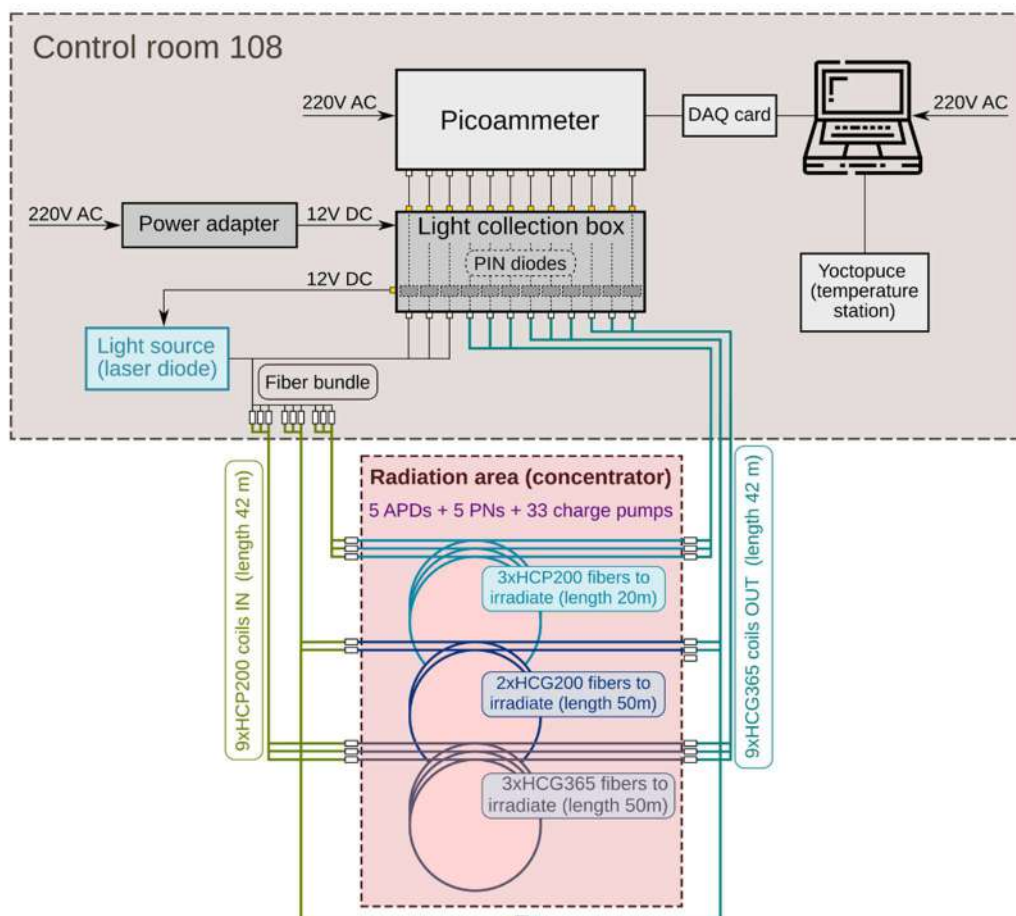


Рисунок 6. Принципиальная схема проведения эксперимента по исследованию радиационного старения материалов.

Для обозначения типов исследуемого оптоволоконна далее используется следующая схема. Маркировка НСР200-20-1 или НСГ365-50-3 обозначает:

- НСР200 или НСГ365 марку исследуемого оптоволоконна;
- вторая цифра 20 или 50 обозначает длину этой катушки/пучка в метрах;
- последняя цифра 1 или 3 соответствует внутренней нумерации катушки данного типа оптоволоконна.

На Рис. 6 показана схема проведения эксперимента. Необходимо отметить, что один пучок оптоволоконна марки НСГ200 был исключен из эксперимента. Вместо этого использовалось непосредственное соединение входного и выходного транспортных волокон. Это было сделано для оценки уровня возможной порчи транспортного оптоволоконна, так хотя оно и было вне зоны активного облучения, но определенное воздействие на него все-же было.

По причине значительной зависимости амплитуды светового сигнала лазерного диода от внешней температуры, большое внимание было уделено выбору оптимального режима работы системы обеспечения микроклимата в пультной. Дополнительно окна данного помещения закрывались пленкой для уменьшения внешнего теплопритока.

Удалось добиться стабильности поведения температуры в пультной на уровне  $\pm 0,7$  °С. Что, как будет показано далее, вполне достаточно для обеспечения требуемой стабильности лазерного диода.

#### Определение числа эквивалентных нейтронов

Помимо непосредственного измерения изменения параметров оптического волокна под действием радиационного излучения другой важной характеристикой является оценка величины набираемой дозы в период проведения измерений. Проблема состоит в том, что прямое измерение потока нейтронов невозможно по причине больших доз порядка 100 Зв/ч. Нам не известен такой доступный прибор, работающий в таких жестких условиях и при этом измеряющий энергетический спектр. Поэтому, в качестве альтернативного варианта определения дозы было решено использовать пакет моделирования FLUKA. Данный пакет широко используется в мировой практике для проведения подобного рода расчетов и хорошо себя зарекомендовал в этой области.

Кроме описания непосредственно геометрии (мишеньный узел, концентратор, исследуемые образцы), в моделирование важно, как можно более достоверно заложить модель генерации нейтронного излучения. В частности, энергетическое и угловое распределение нейтронов. В качестве исходного спектра нейтронов в расчетах использовались экспериментальные данные полученные на тонких мишенях и показанные на Рис. 7. Эти данные получены на нейтронах, которые образуются на реакции взаимодействия пучка дейтронов со слоем лития, аналогичного используемого на установке БНЗТ:

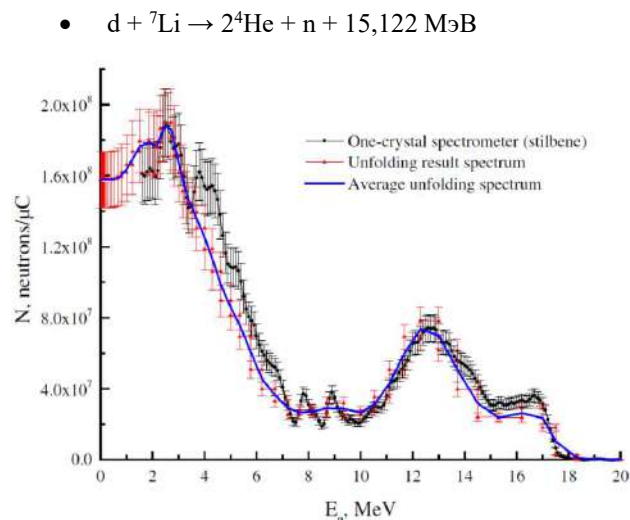
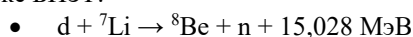


Рисунок 7. Энергетический спектр нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$  используемый в моделировании. (К. Mitrofanov et al. The energy spectrum of neutrons from  ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$  reaction at deuteron energy 2,9MeV, EPJ Web of Conferences 146, 11041 (2017)).

Как уже было сказано выше, для получения быстрых нейтронов используется пучок дейтронов. В силу конструктивных особенностей установки БНЗТ максимальная энергия дейтронов ограничена значением 1,5 МэВ. В таком случае, образующиеся в литии нейтроны будут иметь изотропное угловое распределение (Neutron production from  ${}^7\text{Li}(d,xn)$  nuclear fusion reactions driven by high-intensity laser-target interactions, Published 19 March 2010, Plasma Physics and Controlled Fusion, Volume 52, Number 4).

При использовании подобного рода расчетов желательна их экспериментальная проверка. С этой целью перед облучением материалов был выполнен специальный эксперимент. Для этого дозиметр для детектирования медленных нейтронов УДМН-100 ([http://www.doza.ru/docs/radiation\\_control/udmn\\_100.pdf](http://www.doza.ru/docs/radiation_control/udmn_100.pdf)) помещался непосредственно внутрь концентратора для измерения так называемой мощности амбиентного эквивалента дозы (далее МАЭД) нейтронного излучения  $\text{H}^*(10)$ . Измерения проводились в двух положениях УДМН-100 относительно верхней грани концентратора – 120 мм и 160 мм. Внешний вид УДМН-100, его схема, а также схема его расположения в концентраторе показаны на Рис. 8.

Данный эксперимент проводился на БНЗТ в условиях генерации пучка дейтронов током не более 1 мкА, в то время как рабочий ток установки составляет порядка 1 мА. Данное ограничение обусловлено уровнем максимально измеряемой УДМН-100 дозы, которая составляет 0,1 Зв/ч. При этом для усиления сигнала в 100 раз с датчика тока в измерительный тракт был добавлен делитель.

Схема проведения измерений для последующего сравнения с расчетами показана на Рис. 9. Для положения 120 мм выполнено 6 измерений уровня дозы в зависимости от тока пучка дейтронов, для положения 160 мм – 5 измерений.

В моделировании величина МАЭД определялась следующим образом. Считалась эквивалентная доза в сфере, описывающей геометрию дозиметра УДМН-100. Пример описания геометрии в пакете FLUKA показан на Рис. 10. Затем данная доза пересчитывалась в МАЭД с использованием коэффициентов АМВ74. Этот рекомендованный способ, используемый в мировой практике. Дополнительно по данным моделирования

оценка МАЭД была сделана путем подсчета числа нейтронов для всего диапазона энергий, пересекающих поверхность сферы. Далее для перевода в МАЭД использовались коэффициенты ИЗО и ПЗ (<https://alfapol.ru/docs/nrb-99.pdf>, см. Рис.11). Сравнение экспериментальных результатов измерения МАЭД с данными моделирования показано на Рис.12.

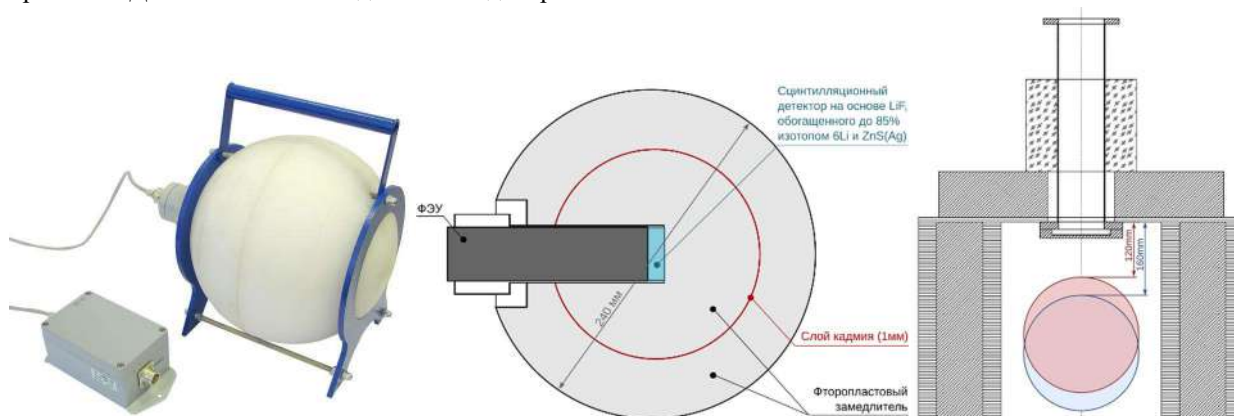


Рисунок 8. Внешний вид УДМН-100 (слева), схема УДМН-100 (в центре), схема расположения УДМН-100 в концентраторе (справа).

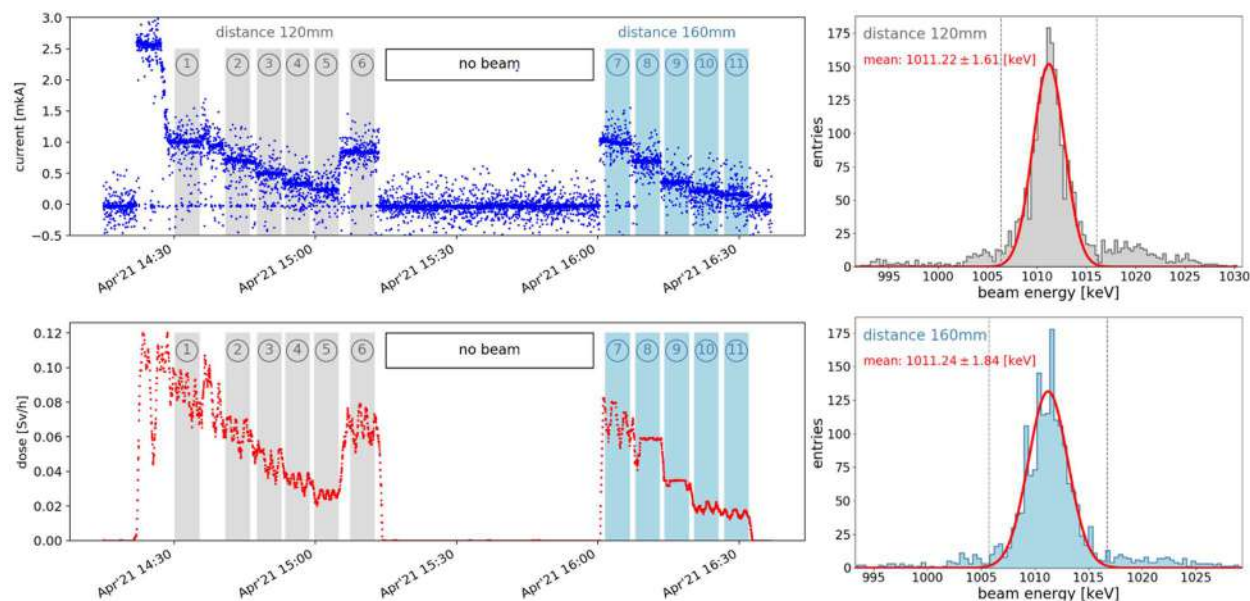


Рисунок 9. Схема проведения экспериментальной проверки расчетов для двух положений дозиметра - измеренный ток пучка дейтронов и соответствующая этому доза (левая колонка), энергия пучка дейтронов (правая колонка).

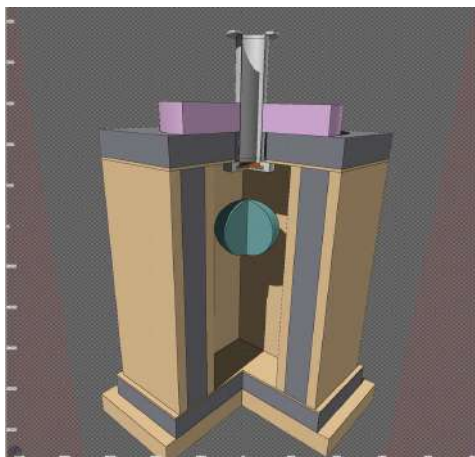


Рисунок 10. Описание геометрии (мишенный узел, концентратор, дозиметр УДМН-100) в пакете FLUKA.

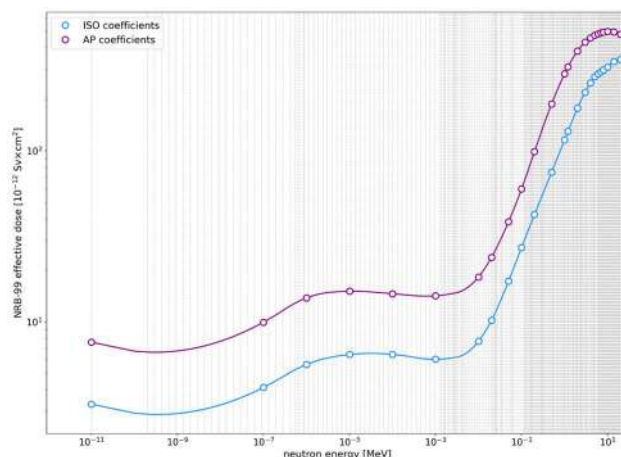


Рисунок 11. Переводные коэффициенты ИЗО и ПЗ используемые для оценки МАЭД.

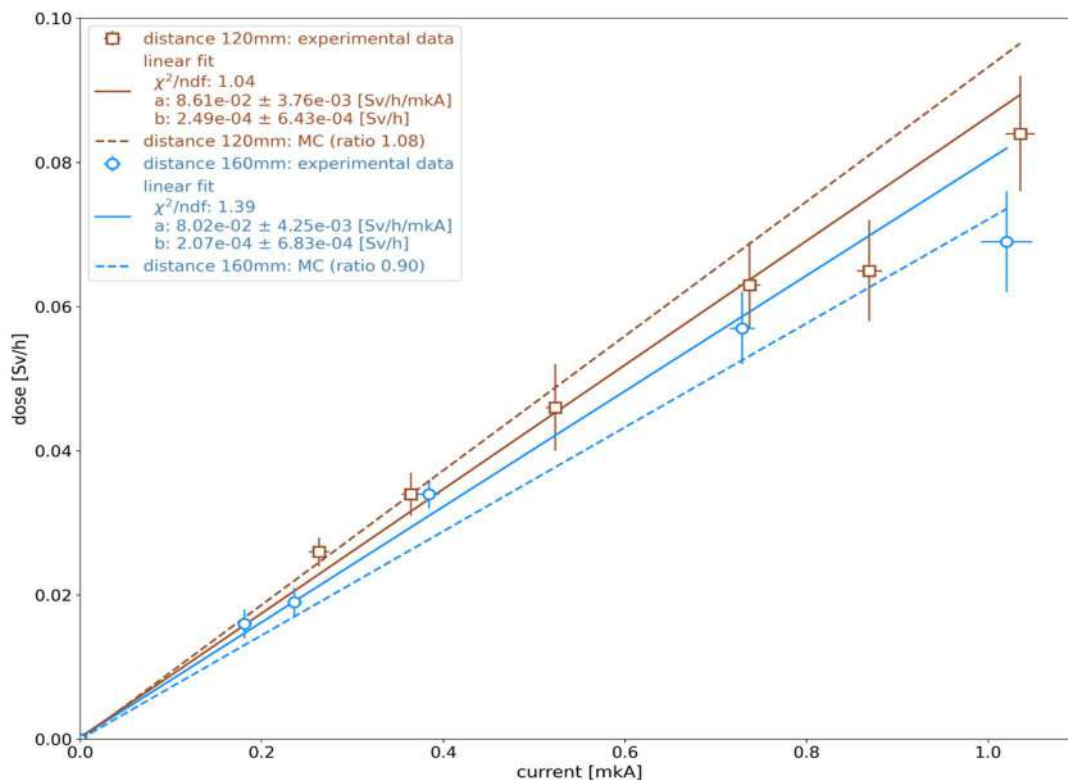


Рисунок 12. Сравнение МАЭД измеренной в эксперименте (точки – данные, сплошные линии – подгонка полиномом первого порядка) с расчетом (пунктирные линии) на расстояниях 120 и 160 мм.

В таблице 1 приведены результаты МАЭД [Зв/ч] для пучка дейтронов с энергией 1,011 МэВ и током 0,5 мкА. Отличие между результатами эксперимента (УДМН-100) и расчетами (АМВ74) находится на уровне 10%, что является достаточно хорошим результатом.

Таблица 1. Сравнение результатов МАЭД для пучка дейтронов энергией 1,011 МэВ и током 0,5 мкА.

Расстояние [мм]	МАЭД [Зв/ч]			
	АМВ74	ИЗО	ПЗ	УДМН-100
120	0,047	0,037	0,072	0,044
160	0,036	0,028	0,057	0,040



### Выбор рабочей точки по энергии пучка дейтронов

В разделе 2 приведены основные ядерные реакции для получения быстрых нейтронов при взаимодействии пучка дейтронов с литием. Выход нейтронов, для указанных реакций, в зависимости от энергии пучка дейтронов представлен на Рис. 13.

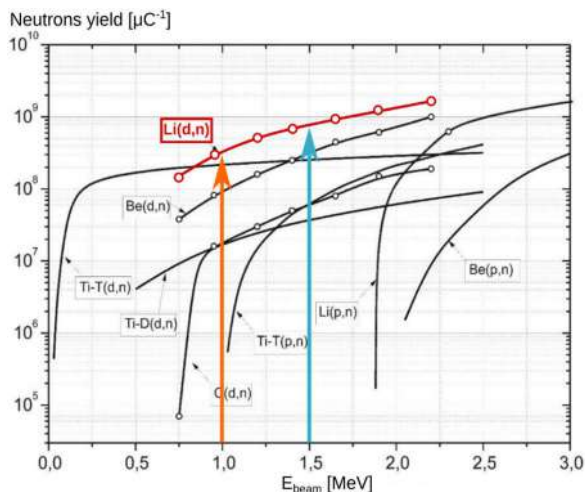


Рисунок 13. Выход нейтронов в зависимости от энергии пучка дейтронов.

С целью увеличения эффективности набираемой дозы, перед началом эксперимента было проведено сканирование выхода нейтронов от энергии пучка дейтронов. Начальная точка по энергии дейтронов была 1 МэВ. Затем в несколько итераций энергия была увеличена до значения 1,5 МэВ. Поднять выше энергию дейтронов не представляется возможным в силу конструктивных особенностей основного поворотного магнита БНЗТ. Таким образом, выход нейтронов был увеличен на коэффициент около 1,9 (Рис.13).

В дальнейшем данный рабочий режим, а именно энергия дейтронов 1,5 МэВ при среднем токе 1 мА, использовался для набора основной статистики.

### Проведение эксперимента

#### Ключевые параметры в период набора статистики

Стабильность температурного режима в пультовой, в течение эксперимента составила  $23,6 \pm 0,7$  °С. При этом связанный с колебаниями температуры уровень нестабильности лазерного диода составил не более 2,5%.

Основные параметры установки БНЗТ в течение набора статистики были следующими (рис.14):

- средняя энергия пучка дейтронов  $1506,2 \pm 25,4$  кэВ;
- средний ток пучка дейтронов  $0,98 \pm 0,21$  мА.

Получаемые при таком режиме характерные уровни доз в окружающем установку пространстве, в аспекте возможного облучения персонала, составили (Рис.10):

- непосредственно в экспериментальном зале, на расстоянии более 5 метров, с учетом локальной защиты места генерации нейтронов  $7,0 \pm 1,0$  мЗв/ч;
- в общем коридоре, перед входом в пультовую  $4,1 \pm 1,3$  мкЗв/ч.

В процессе набора статистики также проводились измерения нейтронно генерирующих свойств мишенного узла. Поскольку установка БНЗТ впервые работала столь продолжительно в режиме непрерывной генерации быстрых нейтронов, были серьезные опасения на предмет выдержит ли литиевое покрытие мишенного узла такие нагрузки. С учетом этого был изготовлен второй экземпляр мишенного узла в качестве запасного. Мониторинг стабильности генерации нейтронов проводился путем измерения уровня дозы в экспериментальном зале установки. Для этих целей использовался дозиметр УДМН-100. В качестве альтернативного варианта применялся прямой счет числа нейтронов также в экспериментальном зале на некотором удалении от области генерации. В последнем случае применялся детектор производства компании Saint-Gobain (<https://www.crystals.saint-gobain.com>). Полученная, таким образом, оценка стабильности (Рис.15) позволяет сделать вывод, что деградация мишенного узла не превышала 10%.

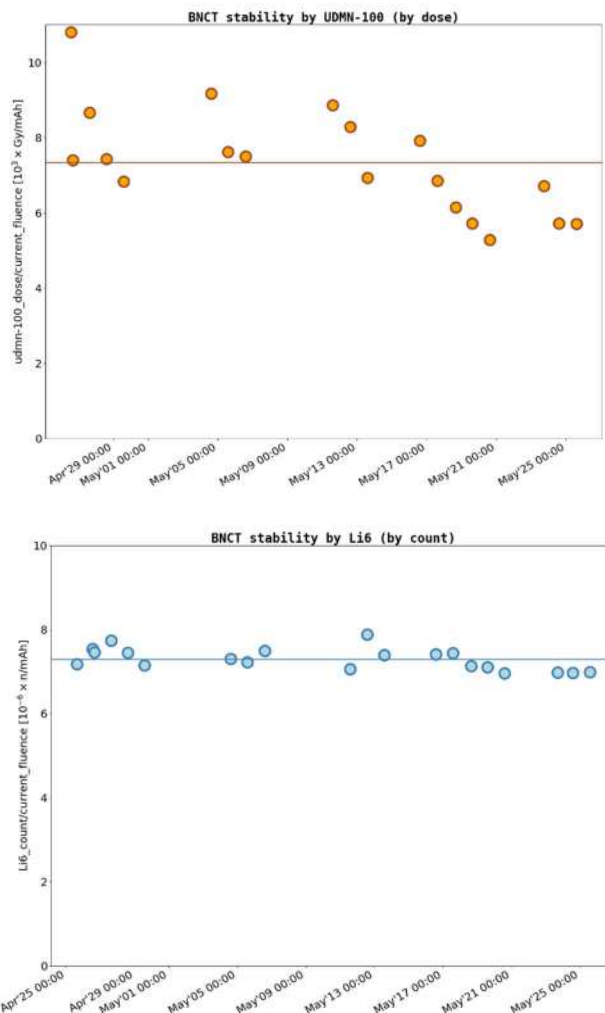


Рисунок 15. Измерения стабильности генерации нейтронов: по счету нейтронов (вверху), измерением дозы (внизу). Заметная нестабильность показаний дозиметра УДМН-100 является известным фактом, при подобного рода длительных периодах его работы.

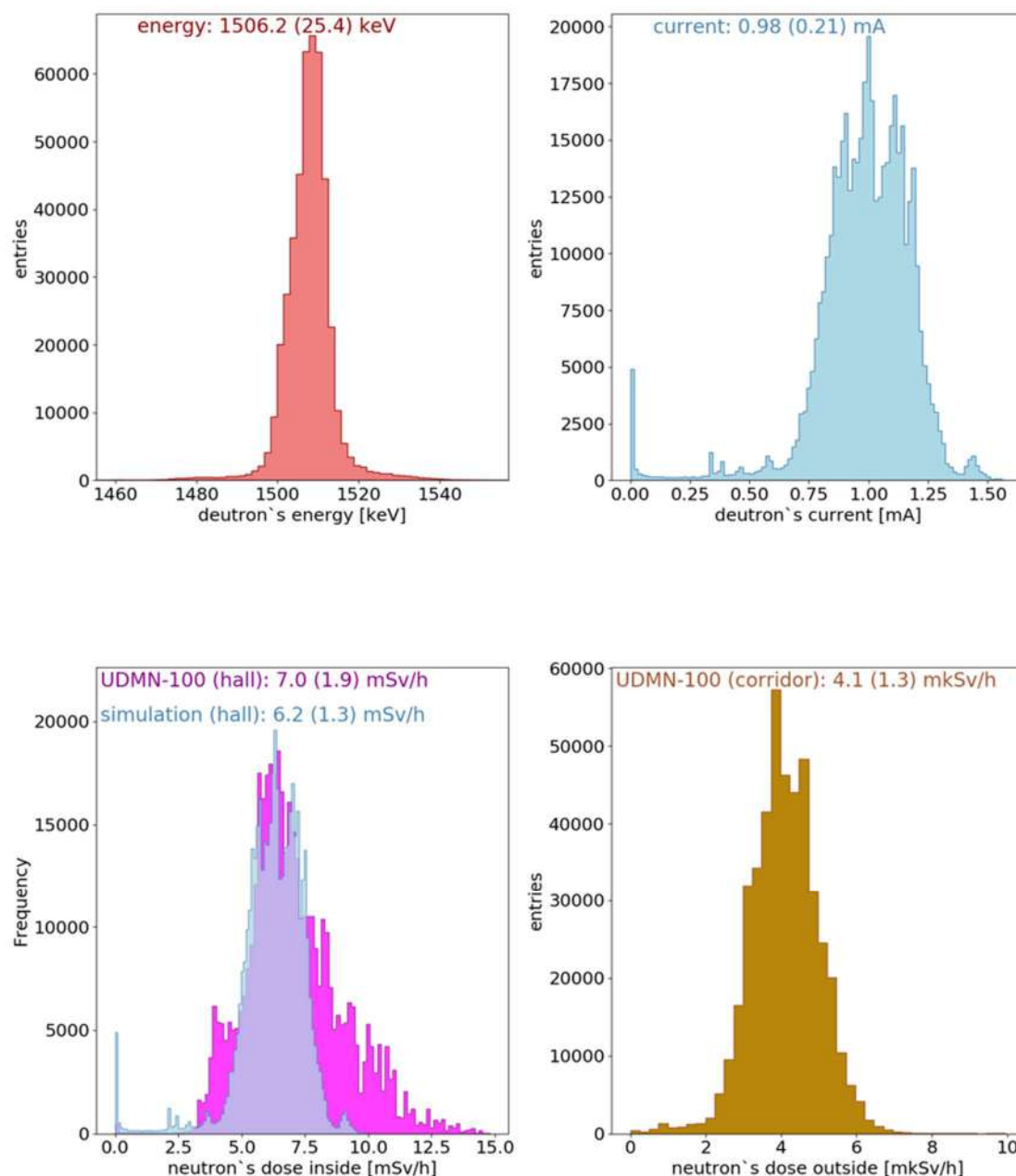


Рисунок 14. Основные параметры установки БНЗТ на период проведения эксперимента и получаемые при этом характерные уровни доз.

### Определение положения пучка дейтронов

Знание точного положения входного пучка дейтронов относительно мишенного узла необходимо для проведения расчетов по определению потока эквивалентных нейтронов. При выборе конструкции мишенного узла для нашего эксперимента в первую очередь мы руководствовались его компактностью, с целью минимизации щелей между ним и свинцовыми листами крышки концентратора, чтобы как можно сильнее ослабить поток выходящих наружу нейтронов. В свою очередь это привело к невозможности прямого оптического определения положения пучка дейтронов на литиевой подложке. Поэтому, решено было использовать 9 термодатчиков, установленных в медном ос-

новании мишенного узла, и далее по измеренной температурной карте определить координаты положения пучка дейтронов.

В процессе облучения материалов подобного рода данные с температурных датчиков снимались с частотой 1 Гц. Затем для каждого такого отсчета восстанавливались координаты пучка дейтронов и складывались в общую статистику. Полученная двумерная гистограмма распределений координат  $x$  и  $y$  пучка дейтронов показана на Рис. 16. Значения центра данного распределения сдвинуты относительно геометрического центра мишенного узла на 21 мм по оси  $x$  и 22 мм по оси  $y$ . Ширина распределения на полувысоте составляет около 10 мм для обеих осей.

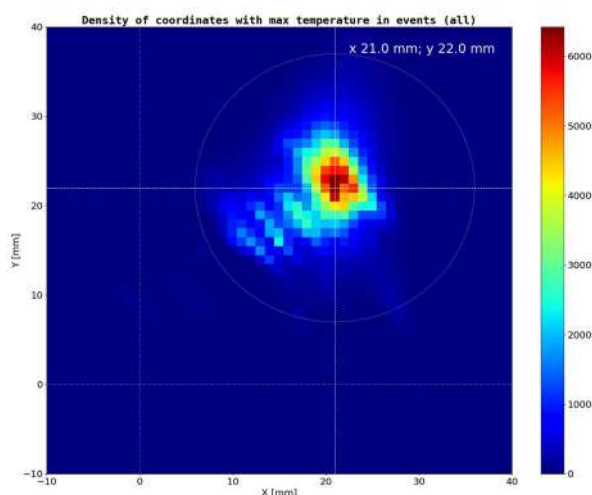


Рисунок 16. Плотность распределения координат с максимальной температурой в отсчете.

### Расчет потока эквивалентных нейтронов

Установка БНЗТ предоставляет данные только для пучка дейтронов, такие как его энергия и ток. Поэтому, определение потока эквивалентных нейтронов [ $\text{neq}/\text{cm}^2$ ] через каждый измеряемый образец материала выполнялось с помощью пакета моделирования FLUKA. Для этого была описана математическая модель расположения каждой из восьми облучаемых катушек, а также геометрия полупроводниковых ФЭУ и преобразователей напряжений. Общий вид расположения пучков оптоволокон, ФЭУ и преобразователей внутри концентратора и заданная геометрия в моделировании показаны на Рис. 17. Облучаемые материалы выставлялись симметрично геометрической оси мишенного узла.

Расчеты были выполнены для энергии пучка дейтронов равной 1,5 МэВ и току 1 мА. В расчетах определялся поток нейтронов всех энергий через каждый образец. Для перевода в поток эквивалентных нейтронов использовались переводные коэффициенты (Рис.18).

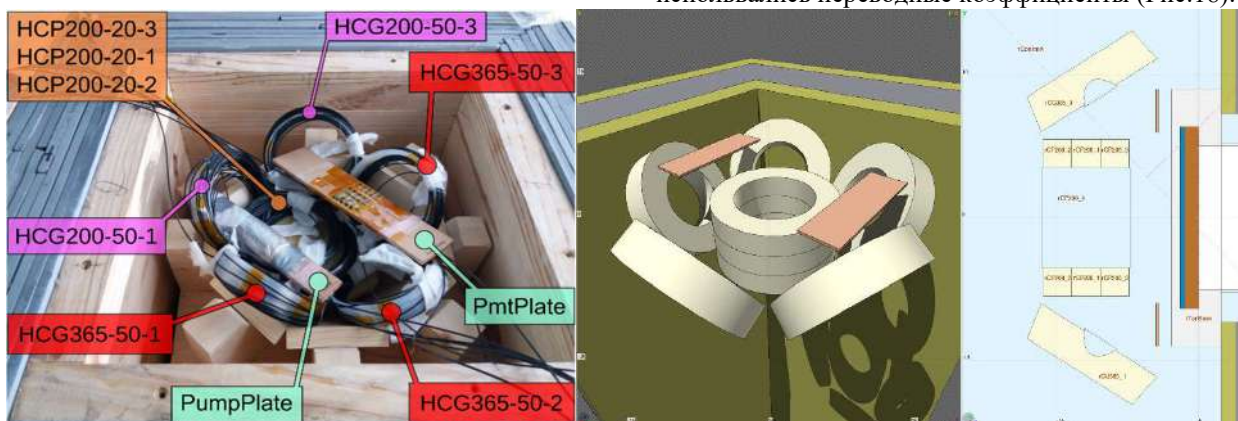


Рисунок 17. Общий вид расположения исследуемых образцов внутри концентратора (слева), соответствующая этому геометрия в моделировании (справа).

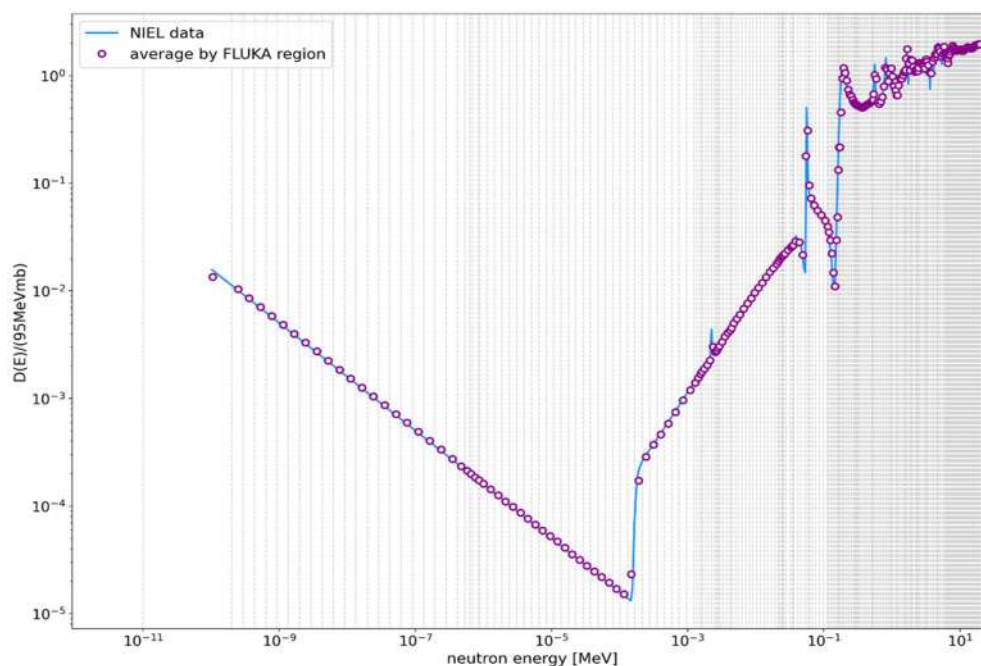


Рисунок 18. Переводные коэффициенты для перевода потока нейтронов с энергиями до 20 МэВ в эквивалентный поток (энергия 1 МэВ).

Полученные результаты  $n_{eq}$  представлены в таблице 2. Заметный разброс в значениях  $n_{eq}$  объясняется асимметрией положения облучаемых объектов относительно точки конверсии нейтронов.

Таблица 2. Результаты расчета потока эквивалентных нейтронов через исследуемые материалы для  $E_d=1,5$  МэВ и  $I_d=1,0$  мА.

Облучаемый объект	[ $10^8$ neq/cm <sup>2</sup> /sec ]
HCP200-20-1	3,31
HCP200-20-2	2,24
HCP200-20-3	5,39
HCG365-50-1	1,40
HCG365-50-2	2,31
HCG365-50-3	2,58
HCG200-50-1	1,23
HCG200-50-3	1,58
Полупроводниковые ФЭУ	4,57
Преобразователи напряжений	1,31

### Изменения прозрачности оптоволоконна в процессе облучения

Облучение материалов продолжалось ровно один календарный месяц, в период с 25/04/2022 по 25/05/2022. В общей сложности проведено 18 дневных смен, средней продолжительностью 6-7 часов каждая. Суммарный набранный интеграл тока дейтронов составил 122 мАч. Величина набора тока в сменах и соответствующий этому темп набора дозы в единицах [neq/cm<sup>2</sup>] для исследуемых пучков оптоволоконна показаны на Рис. 19.

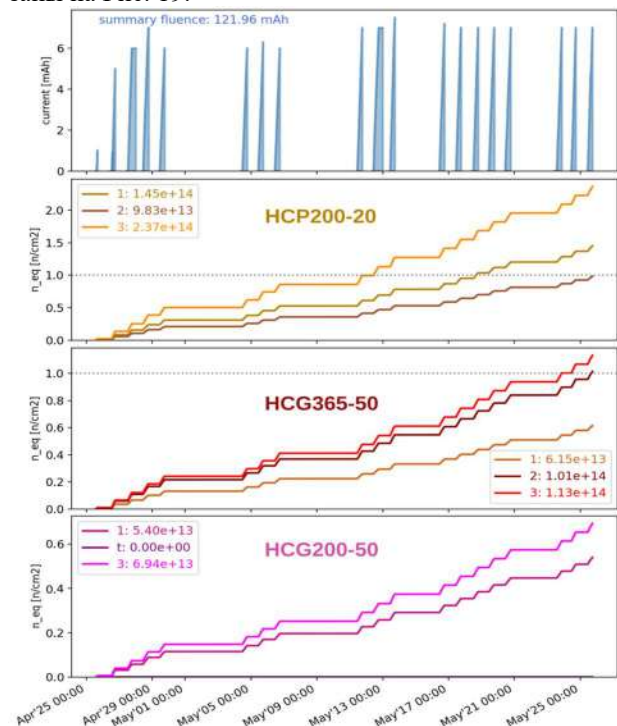


Рисунок 19. Получаемый интеграл тока дейтронов в сменах и темп набора дозы для исследуемых образцов оптоволоконна.

Измерения параметров прозрачности оптоволоконна выполнялись на протяжении всего периода облучения, вне зависимости был пучок дейтронов на установке БНЗТ или нет. На Рис.20 показано изменение прозрачности пучков оптоволоконна марки HCP200. Верхняя часть отображает изменение прозрачности от времени, серыми зонами обозначены периоды генерации нейтронов. Хорошо заметна так называемая быстрая деградация прозрачности оптоволоконна в начале генерации нейтронов и последующее быстрое восстановление прозрачности после прекращения генерации. На центральной и нижней частях показана деградация относительно набираемой дозы. Отличие состоит в том, что центральная часть рисунка (полые маркеры) показывает уровень деградации в период генерации нейтронов. Одна точка соответствует среднему значению за период, когда на БНЗТ был пучок дейтронов. Нижняя часть (сплошные маркеры) отображает средний уровень деградации для каждого периода, когда не было генерации нейтронов.

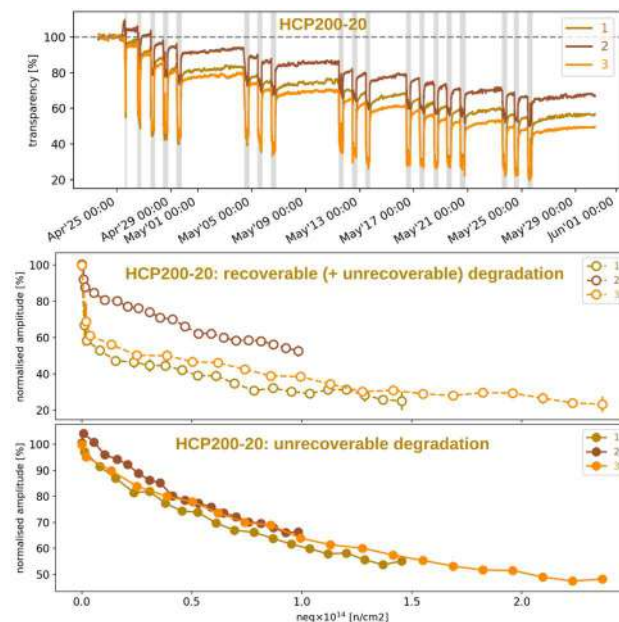


Рисунок 20. Изменение прозрачности оптоволоконна марки HCP200.

На Рис. 21 и Рис. 22 показана деградация для марок оптоволоконна HCG365 и HCG200, соответственно. Наблюдаемые резкие всплески измерений для пучка оптоволоконна HCG365-50-2 (верхняя часть Рис.21) объясняются нестабильностью поведения PIN диода в измерительном тракте. Используемое обозначение HCG200-50-t на Рис.22 соответствует прямому соединению входной и выходной линий транспортного оптоволоконна, размещенных снаружи концентратора. Как видно в этом случае деградация прозрачности отсутствует. Напротив, наблюдается некоторое увеличение сигнала (средний уровень 2,5%) с определенного момента времени, что может быть объяснено нестабильностью поведения источника света.

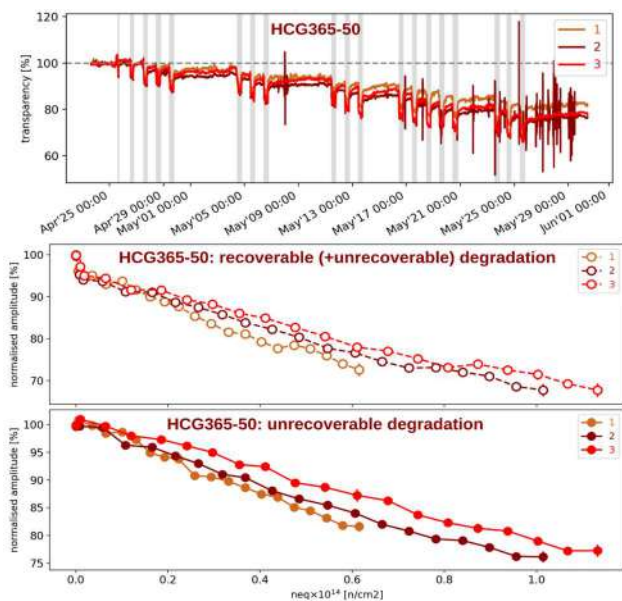


Рисунок 21. Изменение прозрачности оптоволоконна типа HCG365.

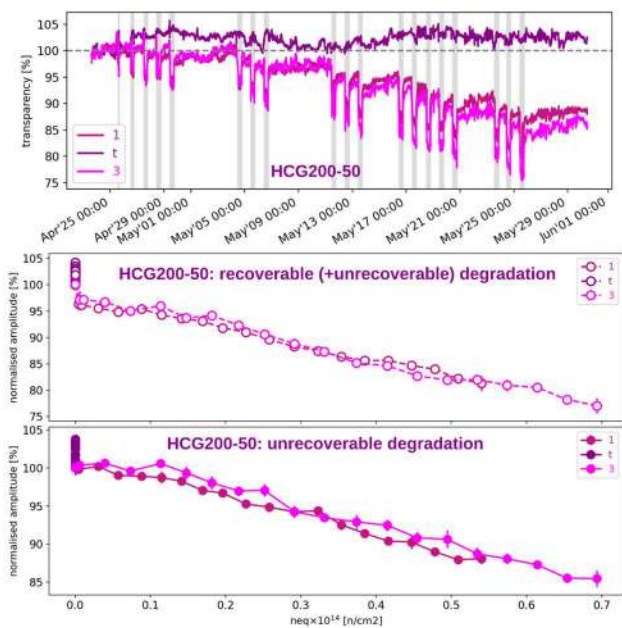


Рисунок 22. Изменение прозрачности оптоволоконна типа HCG200.

После завершения эксперимента в период с 26/05/2022 по 30/05/2022 проводилась серия измерений для оценки конечной степени деградации прозрачности оптоволоконна, а также оценки восстановления прозрачности. Результаты для разных марок оптоволоконна HCP200, HCG200 и HCG365 представлены на рисунках 23, 24 и 25 соответственно.

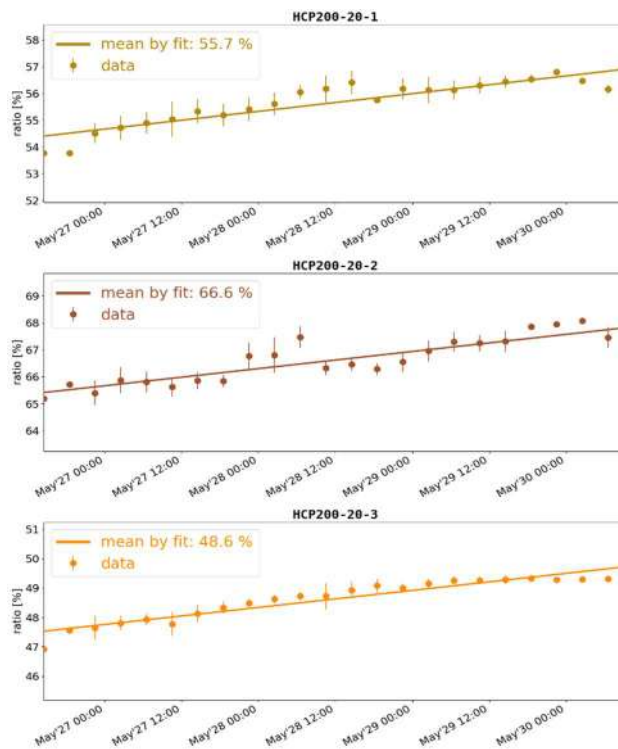


Рисунок. 23. Восстановление прозрачности оптоволоконна типа HCP200 и полученный средний уровень прозрачности после облучения.

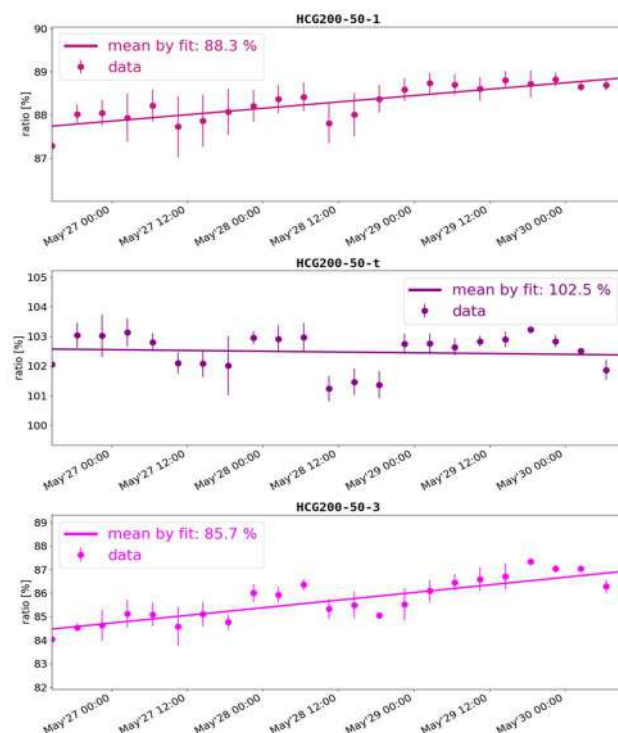


Рисунок 24. Восстановление прозрачности оптоволоконна типа HCG200 и полученный средний уровень прозрачности после облучения.

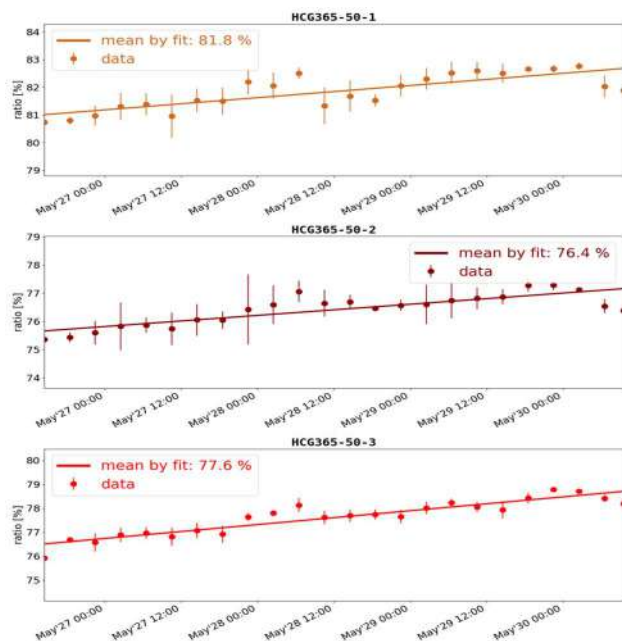


Рисунок 25. Восстановление прозрачности оптоволоконка типа HCG365 и полученный средний уровень прозрачности после облучения.

Таблица 3. Изменение прозрачности оптоволоконка разных типов после облучения. Последняя строка «Нормированная прозрачность» соответствует величине финальной деградации (строка 2) поделенной на набранную дозу (строка 1).

	HCP200-20			HCG365-50			HCG200-50		
	3	1	2	3	2	1	3	t	1
$10^{14}$ neq/cm <sup>2</sup>	2,37	1,45	0,98	1,13	1,02	0,61	0,69	~0	0,54
Изменение прозрачности [%]	-51,4	-44,3	-34,4	-22,4	-23,6	-18,2	-14,3	2,5	-11,7
Нормированная прозрачность [%]	-21,7	-30,5	-35,0	-19,8	-23,2	-29,7	-20,6	-	-21,7

### Заключение

- В целом установка БНЗТ обеспечивает возможность набора эквивалентных нейтронов на уровне  $10^{14}$  neq/cm<sup>2</sup> за разумные сроки, что является вполне достаточным для проверки радиационной стойкости материалов, планируемых для использования в области физики высоких энергий.
- Впервые продемонстрировано, что в ИЯФ СО РАН можно работать с такими дозами на ускорительном источнике нейтронов.
- Уникальность проведенного эксперимента заключается в том, что в отличие от облучения на реакторах мы можем достаточно точно контролировать уровень набранной дозы и проводить оценку старения непосредственно в процессе эксперимента.
- Возможно, в дальнейшем проведенные уникальные измерения прозрачности оптоволоконка в процессе набора дозы позволят лучше понять механизм процесса старения.

### Полученные результаты радиационного старения

Набранная доза и результаты изменения прозрачности для каждого типа оптоволоконка представлены в таблице 3.

Уровень деградации прозрачности оптоволоконка варьируется от 20% до 35% при пересчете на поток эквивалентных нейтронов  $10^{14}$  neq/cm<sup>2</sup>. Полученные результаты были представлены на внутреннем собрании команды лазерной калибровки калориметра детектора CMS. В целом такое изменение прозрачности не вызывает опасений, поскольку данное падение амплитуды калибровочного сигнала может быть нивелировано повышением уровня амплитуды источника света при калибровке калориметра.

Интегральный поток neq/cm<sup>2</sup> для полупроводниковых ФЭУ и DC/DC преобразователей составил  $2,01 \times 10^{14}$  и  $0,57 \times 10^{14}$ , соответственно.

- Разработанная математическая модель и созданное оборудование могут быть использованы для проведения подобных экспериментов на базе установки БНЗТ.

### III. DAQ MTD детектора CMS для Phase II. Тестовые стенды для проверки электроники баррельного временного слоя (BTL) и торцевого временного слоя (ETL).

При светимости  $5 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ , планируемой для работы в Phase II, в детекторе CMS ожидается до 200 протон-протонных взаимодействий на одно столкновение пучков. Для разделения событий необходимо использовать 4D реконструкцию, то есть использовать не только координатную информацию с детектора, но и время регистрации частиц в детекторных системах. Для разделения событий в одном столкновении пучков время регистрации частиц в детекторе должно быть определено с точностью не хуже 30 пс. Поэтому в настоящее время ведётся разработка детектора MTD для измерения времени отлета минимально-ионизирующих частиц с временным разрешением лучше 30 пс. А.Н.Козырев является координатором аппаратного обеспечения DAQ MTD.

Электроника системы MTD состоит из:

- FE (front-end) электроники. Эта электроника

выполнена на основе интегральных схем специального назначения (ASIC).

- Платы концентратора (CC), предназначенной для сбора данных от FE электроники и медленного контроля. FE электроника и плата концентратора будет располагаться в непосредственной близости от детектора, то есть в радиационной зоне.

- BE (back-end) электроники, находящейся в защищённом от радиации зале. Эта электроника получает данные от платы концентратора, делает предварительную обработку данных и передаёт их в систему сбора данных (CCD).

#### Стенд для проверки FE электроники ETL группы.

В этом году группа подготовила стенд для проверки чипа ETROC на пучке (Рис. 26).

На Рис 26 показан формат фрейма "Simple readout". Simple readout — это одна из двух схем считывания реализованных в ETROC1 чипе. С помощью этой схемы чтения данные, полученные после измерения и хранящиеся в буферной памяти чипа, могут быть считаны в виде фрейма данных. Эта схема считывания была реализована в проекте для ПЛИС ранее.

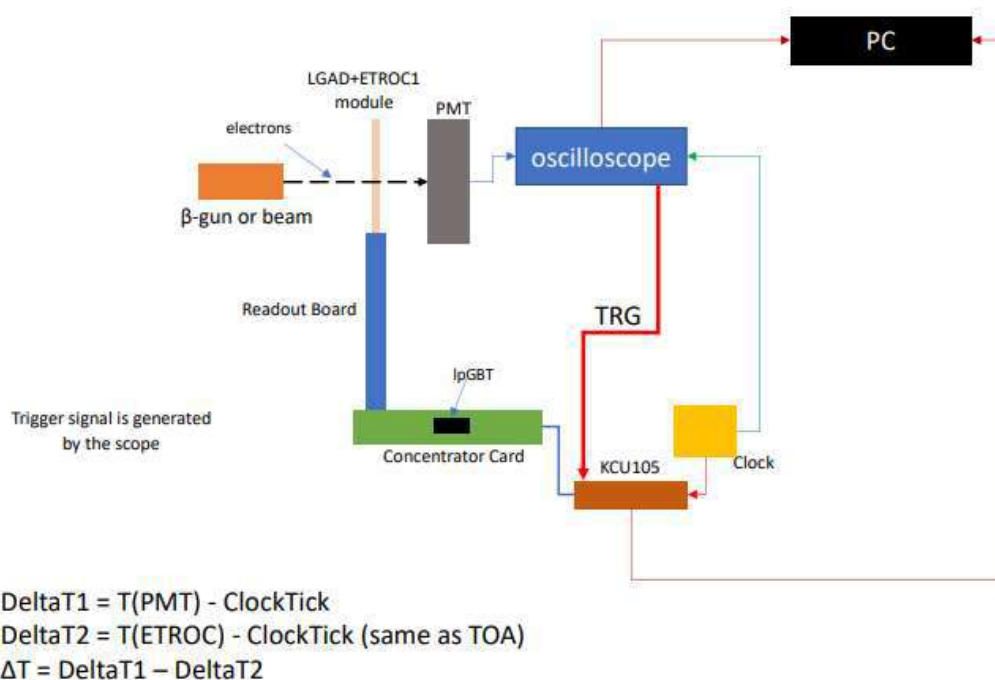


Рисунок 26. Стенд для проверки чипа ETROC.

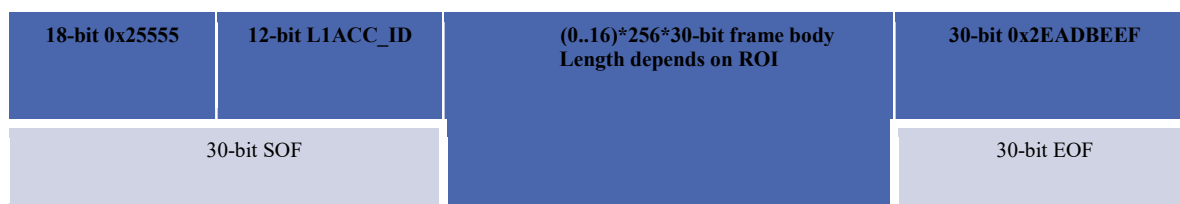


Рисунок 27. Формат фрейма "Simple readout"

Модуль для приема пакетов был разработан, отлажен и протестирован на предыдущем стенде ранее. В предыдущей прошивке буфер FIFO был размером 3 пакета. Для текущего эксперимента необходимо было сделать буфер, чтобы можно было хранить тысячи пакетов данных. Так как размер каждого пакета составляет 15 Кбайт, то поместить буфер необходимого размера в ПЛИС не представлялось возможным. Поэтому было решено использовать внешнюю память DDR4, которая есть на плате KCU105, что потребовало изменение механизма чтения данных и сохранения данных. Блок-схема схемы считывания данных с микросхемы ETROC показана на Рис. 28.

Данные поступают с микросхемы ETROC на вход "RX module". В модуле реализован поиск заголовков

пакетов (рис. 27). Здесь нулевые данные подавляются, а затем записываются в буфер DDR4. По окончании набора данных запись в буфер DDR4 прекращается, и данные считываются из буфера DDR4 в DAQ через шину ipBUS. Этот буфер DDR4 позволяет хранить примерно 8k фреймов.

Для считывания данных через шину ipBUS в ПК был написан и отлажен скрипт. Данные сохранялись в файл для дальнейшей обработки.

### Проект "Serenity".

В этом году была начата интеграция ранее написанных и отлаженных модулей для коммуникации с чипами TOFHIR 2 в ВЕ электронику под названием "Serenity" (Рис. 29).

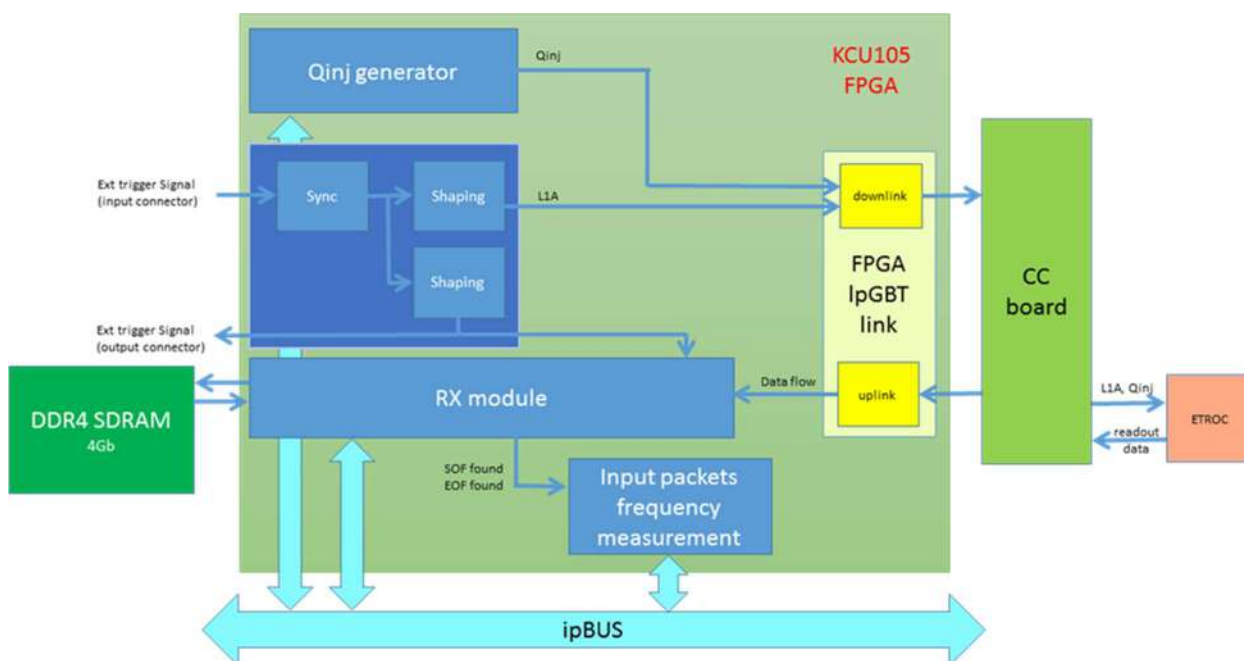


Рисунок 28. Блок-схема модулей коммуникации с FE электроникой и буфером данных.

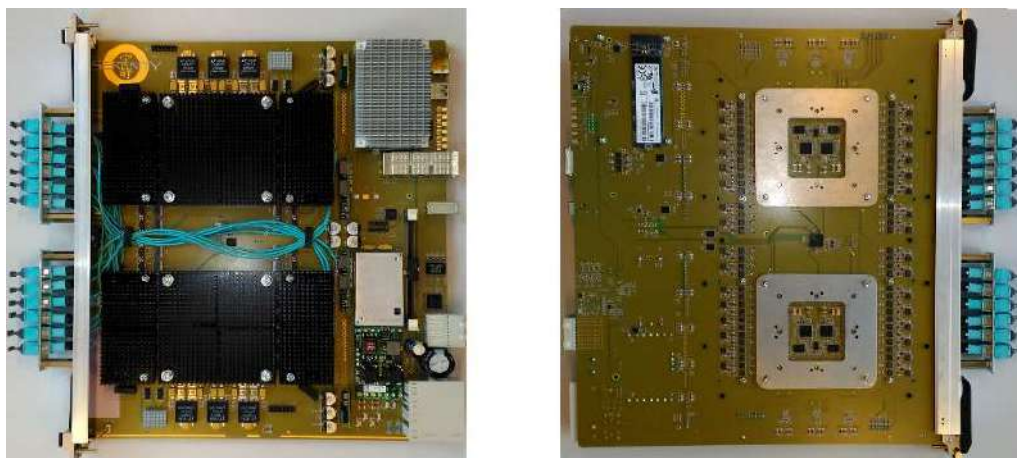


Рисунок 29. Платформа Serenity ATCA (вид сверху на плату (слева), вид снизу на плату (справа)).



Serenity — это платформа разработки ATCA (Advanced Telecommunications Computing Architecture - ATCA). Данная считывающая платформа была разработана для работы с огромными скоростями передачи данных в рамках программы модернизации LHC, и используется многими подсистемами детектора CMS:

- системой сбора данных MTD;
- триггерными системами для захвата и распределения сигнала триггера;
- системами сбора данных для высокогранулярных торцевых калориметров (HGAL);
- системой DTC (Data, Trigger and Control) трекера.

Платформа, состоит из трех элементов:

- Мезанин карты (Carrier-Card ATCA), которая обеспечивает доступ к общим сервисам платформы, то есть обеспечивает функции слежения за питанием, синхронизацию. Так же содержит опти-ческие интерфейсы, электрические соединения между дочерними платами, интеллектуальный контроллер управления платформой (IPMC) и встроенный ЦП.
- Дочерние карты, на которых размещены элементы обработки данных.
- ПЛИС для создания универсальных, гибких алгоритмов сбора и передачи данных.

Serenity является ключевым элементом системы сбора данных MTD и обеспечивает распределение сигналов синхронизации между блоками электроники

(Рис. 30). В финальной версии плата Serenity будет содержать две высокоскоростных ПЛИС Xilinx VU9P (Рис. 31), которые будут обеспечивать реконструкции временной информации в режиме реального времени.

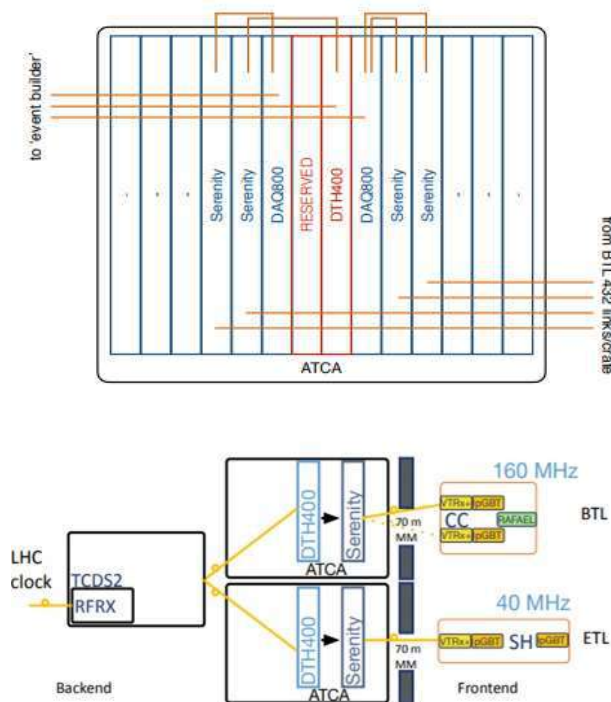


Рисунок 30. ATCA крейт системы сбора данных MTD (сверху) и цепь передачи сигналов синхронизации от электроники BE к электронике FE (снизу).

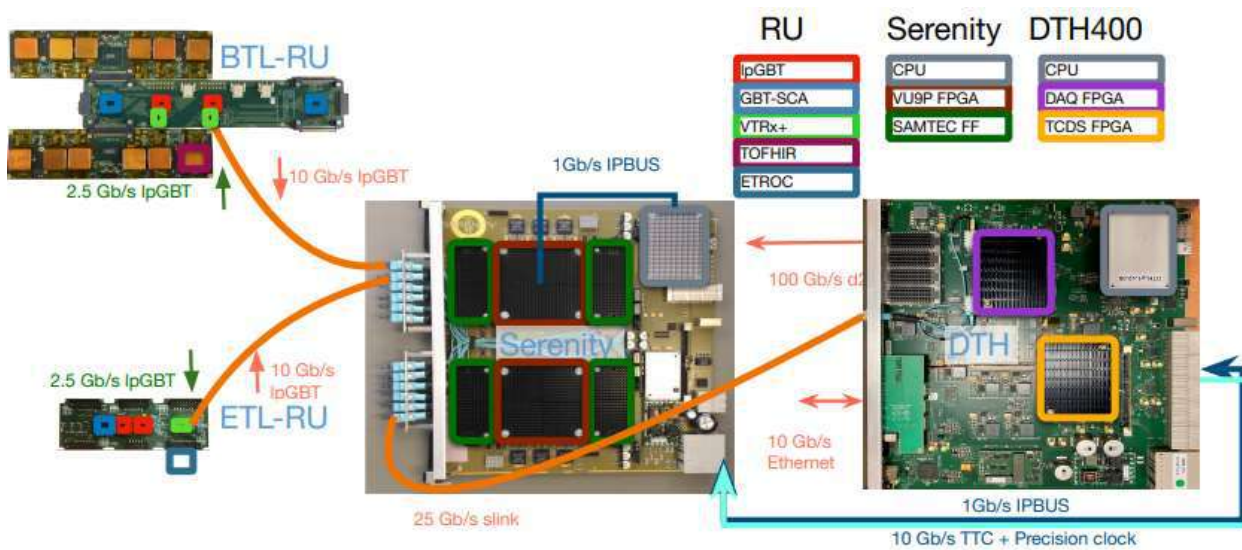


Рисунок 31. Детальная организация системы сбора данных MTD.

**Результаты.**

В этом году были созданы стенд для проверки FE электроники системы ETL на пучке. Создано программное обеспечение для работы со стендами.

В настоящий момент идет интеграция, запуск и отладка модулей для коммуникации с FE электроникой в платформу «Serenity».

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ BELLE И BELLE II

### Основные результаты.

Основным направлением группы ученых Института является сотрудничество в области физики элементарных частиц с Лабораторией Ускорителей высоких энергий (КЕК), Цукуба, Япония, являющейся одной из крупнейших и быстро развивающихся лабораторий мира в области физики высоких энергий. В последние годы руководство КЕК активно расширяет международное сотрудничество с целью сделать КЕК международным центром в этой области физики. Одним из основных экспериментов в физике элементарных частиц в Японии в настоящее время является изучение CP-нарушения в распадах B-мезонов с детектором Belle II на электрон-позитронном накопителе с очень высокой светимостью (т.н. B-фабрике).

Активное участие в проекте Belle с самого его начала принимает группа сотрудников Института. Новосибирские физики внесли большой вклад в создание электромагнитного калориметра детектора Belle как на этапе проектирования, так и при изготовлении элементов этого самого большого в мире калориметра на основе монокристаллов йодистого цезия, его сборке и наладке.

В 2010 году детектор Belle был остановлен для модернизации. Набранная к настоящему моменту интегральная светимость превышает 1040 обратных фемтобарн. Сейчас продолжается обработка этих экспериментальных данных. Запуск модернизированного детектора Belle II на электрон-позитронном суперколлайдере SuperKEKB состоялся в марте 2019 года. Эксперимент Belle II, созданный международной коллаборацией, включающей более 900 ученых из 26 стран и 112 научных институтов, осуществит набор данных, превосходящий объем данных своего предшественника, эксперимента Belle, более чем в 50 раз. Основная задача групп-участников эксперимента во время набора данных – обеспечение стабильной и корректной работы всех подсистем детектора Belle II.

Российские физики из Института принимают активное участие как в поддержании работы детектора, так и в обработке набранных экспериментальных данных.

### Изучение распадов $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ .

Измерение ширин переходов между боттомониями с излучением  $\eta$  мезонов позволит лучше понять структуру возбужденных состояний боттомония и, возможно, поможет разрешить несоответствия между предсказаниями феноменологических моделей и экспериментальными результатами. Так, по текущим данным о распадах  $h_b(1P, 2P)$  и  $\chi_{b1}(1P, 2P)$  можно оценить следующее соотношение на ширины аннигиляции в адроны:  $\frac{\Gamma_{ann}[h_b(2P)]/\Gamma_{ann}[h_b(1P)]}{\Gamma_{ann}[\chi_{b1}(2P)]/\Gamma_{ann}[\chi_{b1}(1P)]} = 0,25 \pm 0,25$ , в то время как ожидается 1.

Группой сотрудников Института ведется изучение перехода  $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$  с использованием уникальной статистики, набранной с детектором Belle при энергии в системе центра масс вблизи  $\Upsilon(5S)$  резонанса. Относительная вероятность этого перехода может достигать 10%, что значительно усилит расхождение с ожидаемым в указанном ранее соотношении. В результате детального анализа экспериментальных данных и моделирования методами Монте-Карло были идентифицированы основные источники фона. В результате удалось существенно уменьшить общий уровень фона и величину возможной систематической неопределенности, а также повысить статистическую значимость наблюдаемого сигнала  $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ , как показано на Рис. 1.

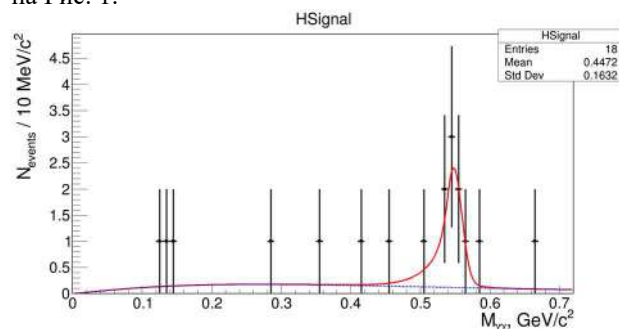


Рисунок 1. Распределение по инвариантной массе восстановленного  $\eta$ -мезона в процессе  $h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta$ . Точками показаны распределения экспериментальных данных со статистическими неопределенностями, линией – результаты аппроксимации, где красным цветом показан вклад сигнала, а синим – распределение фоновых событий

Измерена следующая вероятность адронного перехода в системе боттомония:

$$B(h_b(2P) \rightarrow \Upsilon(1S)\eta) = 1,34^{+0,62}_{-0,52} \pm 0,13\%.$$

По результатам исследований готовится статья.

### Изучение распадов $\tau$ лептона в $h^-h^+h^-\nu$ .

Последние результаты экспериментов Belle и BaBar по измерению вероятностей распадов  $\tau \rightarrow h^-h^+h^-\nu$  не согласуются между собой (см. Рис. 2). Особенно большая разница наблюдается для распадов с тремя заряженными каонами. Такие распады имеют максимально большое отличие, приведенное к ошибке измерения, среди всех распадов  $\tau$  лептона. Ввиду этого коллаборация Belle приняла решение провести новое независимое измерение вероятностей распадов  $\tau$  лептона в три заряженных адрона (пионы и каоны в разных комбинациях) и нейтрино.

В результате анализа данных были установлены ошибки в описании процесса идентификации заряженных  $\pi$  мезонов, которые привели к тому, что вычисленные эффективности детектора содержат систематический сдвиг. Измеренные вероятности распадов тоже имеют смещение. Итоговая ошибка, связанная с иден-

тификацией, была занижена в несколько раз в предыдущей работе. Были получены эффективности регистрации новыми методами. Используя события распадов  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ , было значительно улучшено описание идентификации пионов, которая зависит от наличия низкоэнергичных кластеров в калориметре вблизи трека. Учет таких кластеров позволяет уменьшить систематическую ошибку, связанную с идентификацией.

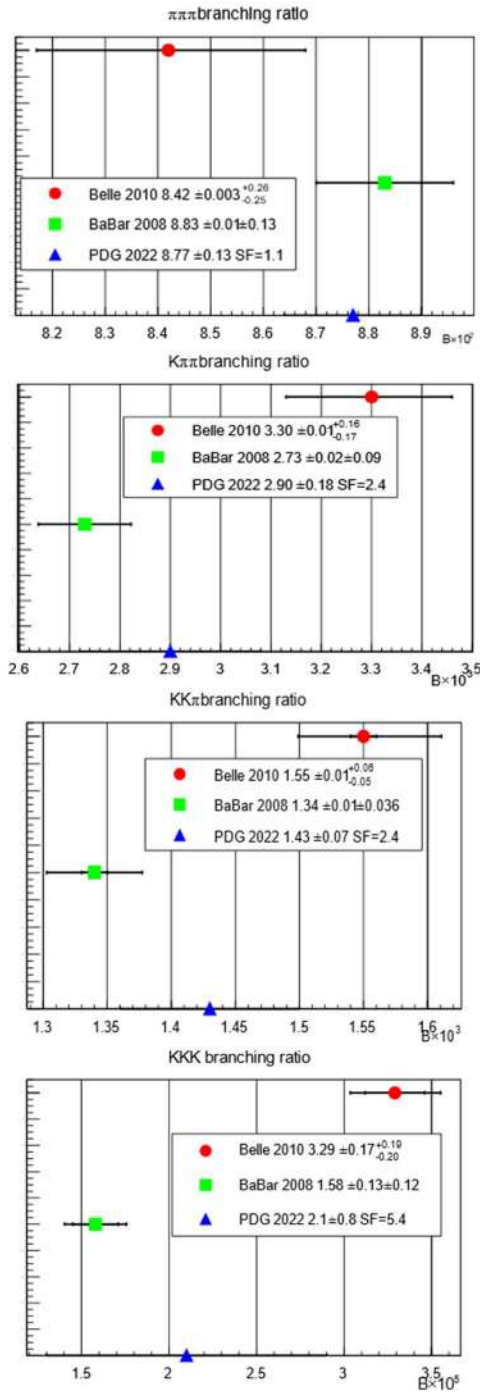


Рисунок 2. Вероятности распадов  $\tau \rightarrow hh^+h\nu$ .

Кроме того, были разработаны новые оригинальные способы контроля вышеописанной систематической ошибки. В анализе были учтены события  $K^+\pi^-\pi^-$  и

$K^-K^+\pi^+$ . Распады  $\tau$  лептона в эти конечные состояния подавлены в Стандартной модели. Использование этой информации позволяет улучшить контроль над систематической ошибкой, связанной с идентификацией адронов. Такой подход гарантирует получение корректного результата и уменьшение итоговой ошибки измерений.

К сожалению, для части данных (около 15%) ошибка из-за идентификации остается высокой (она в разы больше, чем для остальных данных), поэтому было принято решение не включать в обработку эти данные.

Таким образом, процедура вычисления систематической ошибки, связанной с идентификацией  $\pi$  мезонов, ввиду применения новых методов, должна быть пересмотрена. Эта ревизия приведет к уменьшению ранее декларируемой ошибки примерно в два раза для моды распада  $\tau^- \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\nu$ .

В этом году для анализа была использована новая версия генератора для распадов  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu$ . Полученные вероятности распадов отличаются от тех, что были измерены с использованием старой версии программы (эти измерения были проведены пока на относительно небольшой части данных). В целом, отличие согласуется с полученными оценками систематической погрешности, связанной с точностью моделирования процессов распада. В дальнейшем планируется получить вероятности распадов с использованием новой версии генератора. Новая версия содержит улучшения не только для распада  $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\nu$ , но и для  $\tau^- \rightarrow K^-K^+\pi^-\nu$ . Эффективность для этой моды распада тоже будет пересчитана.

Кроме того, был дополнительно исследован процесс идентификации заряженных пионов. Идентификация пионов производится с помощью трех систем детектора: дрейфовая камера, пороговые аэрогелевые счетчики и времяпролетная система. Гипотеза о влиянии взаимодействия с материалами детектора на процесс реконструкции типа частиц подтвердилась. В частности, была обнаружена корреляция между процессом идентификации и отношением энергии кластера, который произвел трек, к его импульсу. Если это отношение большое, то вероятность неправильной идентификации пиона увеличивается. Увеличение энерговыделения в калориметре для  $\pi$  мезонов связано с их ядерным взаимодействием внутри калориметра. Это взаимодействие приводит также к образованию кластеров вблизи точки входа трека в калориметр, при этом продукты взаимодействия попадают в системы идентификации (это в большей мере времяпролетная система и система пороговых аэрогелевых счетчиков и в меньшей мере дрейфовая камера) и увеличивают вероятность неправильной идентификации. Специальное моделирование (без добавления экспериментальных данных фона, записанных по случайному запуску) показало, что вероятность неправильной идентификации треков, возле которых имеется фотонный кластер, увеличивается. Это увеличение, на первый взгляд, кажется контринтуитивным, но объясняется предложенной моделью.

### Измерение числа $B_s$ мезонов в распадах $Y(5S)$ .

Прецизионные измерения относительных вероятностей распадов  $B_s$  мезонов являются одним из наиболее чувствительных методов поиска Новой физики за пределами Стандартной модели в экспериментах с низкой энергией и высокой светимостью. Для определения этих относительных вероятностей необходимо знать полное число  $B_s$  мезонов, рожденных в эксперименте при распаде  $Y(5S) \rightarrow B_s^{(*)} \bar{B}_s^{(*)}$ :

$$f_s = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow B_s^{(*)} \bar{B}_s^{(*)})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Y(5S))}.$$

Для определения  $f_s$  предложен метод, основывающийся на изучении импульсных спектров полулептонных распадов  $B_{(s)}$  мезонов. Планируется определить отношение  $R_s = \frac{N_{B_s \bar{B}_s}}{N_{B \bar{B}}}$ , где  $N_{B_{(s)} \bar{B}_{(s)}}$  – число пар  $B_{(s)} \bar{B}_{(s)}$  мезонов, один из которых распадается полулептонным образом. Данное отношение может быть выражено через  $f_s$  следующим образом:

$$R_s = \frac{N_{B_s \bar{B}_s}}{N_{B \bar{B}}} = \frac{f_s}{(f_u + f_d)} \frac{Br(B_s \rightarrow lX)}{Br(B \rightarrow lX)} \approx \frac{f_s}{(f_u + f_d)} \frac{\tau_{B_s}}{\tau_B},$$

где  $f_{u,d} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow B \bar{B}(X))}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Y(5S))}$ ,  $l = e, \mu$ , а  $\tau_{B_{(s)}}$  – время жизни  $B_{(s)}$  мезонов, измеренное с высокой точностью.

Путем наложения определенных условий отбора выделяются события с одним восстановленным лептоном в конечном состоянии. Затем строится импульсный спектр лептона, который содержит вклады от различных физических процессов: рождение пары  $B_{(s)} \bar{B}_{(s)}$  с дальнейшим полулептонным распадом одного из мезонов ( $N_{B_{(s)} \bar{B}_{(s)}}$ , упомянутые выше), электрон-позитронная аннигиляция в пару легких ( $u, d, s, c$ ) кварков, аннигиляция в пару  $\tau$  лептонов, рождение вторичных лептонов из распадов вида  $b \rightarrow cX$ ,  $c \rightarrow sl\nu$  и результат неправильной идентификации легких заряженных мезонов. Моделирование этих вкладов в импульсный спектр для области энергий  $Y(4S)$  показано на Рис. 3.

Чтобы определить форму импульсного спектра лептонов, планируется использовать моделирование и три набора данных эксперимента Belle:

1. во внерезонансной (off resonance) области с энергией в системе центра масс (с.ц.м.)  $\sim 10,52$  ГэВ;
2. в области резонанса  $Y(4S)$  с энергией в с.ц.м.  $\sim 10,58$  ГэВ;
3. в области резонанса  $Y(5S)$  с энергией в с.ц.м.  $\sim 10,86$  ГэВ.

В настоящее время с помощью смоделированных событий проводится анализ применимости вышеописанного метода к данным эксперимента Belle.

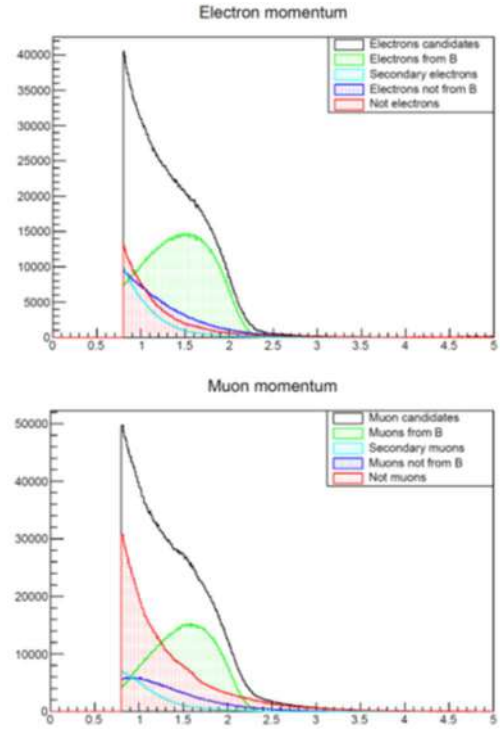


Рисунок 3. Импульсный спектр электронов (сверху) и мюонов (снизу), полученный с помощью моделирования. Зеленым цветом обозначен вклад лептонов от распадов  $B$  мезонов, голубым – вторичных лептонов, синим – лептонов не от распадов  $B$  мезонов, красным – частиц, неправильно идентифицированных как лептоны, черным – сумма всех вкладов.

### Анализ распада $B \rightarrow D\omega\pi$ на Belle и Belle II.

Работа посвящена комбинированному анализу распадов  $B \rightarrow D\omega\pi$  с данными экспериментов Belle и Belle II. Актуальность объясняется изучением образования орбитальных возбуждений  $D$  мезонов через подавленный по цвету кварков канал.

На текущем этапе работы выполнено моделирование, оптимизированы условия отбора, описаны источники фонов. На Рис. 4 показаны результаты моделирования на детекторе Belle, соответствующие полной статистике на  $Y(4S)$ . В качестве иллюстрации показаны проекции на разницу энергий  $\Delta E = E(B) - E(\text{beam})$  в системе центра инерции начальных пучков и инвариантную массу  $M(\omega)$ . Основным источником фона является комбинаторный фон от распадов  $B$  мезонов. Он имеет гладкую структуру по  $\Delta E$  и небольшую долю событий с реальными  $\omega$  мезонами. Фон от распадов  $B \rightarrow D4\pi$  имеет пик в сигнальной области по  $\Delta E$  и гладкое поведение в проекции  $M(\omega)$ . К сожалению, моделирование не может правильно описать формы распределений от распадов  $B \rightarrow D4\pi$ , поскольку физическая модель этого распада имеет сложную структуру и идет через множество промежуточных состояний. Вклады этих состояний не заложены в моделировании. Другой проблемой является возможная интерференция фона от  $B \rightarrow D4\pi$  и сигнального процесса  $B \rightarrow D\omega\pi$ , которая

также не учитывается в моделировании. Поэтому необходимо дополнительное исследование фона от  $B \rightarrow D4\pi$  распадов. В этой связи было проведено отдельное моделирование, где изучалось возможное влияние основных вкладов в распаде  $B \rightarrow D4\pi$  на реконструкцию сигнального распада  $B \rightarrow D\omega\pi$ .

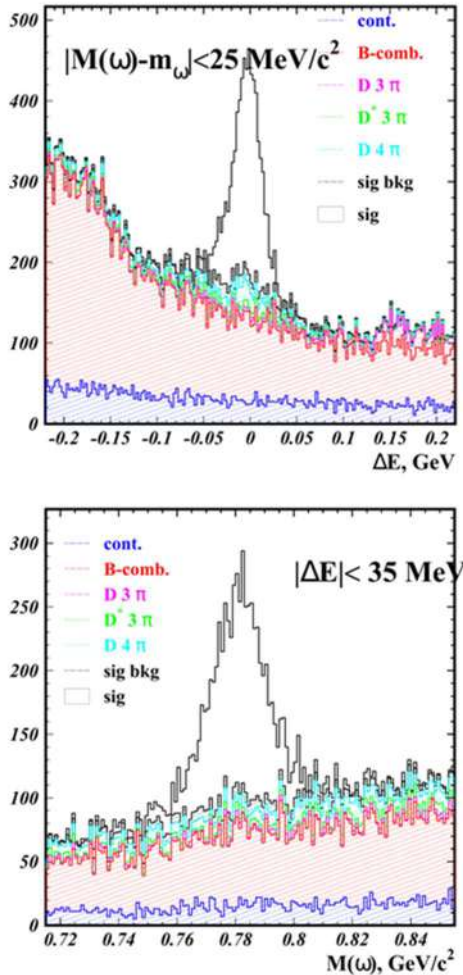


Рисунок 4. Результаты моделирования на детекторе Belle, соответствующие полной статистике на  $Y(4S)$ : распределения по разнице энергий  $\Delta E$  (сверху) и по инвариантной массе  $M(\omega)$  (снизу). Синяя гистограмма — фон континуума, красная гистограмма — комбинаторный фон от распадов  $B$  мезонов, розовая, зеленая и голубая гистограммы соответствуют  $B \rightarrow D3\pi$ ,  $B \rightarrow D^*3\pi$  и  $B \rightarrow D4\pi$  распадам, черная гистограмма — сигнальные распады  $B \rightarrow D\omega\pi$ .

### Измерение параметров Мишеля в распадах $\tau$ -лептона.

В Стандартной модели переносчиками заряженного слабого взаимодействия являются векторные калибровочные бозоны  $W^\pm$ , которые взаимодействуют с фундаментальными фермионами с левой киральностью (иначе говоря, заряженный слабый ток обладает т.н. V-A структурой относительно преобразований Лоренца). Лептонные распады тау-лептона  $\tau \rightarrow l\nu_l\nu_\tau$ ,

( $l = e, \mu$ ) позволяют провести прецизионную экспериментальную проверку структуры заряженного слабого тока. Дифференциальная ширина лептонного распада тау зависит от четырех параметров ( $\rho, \eta, \xi$  и  $\delta$ ), называемых параметрами Мишеля, которые описывают структуру заряженного слабого взаимодействия (в Стандартной модели  $\rho = 0,75, \eta = 0, \xi = 1, \delta = 0,75$ ). В анализе данных, набранных детектором Belle в области  $Y(4S)$ , используются события реакции  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , в которых сигнальный тау-лептон распадается в лептонную моду, а второй тау-лептон распадается в хорошо изученную адронную моду с двумя пионами ( $\tau^\pm \rightarrow l^\pm\nu\nu; \tau^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\nu$ ) (или кратко,  $(l^\pm\nu\nu; \rho^\pm\nu)$ ). Параметры Мишеля определяются из аппроксимации дифференциального сечения рождения  $(l^\pm\nu\nu; \rho^\pm\nu)$  в полном девятимерном фазовом пространстве реакции.

Экспериментальная поправка к эффективности триггера для сигнальных событий является очень важной в данном анализе. Важной составляющей триггерной системы Belle являлся т.н. программный L3/L4 триггер. Разработанная ранее процедура не позволяла определить экспериментальную поправку к эффективности L3/L4 триггера. Был проинспектирован код модуля l4 программной библиотеки Belle, который моделирует действие L3/L4 триггера, на основе чего сделан вывод, что поправка к моделированной эффективности L3/L4 триггера может быть достаточно большой для данного анализа ((1–5) %). Также было выяснено, что события, прошедшие первичный триггер по некоторым маскам, намеренно не подвергались действию L3/L4 триггера Belle. Это открыло возможности для определения экспериментальных поправок к полной эффективности триггера с учётом L3/L4 триггера. Ведётся разработка усовершенствованной процедуры определения полной экспериментальной поправки к эффективности регистрации сигнальных событий. Выработаны условия и написан модуль для отбора событий ( $\rho^\pm\nu, \rho^\pm\nu$ ) и ( $\pi^\pm\nu, \rho^\pm\nu$ ), которые нужны для определения экспериментальной поправки к эффективности регистрации  $\pi^0$ . Также подготовлена версия генератора TAUOLA с нестандартным описанием динамики рождения адронной системы в распаде  $\tau \rightarrow \pi\pi^+\pi^-\nu$  на основе резонансной киральной теории возмущения.

### Поддержание работы калориметра детектора Belle II.

В настоящее время продолжается работа детектора Belle II на коллайдере SuperKEKB. Проектная светимость установки составляет  $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Новый эксперимент позволит измерить все углы треугольника унитарности с точностью несколько процентов и, возможно, позволит выйти за пределы Стандартной модели. Кроме изучения механизма CP-нарушения, большой набор данных, полученный в этом эксперименте, позволит получить новые результаты по физике распадов  $B, D$  мезонов и  $\tau$  лептона.

По сравнению с экспериментом Belle в калориметре произведена замена электроники на новую, которая обеспечивает непрерывную оцифровку сигналов со счетчиков и последующую подгонку данных откликом известной формы. Такая процедура позволяет определять как энергию, так и время прихода сигнала. Использование временной информации позволяет в несколько раз подавить частоту возникновения ложных кластеров.

Схема калориметра показана на Рис. 5. Сигнал с предусилителя поступает на модуль формирователей-оцифровщиков, где он формируется и непрерывно оцифровывается. При приходе триггерного сигнала происходит подгонка оцифрованных данных сигналом известной формы с определением амплитуды и времени сигнала. Последняя информация считывается модулем коллектора и передается в систему сбора данных детектора. Модуль формирователей-оцифровщиков принимает сигналы с 16-ти счетчиков. Кроме того, формирователь-оцифровщик вырабатывает быстрый сигнал суммы 16-ти каналов с коротким временем формирования, который используется как входной сигнал нейтрального триггера. Калориметрическая электроника включает 52 9U VME крейта, в каждом из которых расположено 8-12 модулей формирователей-оцифровщиков, модуль коллектора и триггерный модуль (FAM).

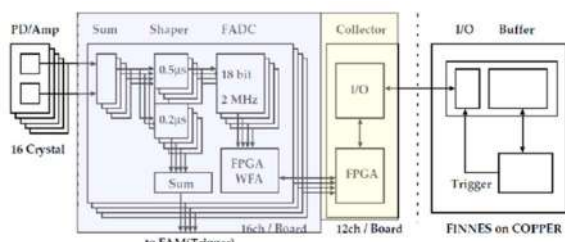


Рисунок 5. Схема электроники калориметра Belle II

В течение 2022 года проводилась серия заходов с детектором Belle II на коллайдере SuperKEKB, был получен новый мировой рекорд светимости  $4.2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Команда сотрудников Института обеспечивала мониторинг работы калориметра и качества данных с него. Ежедневно проводилась калибровка электроники детектора. Затем в июле эксперимент был остановлен на модернизацию вершинного детектора и системы идентификации.

В июле-сентябре 2022 года проводилась детальная проверка электроники калориметрической системы. Был произведен ремонт 20 плат ShaperDSP, которые вышли из строя в течение 2020-2022 годов. После ремонта проверка плат проводилась на специализированном стенде, а затем модули были установлены в систему сбора данных и была проверена их стабильность. Электроника калориметра работает уже более пяти лет и потребовалась инспекция и профилактика крейтов электроники. Летом 2022 года были проведены профилактика и модернизация системы охлаждения крейтов электроники.

В 2022 году в системе сбора данных детектора Belle II было решено заменить интерфейсные платы

COPPER на модули PCI40e. Новые платы имеют более плотную компоновку (48 каналов на плату вместо 2-4 для COPPER), меньшее токопотребление и меньшее выделения тепла. Для перехода на новые платы потребовалось модифицировать проект ПЛИС модулей коллектора калориметра, были обновлены программы упаковки данных с калориметра и программы инициализации системы сбора данных. Эта работа была проделана в мае-июле 2022 года. С июля проводятся тестовые заходы для проверки надежности работы новой системы сбора данных.

В течение года проводилась модернизация программного обеспечения калориметра. Команды для перезапуска калориметра были интегрированы в единую команду, что упрощает работу дежурного и уменьшает время на перезапуск системы. Были оптимизированы команды загрузки электроники калориметра, что ускорило процесс инициализации. Кроме того, были усовершенствованы программы диагностики неисправностей калориметра.

По форме сигнала со счетчиков можно получить информацию о разделении минимально ионизирующих частиц и адронов. В настоящий момент обработка данных на предмет разделения проводится в режиме OFFLINE. Это требует сохранения сырых данных формы сигнала, что увеличивает объем данных с калориметра, а кроме того, занимает заметное время CPU при обработке. Было проведено исследование возможности реализации процедуры выделения адронов в проекте интегральной схемы ПЛИС. Была разработана процедура выделения адронов, которая затем была исследована на событиях моделирования. Было проведено сравнение результатов работы разработанной процедуры с данными, полученными в режиме OFFLINE, Результаты согласуются, как показано на Рис. 6. В настоящий момент ведется реализация этой процедуры в проект ПЛИС.

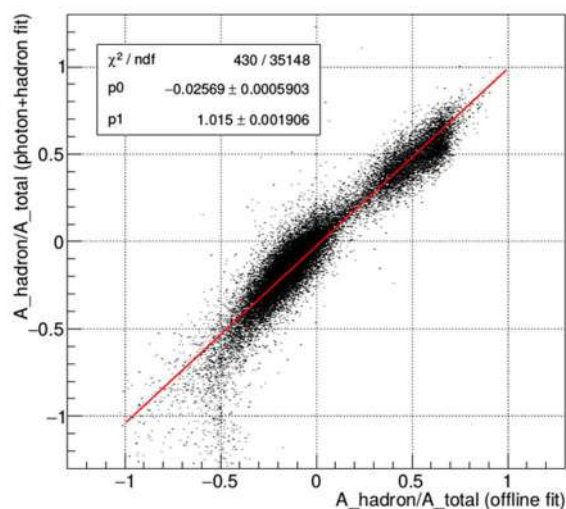


Рисунок 6. Зависимость вклада адронной компоненты, вычисленного в разработанном алгоритме, от ее вклада, вычисленного в OFFLINE подгонке

Светимость коллайдера SuperKEKB возрастает, и с ростом светимости увеличивается фоновая нагрузка

детектора. Исследование фоновой загрузки показало увеличение фона в момент инжекции позитронов. Проводилось изучение влияния фона инжекции на точность измерения энергии калориметром. Для этого проводился анализ положения пика нейтрального пиона в спектре инвариантных масс двух фотонов в зависимости от времени, прошедшего после инжекции. Как показано на Рис. 7, наблюдается смещение пика инвариантной массы, достигающее до 3% для заходов с высоким фоном инжекции. В настоящий момент ведется разработка алгоритма, позволяющего подавить вклад фона инжекции.

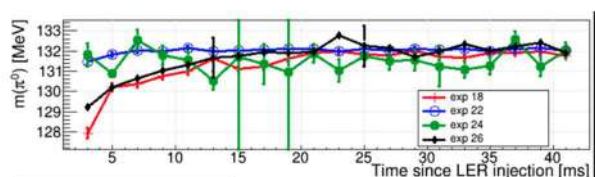


Рисунок 7. Зависимость положения пика  $\pi^0$  в инвариантной массе двух фотонов от времени, прошедшего после инжекции.

В августе 2022 года началась разборка детектора для получения доступа к вершинному субдетектору. Для этого передний и задний торцы калориметра были отключены от электроники, закреплены на временном устройстве поддержки и экстрагированы из детектора. После этого была установлена временная защита на торцы и кабели. В таком состоянии торцевые калориметры будут находиться до осени 2023 года. После завершения работ по модернизации детектора необходимо будет установить торцевые калориметры в детектор и провести проверку всех каналов калориметра и их ремонт, в случае необходимости.

### Модуль измерения светимости в реальном времени.

Помимо основной задачи измерения энерговыделения, производимого частицами, проходящими через вещество калориметра, важной задачей торцевых частей электромагнитного калориметра детектора Belle II является измерение светимости SuperKEKB в режиме реального времени. Измерение светимости производится по событиям упругого  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  рассеяния, а также двухфотонной аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ .

В течение 2022 года модуль измерения светимости продемонстрировал высокую надежность и стабильность работы. По результатам работы эксперимента Belle II в сезоне 2022 года был набран интеграл светимости свыше  $160 \text{ fb}^{-1}$  при энергии в системе центра масс, соответствующей пику резонанса  $\Upsilon(4S)$ . При этом достигнутая пиковая светимость  $4,2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  на сегодняшний день является рекордной для  $e^+e^-$  коллайдеров. В сезонах 2023-24 годов ожидается существенное увеличение пиковой светимости накопительного комплекса SuperKEKB. В связи с этим было детально изу-

чено влияние уровня фоновых событий на точность измерения светимости. Как показано Рис. 8, интегральная светимость, измеренная модулем в онлайн режиме, согласуется с результатами более детального оффлайн анализа данных. Тем не менее, как видно из Рис. 9, наблюдается зависимость этого отношения от общего уровня фона, определяемого по загрузке триггера электромагнитного калориметра. По результатам этих исследований было принято решение о проведении модификации программного обеспечения монитора светимости для лучшего подавления фоновых событий, связанных с взаимодействием частиц пучков с остаточным газом в вакуумной камере и работой накопительного комплекса в режиме непрерывной инжекции пучков.

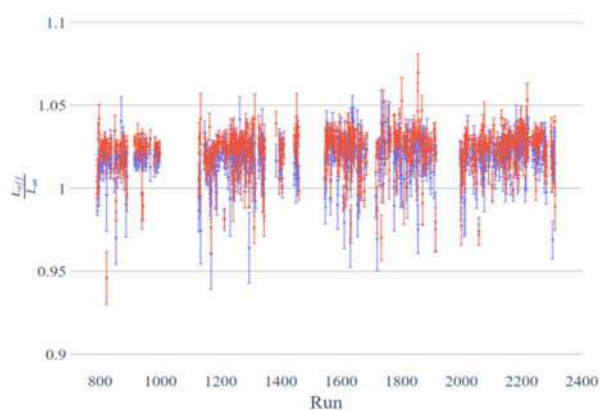


Рисунок 8. Сравнение результатов измерений светимости онлайн модулем и из более детального оффлайн анализа данных.

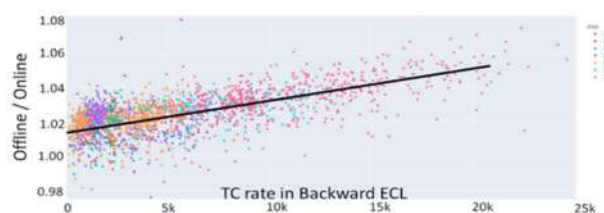


Рисунок 9. Зависимость отношения онлайн и оффлайн измерений светимости от загрузки триггера калориметра.

## КРИОГЕННЫЕ И ГАЗОВЫЕ ЛАВИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Работа по теме криогенных лавинных детекторов и газовых лавинных детекторов проводилась группой сотрудников лаб. 3-3:

1) Развитие двухфазных криогенных лавинных детекторов (КЛД) для низкофоновых экспериментов по поиску темной материи и регистрации нейтрино низких энергий.

2) Разработка новой методики идентификации ионов - с помощью измерения пробегов и ионизационных потерь ионов во время-проекционной камере (ВПК) низкого давления.

3) Участие в международных коллаборациях DarkSide по поиску темной материи и RD51 по развитию микроструктурных газовых детекторов.

Основной научный задел по этим направлениям сконцентрирован в совместной Лаборатории космологии и физики элементарных частиц (ЛКФЭЧ) Физического факультета НГУ и ИЯФ, созданной в 2011-2015 годах в рамках мегагранта НГУ (№11.G34.31.0047). Оборудование лаборатории территориально находится в ИЯФ в помещениях ЛКФЭЧ, арендуемых НГУ. В рамках мегагранта НГУ и гранта ИЯФ-РНФ (N 14-50-00080) в предшествующие годы были произведены значительные закупки оборудования, в результате чего были полностью укомплектованы криогенно-вакуумные системы разрабатываемого детектора темной материи и частично – системы зарядового и оптического считывания сигналов и считывающей электроники. Кроме того, была оборудована чистая зона для сборки детекторов.

В основе метода работы КЛД лежит усиление предельно слабых сигналов от ядер отдачи (образованных в криогенной жидкости от рассеяния частиц темной материи) в газовой фазе с помощью электролюминесцентного (ЭЛ) зазора и считывания оптического сигнала с помощью SiPM-матриц – либо напрямую, либо в составе комбинированного умножителя ГЭУ/SiPM-матрица (газовых электронных умножителей (ГЭУ) и кремниевых фотоумножителей (SiPM)).

В 2022 году в полном соответствии с планом работ были продолжены исследования по физике таких детекторов и их разработке. А именно, были продолжены исследования по трем актуальным направлениям: первое - детальное изучение формы ЭЛ сигнала; второе - измерение выходов первичных сцинтилляций в чистом жидком аргоне и его смесях с метаном; третье - описание нового механизма электролюминесценции в благородных газах и жидкостях.

Первое направление исследований. Понимание формы импульса ЭЛ сигнала (S2 сигнала) необходимо для правильного анализа и интерпретации данных в двухфазных детекторах темной материи. Это особенно важно при поиске частиц темной материи малой массы с использованием «S2 only» анализа, где сигнал S1 слишком слаб и поэтому учитывается только сигнал

S2. В данном направлении исследований формы ЭЛ сигналов в двухфазном аргоновом детекторе были впервые систематически изучены в широком диапазоне приведенного электрического поля. Формы сигналов исследовались в различных конфигурациях считывания и спектральных диапазонах: с использованием криогенных ФЭУ и SiPM, со сместителем спектра и без него, в ВУФ и видимом диапазоне. Были обнаружены необычные медленные компоненты в ЭЛ сигнале. Их необычность заключалась в том, что постоянная времени и вклад компонент увеличивался с ростом электрического поля. В 2022 году продолжалась обработка данных и подготовка статей.

Второе направление исследований. Первичные сцинтилляции в жидком аргоне, используемые как сигнал от рассеяния частиц, интенсивно излучаются в вакуумном ультрафиолете (ВУФ) за счет эксимерного механизма. С другой стороны, были указания на наблюдения сцинтилляций в видимом диапазоне в жидком аргоне, хотя и с гораздо меньшей интенсивностью, характеристики которых и происхождение были до сих пор мало понятны. Тесно связанный с этим вопрос - сцинтилляции видимом диапазоне в жидком аргоне, с добавкой метана, интерес к которым связан с возможным использованием в нейтронном вето-детекторе для экспериментов по поиску темной материи. Однако хорошо известно, что даже небольшое количество примеси  $\text{CH}_4$  гасит первичные сцинтилляции в жидком Ar в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне, то есть по «стандартному» механизму первичных сцинтилляций. Мы предположили, что упомянутые первичные сцинтилляции жидкого Ar в видимом диапазоне могут объясняться тормозным излучением электронов первичной ионизации на нейтральных атомах, а значит могут присутствовать и в смесях с метаном. Целью данного направления являлась проверка этой гипотезы для смеси жидкого аргона с метаном.

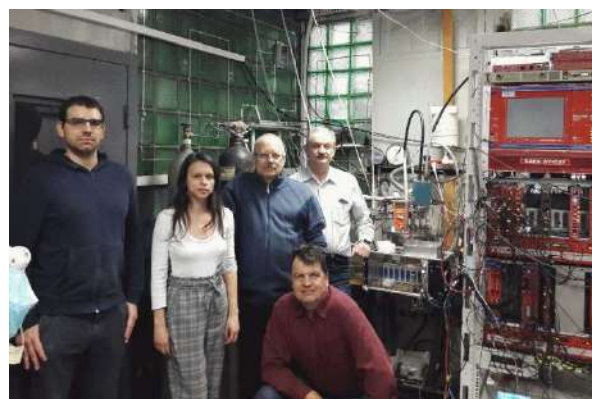


Рисунок 1. Фотография экспериментальной установки с двухфазным детектором в аргоне.

На установке, разработанной в 2020-21 годах (см. Рис. 1), в 2021-22 годах было впервые детально изучено явление первичных сцинтилляций в видимой области в жидком аргоне и его смесях с метаном, в частности впервые был измерен абсолютный световой выход таких сцинтилляций. Это явление объяснено новым



эффектом в физике сцинтилляций, а именно тормозным излучением медленных электронов на нейтральных атомах. Полученные результаты найдут применение при разработке ТРС с жидким аргоном для экспериментов по поиску темной материи и детектированию нейтрино.

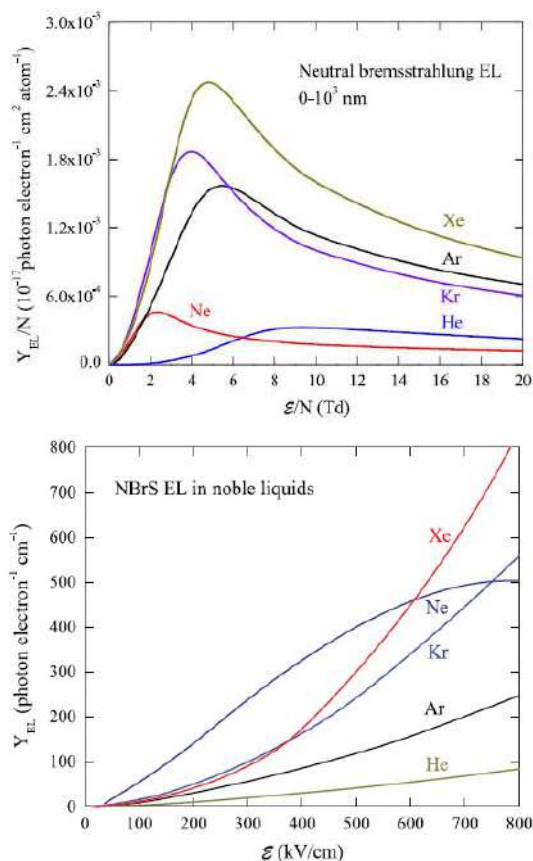


Рисунок 2. Расчетные выходы электролюминесценции за счет тормозного излучения электронов на нейтральных атомах в благородных газах и жидкостях. Вверху: удельный выход фотонов в зависимости от удельного электрического поля в благородных газах. Внизу: выход фотонов в зависимости от электрического поля в благородных жидкостях.

Третье направление «Новый механизм электролюминесценции в благородных газах и жидкостях». Электролюминесценция - это физический эффект, используемый в двухфазных детекторах темной материи и нейтрино для оптической регистрации в газовой фазе ионизационного сигнала от рассеяния частиц в жидкой фазе. В наших предыдущих работах было продемонстрировано наличие нового механизма электролюминесценции в аргоне, а именно тормозного излучения электронов на нейтральных атомах, как экспериментально, так и теоретически. В данном направлении аналогичные расчеты спектров и выходов электролюминесценции за счет нового механизма впервые выполнены для всех благородных газов, то есть в целом для гелия, неона, аргона, криптона и ксенона, причем как в газовой, так и в жидкой фазе: см. Рис. 2. Впервые даны количественные оценки такой электролюминесценции

в благородных жидкостях, что открывает путь для практического применения этого эффекта в однофазных детекторах темной материи и нейтрино.

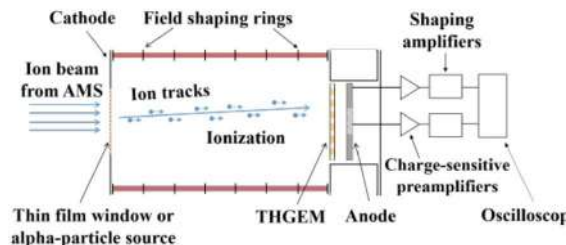


Рисунок 3. Схема ВПК низкого давления и принцип измерения длин пробегов ионов в ней.



Рисунок 4. Фотография установки с ВПК низкого давления.

В 2022 году были также продолжены работы по разработке новой методики идентификации ионов для ускорительной масс-спектрометрии (УМС) - с помощью измерения пробегов ионов и их ионизационных потерь во время-проекционной камере (ВПК) низкого давления на основе газового электронного умножителя (ГЭУ). Была создана установка и начаты измерения с ВПК низкого давления, разрабатываемой для УМС установки Центра коллективного пользования «Геохронология Кайнозой». Принцип разделения ионов основан на измерении длин пробегов и энергий ионов в ВПК с торцевым детектором на основе стандартного или толстого газового электронного умножителя (ГЭУ или ТГЭУ): смотри Рис. 3, на которой показана схема ВПК низкого давления, и Рис. 4, на которой показано фотография установки.

На примере альфа-частиц было продемонстрировано, что с помощью измерения длительности сигнала в ВПК можно с очень хорошей точностью (2%) измерить пробег альфа-частиц. Моделирование в программе SRIM показало, что такого разрешения будет достаточно для эффективного разделения изобар ионов бора и бериллия. Эта методика будет иметь практическое применение в области ускорительной масс-спектрометрии для датировки геологических образцов на масштабе миллиона лет, в частности в геохронологии кайнозой. В 2022 году была изготовлена новая ВПК

большого размера с целью изучить ее характеристики при рабочем давлении для УМС - 50 Тор. Проведены измерения с альфа частицами как с толстым ГЭУ, так и со стандартным тонким ГЭУ. Результаты обработаны и идет подготовка статей. Подготовлен вариант ВПК для монтажа на УМС.

С 2015 года группа является членом международной коллаборации DarkSide-20k (Гран-Сассо, Италия) по поиску темой материи, - единственному действующему эксперименту по поиску темной материи, где используется жидкий аргон.

Группа является членом международной коллаборации RD51 в CERN по развитию микроструктурных газовых детекторов, образованной в 2008 году.

Научные результаты в области криогенных и газовых лавинных детекторов за 2022 год отражены в публикациях и были доложены на конференциях.

Работа «Новый механизм электролюминесценции в благородных газах и жидкостях» вошла в список лучших работ ИЯФ за 2022 год.

Постер Шакировой Т.М. на Conference on Micro Pattern Gaseous Detectors (MPGD 2022), Rehovot, Israel, получил премию Шерпака за первое место среди постеров.

Государственное задание, тема 1.3.3.6.2. (Разработка новых систем и приборов с использованием методов экспериментальной ядерной физики).

В 2022 году работы по криогенным лавинным детекторам были поддержаны грантом РНФ (20-12-00008).

## ОТЧЕТ ГРУППЫ КОЛЛАБОРАЦИИ АТЛАС

В 2019-2020 годах БАК и детекторы были остановлены на двухлетнюю плановую паузу для ремонта и модернизации оборудования (так называемая «Фаза 1» модернизации). Из-за глобальной пандемии коронавируса эта пауза продлена до весны 2022 года. В июле 2022 года был начат набор статистики в новом сеансе набора данных (так называемом заходе 3, Run3). Планируется, что он продлится с 2022 по 2025 год. В заходе 3 энергия столкновений пучков протонов в системе центра масс достигла рекордного значения 13,6 тера-электрон-вольт (ТэВ).

Основными темами работ в 2022 году были

1. Продолжение работ по проверке / профилактике старых и установке и отладке новых элементов детектора, электроники и соответствующего программного обеспечения с целью обеспечить полную готовность к возобновлению набора статистики.

2. Усовершенствование программного обеспечения для обработки данных, набранных в ходе заходов 1 (2010-2012), 2 (2015-2018) и 3 (начат в 2022 году и планируется по 2025 год).

3. Участие в физических анализах с целью уточнению параметров Стандартной Модели и поисков эффектов за ее пределами на набранной в заходах 1 и 2 статистике.

4. Работы по модернизации триггерной электроники детектора АТЛАС.

5. Разработка и поддержка программного обеспечения для системы распределенной обработки данных (GRID).

### *Калибровка электроники жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС.*

**Проверки электроники жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС.** Была разработана процедура контроля качества формы калибровочных сигналов жидкоаргонового калориметра. Калибровочный импульс, близкий по форме треугольному импульсу от ионизации, поступает на аналоговый фильтр (CR-(RC)<sup>2</sup>), фактически служащий формирователем сигнала. После сформированный импульс оцифровывается и записывается. Пример импульса показан на Рис. 1. В случае поломки измерительного тракта или калибровочной линии форма записанного сигнала будет заметно отличаться от стандартной. Это позволяет осуществлять периодический контроль за состоянием электроники. Общие требования к процедуре контроля и выявления неисправностей следующие: процедура должна проанализировать все каналы калориметра, общее число которых составляет более ста восьмидесяти тысяч, и сделать это в достаточно короткий срок, ограниченный несколькими часами.

Реализованный метод использует сравнение форм. В качестве референсной формы используется средняя форма по группе каналов, имеющих близкие расположения в калориметре, например, один и тот же слой калориметра и близкое значение псевдобыстроты (нелинейной функции полярного угла). Ожидается, что такой подход, основанный на использовании референсных форм, будет более чувствительным к искажениям сигнала с детектора, поскольку использует всю доступную информацию о калибровочных сигналах.

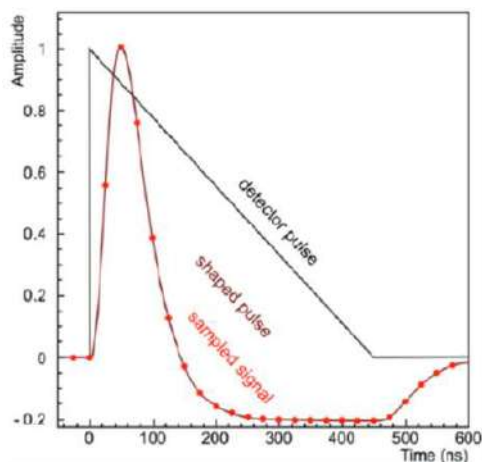


Рисунок 1. Форма сигнала с калориметра до и после формирования.

**Программное обеспечение для автоматического исполнения задач анализа калибровок электроники жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС.** В 2022 году были продолжены работы по «введению в эксплуатацию» пакета для обработки и последующего анализа так называемых "сырых" данных калибровок электроники жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС.

Общее число каналов (ячеек) составляет около 180 тысяч. Для каждого канала из калибровочных данных восстанавливается определенный набор параметров, которые в дальнейшем используются для мониторинга стабильности состояния калориметра, а также для реконструкции энергосвечения в ячейках для последующего физического анализа экспериментальных данных.

Начиная с апреля 2022 года после проведенных проверок и отладки пакет был введен в эксплуатацию на штатной основе в составе прочего программного обеспечения. Накопленный опыт использования данного пакета был использован для его дальнейшего развития с целью обеспечения стабильности получения конечного результата (набор калибровочных констант за определенный промежуток времени) вне зависимости от состояния сетевой инфраструктуры. Также был значительно расширен набор вспомогательных пакетов для обеспечения контроля за используемой средой обработки.

### Улучшение идентификации фотонов в детекторе АТЛАС.

Классическая идентификация фотонов в детекторе АТЛАС основана на применении специальных условий отбора к переменным, определяющим форму электромагнитного ливня в калориметре и используется, начиная с захода I (Run I). В 2022 году продолжались работы по её улучшению. Ранее в эффективности регистрации наблюдались ступеньки. Для сглаживания эффективности регистрации был разработан специальный интерактивный алгоритм сглаживания. Данный алгоритм позволил сохранить высокую эффективность регистрации при малых поперечных импульсах  $p_T$  фотона и добиться гладкости эффективности регистрации. Были подготовлены два набора идентификационных критериев: Loose и Medium. Эффективность регистрации фотонов детектором АТЛАС существенно возросла при умеренных энергиях фотонов  $p_T < 20$  ГэВ, среднее улучшение эффективности регистрации составило около 15% и достигает 30% при  $p_T < 10$  ГэВ. Был проведен тест новых идентификационных наборов на событиях процесса распада  $Z$  бозона на два лептона и два фотона  $Z \rightarrow 2l2\gamma$ . Было установлено, что применение новых идентификационных отборов позволяет повысить эффективность регистрации для процесса  $Z \rightarrow 2l2\gamma$  с 43% до 83% при применении критериев Medium. Результаты работ доложены на Egamma 2022 workshop

### Анализ данных, набранных на детекторе АТЛАС.

**Изучение процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$  при энергии 8 ТэВ с детектором АТЛАС на БАК.** В 2022 году группа ИЯФ СО РАН закончила подготовку публикации «Изучение процесса распада  $Z$  бозона на два лептона и фотон при энергии 8 ТэВ с детектором АТЛАС на БАК». Летом 2022 года результаты анализа процесса  $Z \rightarrow 2l\gamma$  были представлены на конференции 41st International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2022):

<https://cds.cern.ch/record/2816324/files/ATLAS-CONF-2022-046.pdf>.

В работе были получены следующие результаты:

1. С высокой точностью измерены дифференциальные распределения по инвариантной массе лептона и фотона, по углу между лептоном и фотоном и по поперечному импульсу фотона. Средняя систематическая неопределенность измерения составила 0,6%. Для описания этих распределений важны однопетлевые поправки Стандартной модели.

2. Результаты согласуются с предсказаниями последних версий современных генераторов PowHeg+Pythia8+PHOTOS и Sherpa 2.2.4.

3. Впервые наблюдался процесс  $Z \rightarrow 2l2\gamma$  с двумя фотонами в конечном состоянии, данный процесс может быть описан в древесном приближении Стандартной модели.

Подготовлен окончательный вариант публикации, публикация прошла одобрение коллаборацией.

**Изучение  $t\bar{t}H$  и  $t\bar{t}W$  процессов.** Изучение процесса образования  $t\bar{t}H$  (ассоциированного рождения хиггсовского бозона  $H$  и пары топ-кварк-антикварк) и измерение его сечения необходимо для нахождения юкавской константы связи  $t$ -кварка с  $H$  и проверки работы Стандартной Модели (СМ).

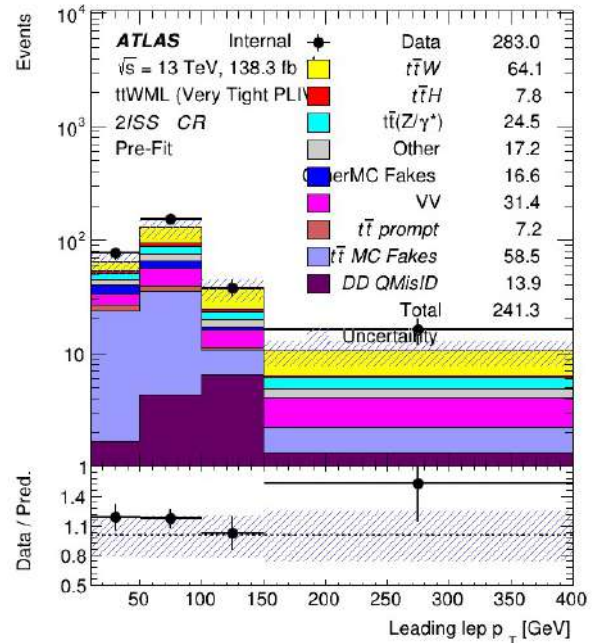


Рисунок 2. Пример гистограммы с числом событий в данных эксперимента и моделирования в зависимости от поперечного импульса ведущего лептона. Черными точками отмечены экспериментальные данные, закрашенными гистограммами – данные моделирования, причем цвет соответствует вкладу указанного в списке процесса. На нижней гистограмме показано отношение данных и моделирования.

В результате анализа конечных состояний процесса  $t\bar{t}H$  multilepton (когда в событии реконструированы два лептона одного знака или три лептона) на статистике захода 2, набранной в 2015-2017 годах (80 обратных фемтобарн) оказалось, что вклад основного фонового процесса  $t\bar{t}W$  больше ожидаемого в 1,5 раза, в результате чего оцененное сечение  $t\bar{t}H$   $294^{+182}_{-162}$  фб примерно в 1,5 раза меньше предсказаний СМ (значимость  $1,8\sigma$  при ожидаемой  $3,1\sigma$ ). Также были отмечены расхождения с моделированием для распределений по числу струй от легких кварков и  $b$ -струй. Типичный пример гистограммы с данными эксперимента и моделирования изображен на Рис. 2.

Анализ процесса находится на завершающей стадии. Был произведен анфолдинг («обратная свертка» с функцией отклика детектора) данных и получены соответствующие распределения. В результате подгонки было получено значение «силы сигнала», то есть отношения измеренного сечения к ожидаемому из Стандартной Модели для инклюзивного процесса

$$\mu_{t\bar{t}W} = 1.46^{+0.14}_{-0.13}$$

Для всех используемых данных были сделаны проверки согласованности данных и моделирования. Подготовлена ATLAS note (драфт статьи в журнал); <https://cds.cern.ch/record/2811128/files/ATL-COM-PHYS-2022-453.pdf>

Работа планируется к публикации в начале 2023 года.

### *Работы по модернизации электроники триггера жидкоаргонового калориметра детектора ATLAS.*

**Интеграция дизайна ПЛИС модуля LATOME (Фаза 1 модернизации).** С 2016 года международная электронная рабочая группа, в которую входят специалисты ИЯФ, занималась разработкой дизайна ПЛИС (FPGA) мезонинной платы LATOME модуля LASP (сигнальный процессор триггера) модернизированной электроники калориметра на жидком аргоне детектора ATLAS. В 2021-2022 годах эта работа вошла в финальную стадию – интеграцию всех блоков, которые были разработаны командами из различных институтов, в том числе и блоков REMAP и OSUM, разработанных ИЯФ. В 2022 году в журнале JINST была опубликована статья "The Phase-I trigger readout electronics upgrade of the ATLAS Liquid Argon calorimeters".

При обработке первых заходов, набранных в июле 2022 года при столкновениях пучков протонов с рекордной энергией 13,6 ТэВ в системе центра масс в ЛНС, была успешно подтверждена работоспособность всей цепочки нового цифрового триггера жидкоаргонового калориметра (см. Рис. 3). Велись работы по выявлению и починке неисправных элементов новой электроники, улучшению качества мониторинга данных.

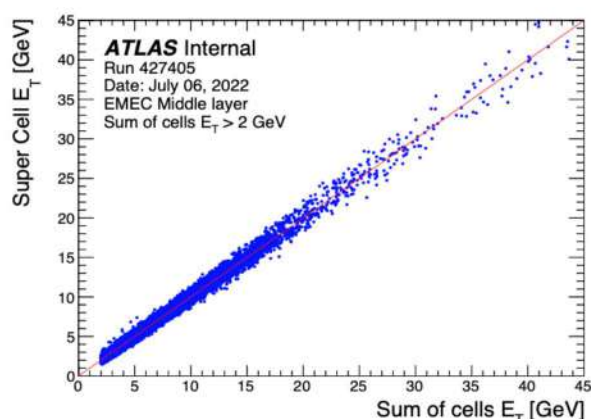


Рисунок 3. Корреляция энергии, насчитанной в супер-ячейках нового цифрового триггера электромагнитного жидкоаргонового калориметра (по вертикальной оси) с энергией, вычисленной в соответствующих каналах основной цепочки чтения данных.

Была проведена синхронизация каналов триггерных супер-ячеек на уровне 1 нс.

К концу года удалось довести долю неисправных или «проблемных» триггерных каналов до 1,5 %. В течение всего 2022 года велась отладка цепочки, передающей «выходную» информацию нового цифрового триггера жидкоаргонового калориметра в блоки триггера высокого уровня (HLT) всего детектора ATLAS. В ноябре 2022 года были записаны первые данные, где был разрешен запуск основного триггера детектора от нового цифрового триггера жидкоаргонового калориметра.

В 2023 году планируется полностью перейти на запуск от нового цифрового триггера жидкоаргонового калориметра.

**Разработка дизайна ПЛИС модулей PACKER и REMAP процессора LASP (Фаза 2 модернизации).** В рамках работ по фазе 2 модернизации электроники калориметра на жидком аргоне детектора ATLAS в 2021-2022 годы велась разработка дизайна ПЛИС блока упаковки данных сигнального процессора жидкоаргоновых калориметров LASP для системы fFEX (передний экстрактор признаков), состоящей из связки модулей конфигурируемой перестановки гетар и упаковщика триггерных данных racker.

Были реализованы следующие задачи:

1. по модулю конфигурируемой перестановки гетар: проработана внутренняя архитектура, написаны синтезируемые блоки цифровой логики на языке VHDL, создано симуляционное окружение для моделирования поведения модуля проведена компиляция под целевую платформу, выполнена интеграция модуля в основную структуру сигнального процессора LASP, разработан прототип программного обеспечения для автоматической генерации конфигурации.

2. по упаковщику триггерных данных racker для системы fFEX: разработаны протоколы упаковки данных в кадры, реализован синтезируемый прототип модуля, создано симуляционное окружение для моделирования поведения модуля, выполнена интеграция модуля в основную структуру сигнального процессора LASP.

В дальнейшем планируется масштабирование программного обеспечения для автоматической генерации конфигураций модуля гетар на все участки жидкоаргонового калориметра. После согласования требований с разработчиками системы fFEX будет завершена реализация упаковщика racker. После завершения разработки предстоит запуск систем на целевой платформе и последующий ввод в эксплуатацию.

### *Развитие программного обеспечения для системы распределенной обработки данных (GRID).*

**Развитие информационной системы CRIC для описания ресурсов распределенной вычислительной среды БАК.** Компьютерные ресурсы экспериментов БАК основаны на грид-технологии географически распределенных параллельных вычислений, включающие на постоянной основе глобальную грид-инфраструктуру проекта Всемирная грид сеть экспериментов

БАК ((The Worldwide LHC Computing Grid), а также активно использующие во временном пользовании ресурсы высокопроизводительных суперкомпьютерных центров и платформ облачных вычислений.

Для настройки и эффективного управления подобной распределенной системой хранения и обработки данных, а также обеспечения работоспособности всех сопутствующих программных систем и сервисов необходима глобальная интеграция вычислительных, программных и информационных ресурсов в единую вычислительную среду с выделением центральной информационной компоненты.

В 2022 году специалисты ИЯФ в сотрудничестве с CERN IT продолжают реализацию соглашения между ИЯФ СО РАН и ЦЕРН по развитию и поддержке объединенной информационной системы CRIC (Computing Resource Information Catalog, единого каталога компьютерных ресурсов) для описания распределенной вычислительной сети и связанной программной инфраструктуры экспериментов БАК.

Информационная система CRIC представляет собой совокупность технического и программного обеспечения, отвечающего за централизованное описание всей топологии сети, вычислительных ресурсов, их всевозможных конфигурационных параметров, статических и динамических данных, необходимых для настройки, управления и функционирования всех систем и приложений распределенной грид-сети экспериментов БАК.

В 2022 году продолжалось развитие программного обеспечения и расширение функционала плагинов информационной системы, в частности были успешно выполнены работы по следующим направлениям:

1. Обновление общих модулей управления информационной системы CRIC, расширение функционала интерфейсов системы, информационных компонент и структурных частей системы (CRIC плагинов для конкретного эксперимента БАК)

2. Разработка и выпуск в эксплуатацию информационной компоненты (Datalake CRIC) для коллаборации Rubin (эксперименты LSST, sPHENIX)

3. Развитие информационной компоненты (ATLAS CRIC) для эксперимента АТЛАС, расширение функционала плагина WLCG в рамках системы CRIC.

4. Сопровождение и поддержка плагинов CRIC, ранее выпущенных в основное производство для коллабораций ATLAS, WLCG, CMS, ESCAPE.

**Развитие программного обеспечения для репликации данных распределенных вычислений АТЛАС.** В рамках коллаборации развивалось программное обеспечение для оперативной деятельности группы DDM (Distributed Data Management) ADC (ATLAS Distributed Computing):

В 2022 была доработана, протестирована и введена в эксплуатацию новая версия автоматической репликации данных ATLAS в GRID.

Репликация выполняется с помощью специальной программы RPG (Replication policy on the GRID) разработанной в ADC.

Основной скрипт RPG запускается раз в день для каждой конфигурации репликации и в случае, если

набор данных не имеет необходимого количества реплик на целевых сайтах, то создает новые правила репликации.

С увеличением количества распределенных данных ATLAS значительно увеличилось и количество информации, обрабатываемой RPG для формирования правил, так что время обработки одного конфигурационного файла стало занимать несколько часов.

Вопрос был решен специалистом ИЯФ с помощью перевода RPG на работу с файлом, содержащим полный дамп правил Rucio, автоматически формируемый средствами Rucio ежедневно в начале дня для служебных целей.

Новая версия RPG заменила старую и успешно функционирует с середины 2022 года.

# ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА





## ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСТАНОВКЕ ДЕЙТРОН

### Модернизация детектора и электроники.

Детектор Дейтрон включает набор элементов для регистрации продуктов фото-ядерных и электро-ядерных реакций с внутренней газовой мишенью на накопителе ВЭПП-3. В отличие от универсальных детекторов на коллайдерах состав и конфигурация детектора Дейтрон меняется в зависимости от типа и кинематики изучаемой реакции. Детектор собирается перед каждым сеансом набора данных и полностью демонтируется после сеанса. Схема детектора для изучения процесса фотодезинтеграции дейтрона показана на Рис. 1.

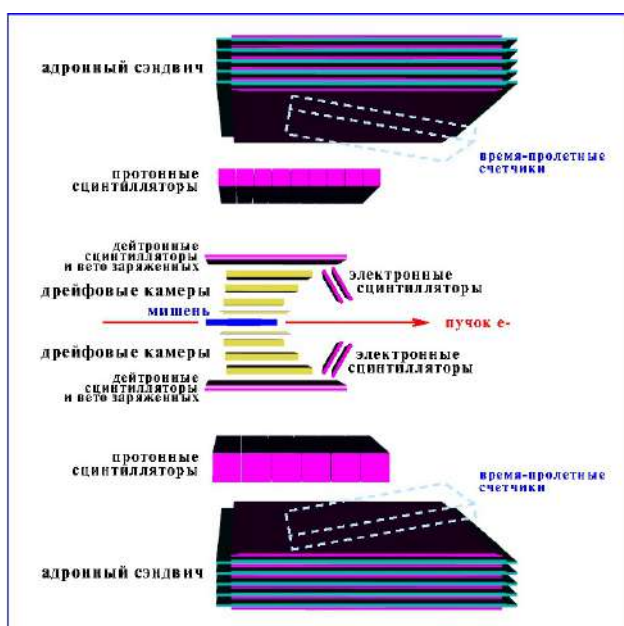


Рисунок 1. Схема детектора Дейтрон для изучения процесса фотодезинтеграции дейтрона. Пунктиром показаны положение дополнительных элементов, необходимых в эксперименте с энергией фотона свыше 650 МэВ.

Такая двух-плечевая детекторная система использовалась в сеансе набора данных 2021 года, где диапазон энергии фотона был 400-650 МэВ. Продвижение в область больших энергий требует установки дополнительных элементов (многозачорных камер с резистивными плоскостями) для существенного улучшения точности измерения скорости частиц.

По результатам сеанса 2021 года было выявлено ряд недостатков в работе отдельных элементов системы регистрации и для их устранения в 2022 году были выполнены следующие работы:

- Тонкие сцинтилляционные детекторы нижнего плеча, используемые для время-пролетного и  $\Delta E/E$  анализа при регистрации заряженных частиц, а так же как вето-счетчики при регистрации нейтронов, показали значительно худшее временное и амплитудное разрешение, чем счетчики верхнего плеча. В

нижнем плече использовались 2 счетчика размером 60x25 см, размещенных встык в один слой, в то время как в верхнем плече применены 2 счетчика размером 82x58 см установленных в 2 слоя. В 2022 году для замены счетчиков нижнего плеча подготовлена 2-слойная система полностью аналогичная счетчикам верхнего плеча. Новые счетчики проверены и прокалиброваны на космических частицах на стенде, где в качестве двух-координатного детектора использовалось одно из плеч адронного сэндвича (Рис. 2).



Рисунок 2. Новые тонкие сцинтилляционные счетчики для нижнего плеча на стенде для проверки и калибровки на космических частицах.

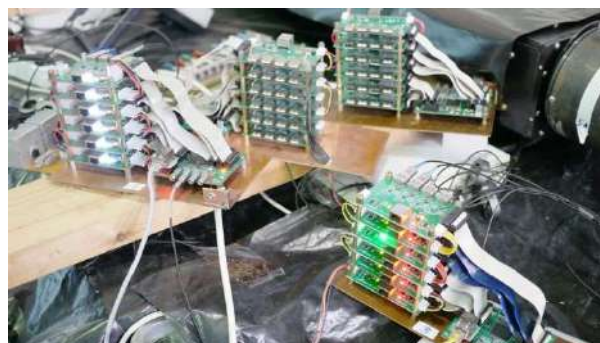


Рисунок 3. Вверху: комплект специализированных считывающих/оцифровывающих модулей CalElec для двух плеч адронного калориметра-сэндвича. Внизу: новый КАМАК контроллер на базе ПЛИС Altera и микро-компьютера OrangePi.

- В сеансе 2021 года для оцифровки сигналов с кремниевых фотоумножителей, регистрирующих свет со сцинтилляционных стрипов адронных сэндвичей, использовались разные электронные модули: для нижнего плеча – адаптированные модули TQZ и МЧС из комплекта для детектора КМД-3, а для верхнего плеча – новая специализированная разработка CalElec. Обнаружено, что во время набора

данных новая электроника CalElec показала значительно более надежную работу при передаче данных и формировании триггерного сигнала. Поэтому в 2022 году был изготовлен еще один комплект электроники CalElec для верхнего плеча (Рис. 3), что позволило полностью отказаться от модулей из электроники КМД-3. Помимо этого была разработана новая усовершенствованная конфигурация («прошивка») для ПЛИС модулей CalElec повышающая скорость и надежность считывания данных.

- В сеансе 2021 года для считывания информации с 6 крейтов КАМАК использовались контроллеры двух типов: старые, на базе транспьютеров T805, и новые, на базе ПЛИС Altera. В 2022 году была изготовлена партия новых контроллеров (Рис. 3), так что теперь ими оснащены все КАМАК крейты. Это привело к увеличению скорости и надежности работы системы сбора данных.

### *Разработка Многозазорной Резистивной Плоскостной Камеры.*

Как показало моделирование, при энергии фотона ниже примерно 0,7 ГэВ информации с элементов существующего детектора достаточно для выделения событий двухчастичной фотодезинтеграции. В области больших энергий фотона в связи с сильным падением отношения эффект/фон для выделения искоемых событий потребуется дополнительная информация. Проблему можно решить, измеряя с высокой точностью (лучше чем 100 пс) время пролета протонов. Для этого начата разработка многозазорной резистивной плоскостной камеры (МРПК). Такие детекторы в последнее время получили развитие и уже используются в действующих установках, например, в детекторе ALISA на LHC, обеспечивая высокие требования к точности временных измерений. В России на создании МРПК специализируются физики ИФВЭ, Протвино, и ОИЯИ, Дубна. В настоящее время в Дубне идет массовое производство МРПК для детектора MPD эксперимента НИКА.

Обычно, рабочие зазоры МРПК формируются пластинами стекла толщиной от четверти миллиметра. Однако, очевидные трудности работы с тонкими стеклами ограничивают площади модулей МРПК до примерно 0,1 м<sup>2</sup>. Кроме того толщина их материала значительна - порядка 0.1X<sub>0</sub>. Поэтому предпринимаются попытки найти материалы на замену стеклянным пластинам.

Мы разработали и изготовили прототип МРПК с двумя группами (стэками) по 3 рабочих зазора в каждом стэке – Рис. 4. Активная площадь прототипа 10x20 см, рабочие зазоры 0,25 мм. Вместо стекла были использованы листы гетинакса толщиной 0,5 мм или пленки поликарбоната толщиной 0,25 мм. Использован стриповый метод съема информации с камеры: 8 стрипов с шириной 10 мм каждый проходят вдоль длинной стороны активной площади МРПК. Сигналы снимались пока только с одной стороны стрипов. Эффективность камеры, как функция приложенного напряжения,

определена на космических частицах. В случае использования гетинакса зафиксирована довольно высокая эффективность камеры: 89%, 94% и 96% при подаче напряжения 6,5 кВ, 7,0 кВ и 7,5 кВ, соответственно. Шумовая нагрузка не превышала 20 Гц/см<sup>2</sup>. Видно, что пластины гетинакса можно применить для рабочей МРПК. Для улучшения ее характеристик предполагается, подобно камерам Дубны, НИКА, применить 3-х стэковую схему электродов по 5 зазоров в каждом стэке.



Рисунок 4. Вверху: комплект деталей для сборки прототипа МРПК. Внизу: прототип МРПК на стенде.

При использовании пленок поликарбоната начало работы камеры сдвигается в область больших напряжений. Так, ее эффективность составила 43% и 60% при подаче на камеру напряжения 10,5 кВ и 11,0 кВ, соответственно. Это, очевидно, связано с очень большим объемным удельным сопротивлением поликарбоната (~10<sup>18</sup> Ом•см против 3•10<sup>13</sup> Ом•см у гетинакса). Однако, интерес к поликарбонату сохраняется, так как с его использованием можно снизить толщину камеры. Кроме того, шумы камеры с поликарбонатом по крайней мере на порядок меньше, чем в случае использования гетинакса. Что касается объемного сопротивления поликарбоната, есть методы его снижения. В дальнейшем планируется изучить на прототипе еще ряд листовых изоляционных материалов с целью определить оптимальный по функциональности и цене.

### Определение поляризации мишени в сеансе 2021 года.

Поляризация ядер дейтерия в струе из Источника Поляризованных Атомов близка к максимальной:  $P_{zz}^+ \approx +1$ ,  $P_{zz}^- \approx -2$ . Однако, находясь в накопительной ячейке, атомы испытывают различные деполаризующие воздействия при соударениях со стенками и от интенсивного импульсного магнитного поля пучка электронов. Результат такого воздействия невозможно получить расчетным способом, поэтому среднюю поляризацию мишени необходимо измерить. На установке Дейтрон для этого используется процесс упругого рассеяния электрона на дейтроне при малом переданном импульсе  $Q^2 \approx 0,1$  (Гэв/с) $^2 \approx 2,6$  фм $^{-2}$  («LQ-поляриметр»). Сечение упругого рассеяния электронов на тензорно-поляризованной дейтериевой мишени может быть записано как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[ 1 + \frac{P_{zz}}{\sqrt{2}} \left( T_{20} \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} - T_{21} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin 2\theta \cos \phi + T_{22} \sqrt{\frac{3}{2}} \sin^2 \theta \cos 2\phi \right) \right],$$

где  $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$  – сечение Розенблюта для  $ed$ -рассеяния,  $T_{2i}$  – компоненты тензорной анализирующей способности реакции. Асимметрия счета LQ-поляриметра, связанная с изменением знака  $P_{zz}$ , выражается как

$$A^t = \sqrt{2} \frac{N^+ - N^-}{P_{zz}^+ N^- - P_{zz}^- N^+} = \frac{\sqrt{2}}{P_{zz}^+} \frac{N^+ - N^-}{N^- - r N^+} \equiv \frac{\sqrt{2}}{P_{zz}^+} a^t,$$

где  $N^+$  и  $N^-$  – число событий (нормированное на интеграл светимости для каждого состояния поляризации), регистрируемых детектором, при поляризации мишени  $P_{zz}^+$  и  $P_{zz}^-$  соответственно;  $r = P_{zz}^- / P_{zz}^+$ ;  $a^t$  – экспериментальная асимметрия. Так как  $T_{2i}$  и, соответственно,  $A^t$  для упругого рассеяния при малых  $Q^2$  известны с высокой точностью, то поляризация мишени может быть определена, как  $P_{zz}^+ = \sqrt{2} a^t / A^t$ .

В эксперименте идентификация дейтронов производилась по корреляции времени пролета и энерговыделения в первом сцинтилляционном счетчике. Отобрано примерно 46,8 тысяч событий упругого рассеяния. Доля неотделимого фона от протонов квази-упругого процесса оценивается в 1,1%.

Средняя поляризация мишени вычисляется сравнением экспериментальной асимметрии и моделирования с помощью пакета GEANT4, используя теоретические значения компонент анализирующей способности реакции. На Рис. 5 представлена зависимость асимметрии упругого  $ed$ -рассеяния от величины угла вылета дейтрона отдачи. Тензорная поляризация являлась свободным параметром в моделировании и выбиралась так, чтобы вычисленная асимметрия совпадала с экспериментально измеренной.

В результате измерения LQ-поляриметром средняя степень поляризации мишени в эксперименте составила  $P_{zz}^+ = 0,39 \pm 0,03$  для одного состояния мишени и  $P_{zz}^- = -0,66 \pm 0,05$  для другого.

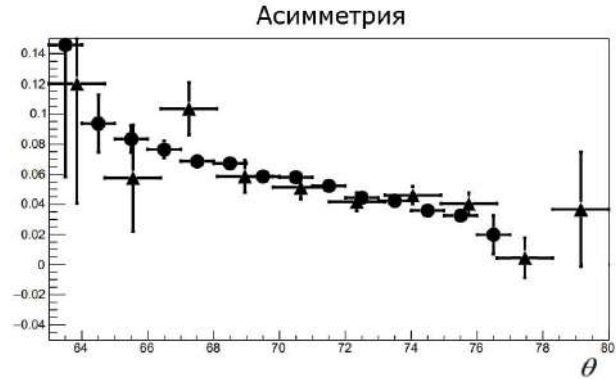


Рисунок 5. Зависимость асимметрии упругого  $ed$ -рассеяния от величины угла дейтронов отдачи. Измеренные LQ-поляриметром значения асимметрии помечены треугольниками, кружками помечен результат моделирования в GEANT4.

### Анализ данных по фотодезинтеграции дейтрона сеанса 2021 года.

В 2022 году начата обработка данных сеанса 2021 года на установке Дейтрон. Целью является выделение событий изучаемого процесса  $\gamma + d \rightarrow p + n$  и определение тензорной анализирующей способности  $T_{20}$ , как функции кинематических переменных. В 2022 году выполнено:

- Отлажена процедура трекинга протонов и дейтронов – из времен дрейфа трековых камер определены углы и вершины вылета заряженных частиц. Процедура трекинга применена для всей набранной статистики.
- Проведена калибровка всех сцинтилляционных счетчиков по данным на космических частицах, записанных во время эксперимента, и коррекция дрейфа калибровок в течение сеанса набора данных.
- Отлажено моделирование детектора в программном пакете GEANT4: создана подробная модель детектора и экспериментального промежутка ВЭПП-3, разработаны генераторы событий фотопроцессов на дейтроне, используя программный пакет GENBOS, модифицированный и адаптированный нами для работы в среде GEANT4.
- Отлажена процедура трекинга рассеянного электрона системой из трех Газовых Электронных Умножителей. Измерена эффективность ГЭУ в реальных условиях эксперимента на ВЭПП-3: при токе электронного пучка в накопителе 30 мА эффективность составляет 89% и падает до 83% при токе 75 мА (Рис. 6).

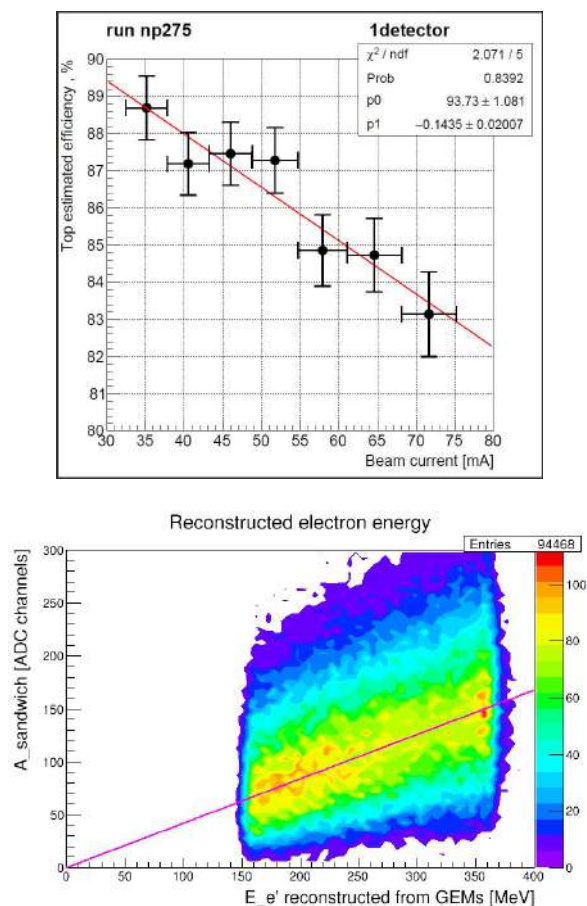


Рисунок 6. Демонстрация работы трековой системы рассеянного электрона. Вверху – эффективность ГЭУ от тока электронов в накопителе ВЭПП-3. Внизу – корреляция между энергией электрона, реконструированной по данным с ГЭУ, и сигналом в электромагнитном сэндвиче, расположенном за ГЭУ.

### Модернизация внутренней газовой поляризованной мишени.

В фотоядерных экспериментах на ВЭПП-3 используется внутренняя газовая мишень, состоящая из тензорно-поляризованных ядер дейтерия, которые производятся криогенным Источником Поляризованных Атомов (ИПА). Поляризованные атомы дейтерия в виде струи инжектируются в Т-образную накопительную ячейку, расположенную в вакуумной камере накопителя. Электронный пучок ВЭПП-3 многократно проходит через накопительную ячейку, взаимодействуя с поляризованными дейтронами.

В 2022 году с помощью поляриметра Лэмбовского сдвига была измерена тензорная поляризация дейтериевого пучка из ИПА (Рис. 7). После вычитания фонового сигнала получены следующие значения тензорной поляризации атомов в пучке:

- при переходе  $2 \leftrightarrow 6$   $P_{ZZ} = 0,91 \pm 0,03$
- при переходе  $3 \leftrightarrow 5$   $P_{ZZ} = -1,77 \pm 0,03$

Атомы с такой тензорной поляризацией инжектируются в накопительную ячейку.

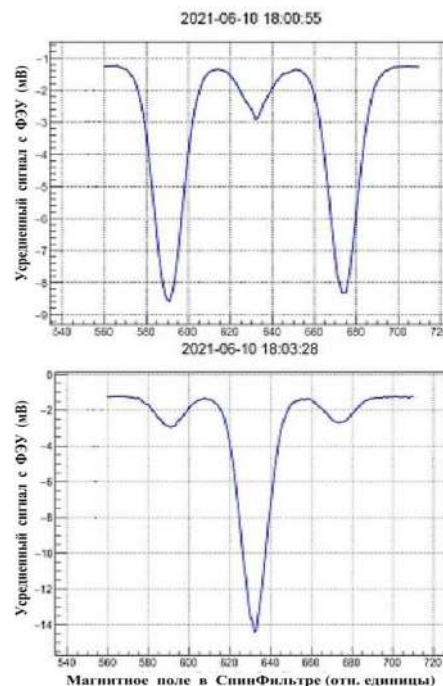


Рисунок 7. Сигналы с ФЭУ поляриметра Лэмбовского сдвига (поляриность отрицательная) до вычитания фонового сигнала, пропорциональные заселенности атомных состояний в пучке при одновременном включении блоков SFT (переходы в сильном поле) и MFT (переходы в среднем поле). Вверху переход  $2 \leftrightarrow 6$ , внизу переход  $3 \leftrightarrow 5$ .

С целью увеличения интенсивности атомного пучка решено установить в ИПА в камере сопла дополнительный турбомолекулярный насос с высокой скоростью откачки по дейтерию. Необходимые для этого элементы сданы в производство.

Результаты измерений параметров струи из ИПА на стенде и работы внутренней поляризованной мишени в сеансе на установке Дейтрон 2021 года были представлены на Совещании «Вопросы поляризационной физики легких ядер» в Гатчине, 27-30 июня 2022 года.

### Обработка данных предыдущих экспериментов.

В 2022 году продолжался анализ данных предыдущего эксперимента на установке Дейтрон с внутренней тензорно-поляризованной мишенью. Опубликованы результаты изучения тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  реакции некогерентного фоторождения нейтрального пиона на дейтроне:  $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0$  в энергетическом диапазоне  $300 < E_\gamma < 600$  МэВ. Экспериментальные данные сравниваются с результатами статистического моделирования с использованием модели А.Фикса и Х.Аренховела для процесса  $\gamma d \rightarrow \pi NN$  (Рис. 8). Модель включает фоторождение пиона на квази-свободном нуклоне с последующим пион-нуклонным и нуклон-нуклонным перерассеянием.

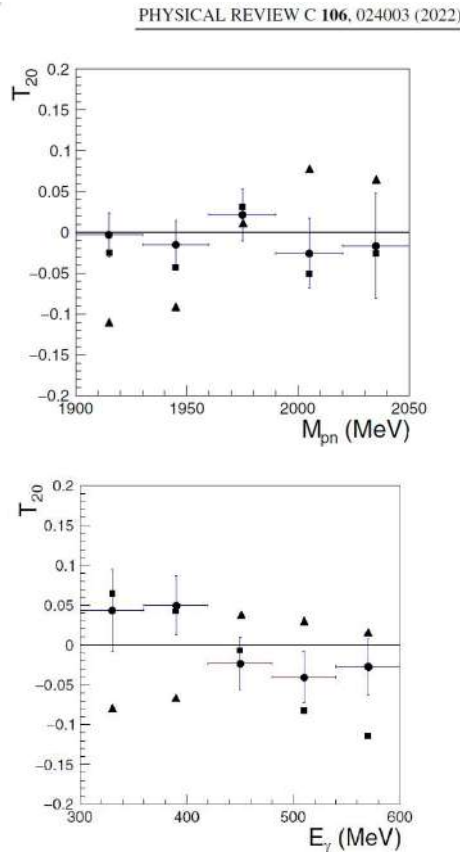


Рисунок 8. Зависимость тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  реакции  $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$  от инвариантной массы системы протон-нейтрон (вверху) и от энергии  $\gamma$ -кванта (внизу). Кружки – экспериментальные результаты, треугольники – расчет в импульсном приближении, квадраты – расчеты с учетом взаимодействия в конечном состоянии.

Сравнение эксперимента и расчетов демонстрирует существенную роль учета взаимодействия в конечном состоянии в подсистемах  $NN$  и  $\pi N$ . Включение этих эффектов приводит к удовлетворительному согласию данных и расчетов. Некоторое расхождение теории и эксперимента наблюдается в области большой энергии фотона  $E_\gamma > 500$  МэВ. Ожидается, что согласие между теорией и экспериментом улучшится при учете вкладов дополнительных механизмов в амплитуду реакции.

В другой опубликованной работе изучается тензорная анализирующая способность  $T_{20}$  реакции когерентного фоторождения пиона  $\gamma + d \rightarrow \pi^0 + d$ , как функция квадрата переданного дейтрону 4-импульса в диапазоне  $0,1 < -q^2 < 0,4$  ГэВ<sup>2</sup>. Измеренная на установке Дейтрон зависимость  $T_{20}$  от  $-q^2$  сравнивается с предсказаниями различных теоретических моделей, основанных на импульсном приближении (Рис. 9).

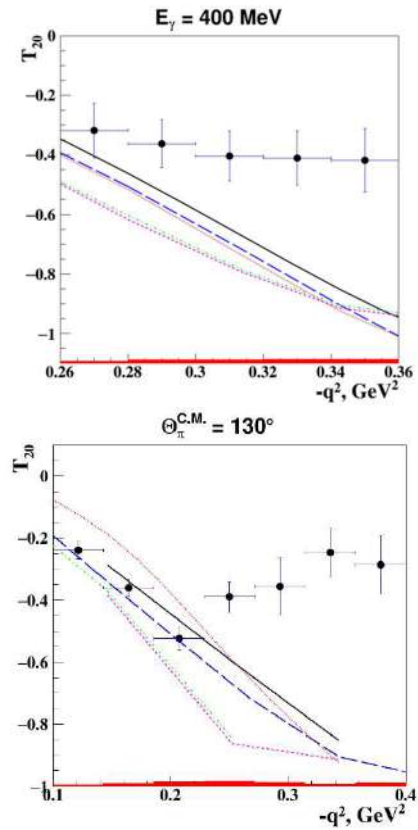


Рисунок 9. Зависимость тензорной анализирующей способности  $T_{20}$  реакции  $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$  от квадрата переданного дейтрону импульса при фиксированной энергии фотона  $E_\gamma = 400$  МэВ (вверху) и при фиксированном угле вылета пиона  $\theta_\pi^{CM} = 130^\circ$  (внизу). Точки – результаты эксперимента на ВЭПП-3, кривые – расчеты в рамках 4-х теоретических моделей.

Обнаружено, что степень согласия экспериментальных данных и теоретических расчетов существенно ухудшается для  $-q^2 > 0,25$  ГэВ<sup>2</sup>. Для устранения этого разногласия необходимо совершенствовать теоретические модели, включив в рассмотрение дополнительные более сложные механизмы реакции при расчете амплитуды рассеяния.



# **ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА**





## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

### “Final-state interaction in the process $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c \Lambda_c$ ”

A.I. Milstein, S.G. Salnikov  
Phys. Rev. D. 105, 074002 (2022).

Показано, что взаимодействие в конечном состоянии объясняет нетривиальную околопороговую энергетическую зависимость сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c \Lambda_c$ , наблюдаемую коллаборациями Belle и BESIII. Эта энергетическая зависимость является результатом смешивания S-волновой и D-волновой составляющих волновой функции  $\Lambda_c \Lambda_c$  из-за тензорного взаимодействия. Кулоновский потенциал важен лишь в узкой области энергий порядка нескольких МэВ выше порога реакции. Показано, что широко распространённое предположение о том, что влияние кулоновского взаимодействия на сечения рождения адронов сводится к фактору Зоммерфельда-Гамова-Сахарова, неверно.

### “Effects of isospin violation in the $e^+e^- \rightarrow B^*B^*$ cross sections”

A.E. Bondar, A.I. Milstein, R.V. Mizuk, S.G. Salnikov  
J. High Energ. Phys. 2022, 170 (2022).

Получены модельные оценки влияния кулоновских эффектов на отношение сечений рождения заряженных и нейтральных пар  $B\bar{B}$  и  $B^*B^*$  в  $e^+e^-$  аннигиляции. Показано, что разность масс заряженных и нейтральных мезонов, полученная в предположении, что это отношение постоянно на масштабе порядка разброса энергии пучка, может отличаться от истинной на  $\delta M \sim 0,03$  МэВ на энергии  $Y(5S)$  и на  $\delta M \sim 0,4$  МэВ на энергии  $Y(4S)$ . Таким образом, приведённые в PDG погрешности разности масс заряженных и нейтральных B-мезонов, основанные на результатах, полученных при энергии  $Y(4S)$ , сильно занижены. Аналогичные измерения при энергии  $Y(5S)$  будут иметь на порядок меньший систематический сдвиг для разности масс. Это обстоятельство следует учитывать при планировании будущих экспериментов на B-фабрике в КЕК.

### “ $N\bar{N}$ production in $e^+e^-$ annihilation near the threshold revisited”

A.I. Milstein, S.G. Salnikov  
Phys. Rev. D. 106, 074012 (2022).

Обсуждается рождение пар  $p\bar{p}$  и  $n\bar{n}$  в  $e^+e^-$  аннигиляции вблизи порога процесса с учётом новых экспериментальных данных, появившихся в последнее время. Поскольку значительная часть этих новых данных была получена при энергиях, заметно превышающих порог, мы также учитываем форм-фактор, описывающий амплитуду рождения пар  $N\bar{N}$  на малых расстояниях. Эффективный оптический потенциал, описывающий резкую зависимость сечений образования  $N\bar{N}$  вблизи порога, состоит из центрального потенциала для S- и D-волн и тензорного потенциала. Эти потенциалы различны для состояний пары  $N\bar{N}$  с изоспином  $I=0$  и  $I=1$ . Оптический потенциал хорошо описывает

фазы нуклон-антинуклонного рассеяния, сечения рождения  $p\bar{p}$  и  $n\bar{n}$  в  $e^+e^-$  аннигиляции вблизи порога, электромагнитные форм-факторы GE и GM для протонов и нейтронов, а также сечения процессов в  $e^+e^- \rightarrow b\bar{p}$  и в  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ .

### “Bremsstrahlung on noble gases at low energies”

A.I. Milstein, S.G. Salnikov, M.G. Kozlov  
Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Res. B 530, 48 (2022).

Проведён детальный анализ спектра тормозного излучения при рассеянии нерелятивистских электронов на аргоне и ксеноне. Показано, что приближённые формулы, широко используемые для описания спектров тормозного излучения, приводят к предсказаниям, существенно отличающимся от точных результатов. В пределе, когда частота фотона стремится к нулю, дано строгое доказательство связи спектра тормозного излучения с транспортным сечением рассеяния электрона на атоме. Это доказательство не требует никаких предположений о зависимости фаз рассеяния от энергии. Для энергий электронов ниже порога люминесценции показано, что предсказания числа излучаемых фотонов, полученные по точной формуле, хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

### “On the discrete version of the Reissner-Nordstrom solution”

V.M. Khatsymovsky  
Int. J. Mod. Phys. A 37, 11-12, 2250064 (2022).

Статья обобщает нашу предыдущую работу по решению типа Шварцшильда в исчислении Редже на случай заряда. В формализм включена известная в литературе симплициальная электродинамика, сохраняющая, как и исчисление Редже, геометрические черты непрерывной версии. Функциональный интеграл обеспечивает полусвободную фиксацию длин ребер вокруг определенного масштаба и пертурбативное разложение, для которого мы рассматриваем, по сути, нахождение оптимальной начальной (фоновой) метрики/поля из скелетных уравнений Редже и электродинамических уравнений. Рассматривается простейшая периодическая симплициальная структура и разложение по вариациям метрики/поля между 4-симплексами. В ведущем порядке этого разложения электромагнитное действие, как мы ранее нашли и для действия Редже, сводится к конечно-разностной форме непрерывной версии. Вместо непрерывных переменных метрики/поля, бесконечных в центре, мы имеем конечные дискретные переменные; дискретная метрика в координатах типа Шварцшильда, оказывается, меняет знак своей вариации при приближении к центру от ближайших вершин, так что  $g_{00}+1$  положительно в центре (непрерывное  $g_{00}+1$  стремится к  $-\infty$  в центре). Оценены метрика/поле в окрестности центра и скаляр Кречмана  $R_{iklm}R^{iklm}$  в центре.

**“Introduction to Strong Interactions: Theory and applications”**

A. V. Grabovsky  
CRC Press, ISBN 9781032206752

Учебник по теории сильных взаимодействий для магистратуры.

**“The four-loop  $N = 4$  SYM Sudakov form factor”**

Roman N Lee, Andreas von Manteuffel, Robert M Schabinger, Alexander V Smirnov, Vladimir A Smirnov, Matthias Steinhauser  
Journal of High Energy Physics, 2022(1), 1-25.

Вычислен судаковский форм-фактор в  $N = 4$  суперсимметричной теории Янга-Миллса до четырехпетлевого приближения, приведены однородно трансцендентные результаты для соответствующих мастер-интегралов до веса восемь.

**“Quark and gluon form factors in four-loop QCD.”**

Roman N Lee, Andreas von Manteuffel, Robert M Schabinger, Alexander V Smirnov, Vladimir A Smirnov, Matthias Steinhauser  
Physical Review Letters 128, 21 (2022).

Мы вычисляем форм-факторы вершин фотон-кварк-антикварк и Хиггс-глюон-глюон в четырехпетлевом приближении в рамках безмассовой пертурбативной квантовой хромодинамики. Наши результаты представляют собой готовые к использованию составные блоки для сечений с точностью  $N^4LO$  для процессов Дрелла-Яна и образования бозона Хиггса в результате слияния глюонов на БАК. Мы приводим полные аналитические выражения для обоих форм-факторов и результаты для нескольких наиболее сложных мастер-интегралов.

**“The  $Hb\bar{b}$  vertex at four loops and hard matching coefficients in SCET for various currents”**

Amlan Chakraborty, Tobias Huber, Roman N. Lee, Andreas von Manteuffel, Robert M. Schabinger, Alexander V. Smirnov, Vladimir A. Smirnov, Matthias Steinhauser  
Physical Review D 106, 7 (2022).

Мы вычисляем четырехпетлевые поправки к вершине взаимодействия  $b$ -кварка с бозоном Хиггса в рамках безмассовой КХД и получаем аналитические результаты для всех цветовых структур. Мы используем результаты для формфакторов основания Хиггса, фотонного кварка и Хиггса-глюона, чтобы получить hard-matching коэффициенты в эффективной теории SCET с точностью до четырех петель.

**“Charge asymmetry in  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$  process”**

Fedor Ignatov, Roman N. Lee  
Physics Letters B 833, 137283 (2022).

Рассмотрена зарядовая асимметрия в дифференциальном сечении процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Экспериментальные данные показывают большие отклонения от

результатов имеющихся теоретических расчетов. Руководствуясь этим фактом, мы пересматриваем вклад диаграмм с обменом двумя фотонами и находим причину несоответствия в излишне упрощенном описании внутренней структуры пиона в теоретических расчетах. Мы предлагаем естественный и простой подход, который более последовательно объясняет структуру пиона и обнаруживает замечательное согласие с экспериментальными данными.

**“Four-loop HQET propagators from the DRA method”**

. Roman N. Lee, Andrey F. Pikelner  
arXiv preprint arXiv:2211.03668 2022.

Мы используем размерные рекуррентные соотношения и аналитичность для вычисления четырехпетлевых мастер-интегралов пропагаторного типа в эффективной теории тяжелых кварков. По сравнению с предыдущими применениями метода DRA мы применяем новую технику фиксирования однородных решений из полных частей интегралов, вычисляемых в различных точках рациональной размерности пространства-времени. Последние вычислялись путем интегрирования по частям конечных интегралов в сдвинутой размерности и/или с увеличенными степенями пропагаторов. Мы приводим результаты эpsilon-разложений мастер-интегралов вблизи  $d=4$  и  $d=3$  с использованием построенных наборов интегралов, имеющими однородно трансцендентное разложение по параметру размерной регуляризации.

**“Photoproduction of  $e^+e^-$  pair in a Coulomb field near the threshold”**

Krachkov P. A., Lee R.N., Milstein A.I.  
Physics Letters B, 835, 137498 (2022).

Рассмотрен процесс фоторождения электрон-позитронной пары в кулоновском поле вблизи порога реакции. Аналитический ответ для спектров частиц и их угловых распределений получен точно по параметрам  $Ze^2/h v_{p,q}$ , где  $Z|e|$  - заряд ядра,  $v_p$  и  $v_q$  - скорости электрона и позитрона. Показано, что приближение Фарри-Зоммерфельда-Мауэ для волновых функций, которое использовали Нишина, Томонага и Саката, недостаточно и приводит к неправильным результатам.

**“Charge asymmetry in the spectra of bremsstrahlung and pair production”**

Krachkov P.A., Lee R.N.  
arXiv:2212.00978 2022.

В работе была вычислена первая кулоновская поправка к спектрам двух процессов: тормозного излучения электронов и фоторождения электрон-позитронной пары в кулоновском поле. Показано, что, в отличие от результатов, полученных в приближении Борна и в пределе высокой энергии, полученные поправки для этих двух процессов не связаны перекрестной симметрией. Найденные поправки определяют ведущий вклад

в зарядовую асимметрию в этих процессах. Для получения результата были использованы современные многопетлевые методы, основанные на IBP редукции и дифференциальных уравнениях для мастер интегралов. Результаты представлены в терминах классических полилогарифмов. Мы приводим как пороговую, так и высокоэнергетическую асимптотику полученных выражений и сравниваем их с имеющимися результатами.

**“NLO computation of diffractive di-hadron production in a saturation framework”**

M. Fucilla, A.V. Grabovsky, E. Li, L. Szymanowski and S. Wallon

arXiv:2211.05774 [hep-ph], отправлена в JHEP.

Вычислены сечения дифракционного фото- и электророжения двух адронов с большими поперечными импульсами на ядре с точностью следующего за главным приближения.

**“Diffractive di-hadron production at NLO within the shockwave formalism”**

M. Fucilla, A.V. Grabovsky, E. Li, L. Szymanowski and S. Wallon

arXiv:2211.04390 [hep-ph], отправлена в Diffraction and Low-x 2022.

Представлены сечения дифракционного фото- и электророжения двух адронов с большими поперечными импульсами на ядре или нуклоне с точностью следующего за главным приближения. Использован гибридный формализм, продемонстрирован сокращение расходимостей и приведены конечные части для произвольной кинематики.

**“Four-loop QCD cusp anomalous dimension at small angle”**

Lee R.N., Grozin A.G., Pikelner A.F.

Journal of High Energy Physics 11, 1-13 (2022).

Мы вычисляем разложение четырёхпетлевой аномальной размерности каспа в КХД по малому углу. Как побочный продукт нашего вычисления, мы также получаем четырёхпетлевую аномальную размерность поля тяжёлого кварка в HQET. Надёжность вычисления проверена независимым вычислением четырёхпетлевой бета-функции КХД из перенормировки вершины взаимодействия тяжёлого кварка с глюоном в HQET. Мы проверили, что наши результаты согласуются с доступными аналитическими и численными результатами. Наконец, мы обнаружили, что вклады высшей трансцендентности в Bremsstrahlung функцию в КХД совпадают, с точностью до множителя  $3/2$ , с Bremsstrahlung функцией в  $N=4$  суперсимметричной теории Янга-Миллса по крайней мере до 4 петель.

**“Correlators of heavy-light quark currents in HQET: OPE at three loops”**

Chetyrkin K.G., Grozin A.G.

Nuclear Physics B 976 115702 (2022).

Коэффициентные функции операторного разложения корреляторов тяжёло-лёгких кварковых токов в HQET вычислены вплоть до операторов размерности 4 до 3 петель.

**“Drawing Feynman diagrams with GLE”**

Grozin A.G.

Comput.Phys.Commun. 283, 108590, (2022).

Описан пакет для рисования фейнмановских диаграмм на языке GLE.



**ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И  
УПРАВЛЯЕМЫЙ ТЕРМО-  
ЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ**



## УСТАНОВКА ГДЛ

### Изучение кинетической неустойчивости.

В 2022 году на ГДЛ велись работы, направленные на изучение неустойчивостей популяции горячих ионов плазмы, которые удерживаются в установке в так называемом «кинетическом» режиме и имеют анизотропную функцию распределения в пространстве скоростей. Эти частицы удерживаются между точками остановки и имеют пикированную плотность в их окрестности. Таким образом, в этих точках создается максимум нейтронного потока из плазмы, что может быть использовано при разработке нейтронного источника основе открытой ловушки для материаловедческих целей. Однако большая степень анизотропии функции распределения быстрых ионов приводит к возникновению кинетических неустойчивостей, рассеивающих эти ионы по углам, после чего они попадают в конус потерь, а значит, теряются из плазмы. Также такое рассеяние приводит к сглаживанию максимумов нейтронного потока, что несомненно влияет на эффективность работы потенциального нейтронного источника.

В условиях открытой магнитной ловушки чаще всего возникает дрейфово-конусная ионно-циклотронная неустойчивость (ДКН) [1]. Ее можно рассматривать как желобковое возмущение потенциала плазмы с малой поперечной длиной волны, которое распространяется по азимуту в направлении циклотронного вращения ионов. Дрейфовая волна может возникать за счет поперечного градиента плотности плазмы, так как радиус плазмы ограничен, а отношение ларморовского радиуса ионов к радиусу плазмы велико (в ГДЛ это отношение порядка единицы). Волна взаимодействует с ионами, что приводит к росту ее амплитуды до тех пор, пока функция распределения ионов имеет области с положительной кривизной, что является неотъемлемой характеристикой удержания частиц в открытой ловушке. Условие стабилизации ДКН [2] выражается через отношение ларморовского радиуса ионов  $\rho_i$  к радиусу плазмы  $r_{pl}$  и должно составлять величину порядка  $\rho_i / r_{pl} \sim 10^{-2}$ . Это условие не выполняется для ГДЛ, а значит, плазма подвержена возникновению ДКН.

ДКН можно отличить от прочих кинетических неустойчивостей по совокупности свойств. Во-первых, она развивается на частотах, близких к ионно-циклотронной частоте и ее гармоникам. Во-вторых, типичные значения волновых чисел для ДКН, предсказываемые теоретически, велики ( $> 100$ ). В-третьих, направление распространения неустойчивости совпадает с направлением циклотронного вращения ионов. Также в ряде теоретических и экспериментальных работ было показано, что ДКН может быть стабилизирована, если конус потерь частично заполнен «теплыми» ионами, причем добавки порядка 5-20% достаточно для стабилизации.

Исследования, проводимые в 2022 году на установке ГДЛ, были посвящены изучению свойств наблюдаемой неустойчивости и методов ее стабилизации. Для этого был использован ряд диагностик, перечисленных на рисунке 1. При помощи азимутальных сборок магнитных и электростатических зондов определялся спектр наблюдаемых колебаний и их волновые числа. Диамангнитные петли регистрировали магнитные потоки, вытесняемые плазмой, в трех точках по продольной координате: в центральной плоскости установки, в точке остановки быстрых ионов ( $R=2$ ) и в промежуточной точке  $R=1,32$ . Дисперсионный интерферометр в центре установки регистрировал линейную плотность электронов плазмы, а датчики на торцевом приемнике фиксировали данные о потоках вещества и энергии, покидающих ловушку вдоль магнитного поля.

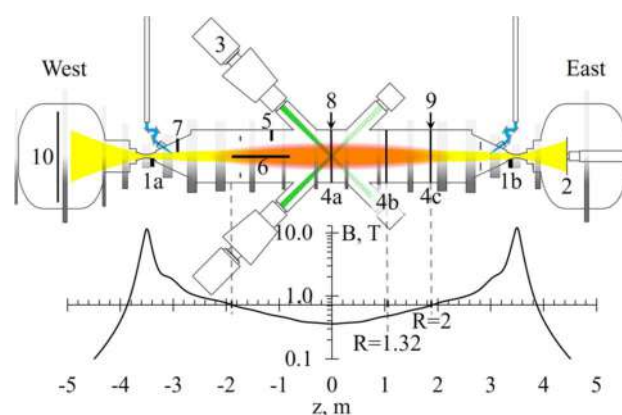


Рисунок 1. Схема установки ГДЛ и профиль ее магнитного поля. 1a, 1b – импульсные газовые клапаны; 2 – дуговой источник плазмы; 3 – атомарные инжекторы; 4a, 4b, 4c – диамангнитные петли; 5 – азимутальная сборка магнитных зондов; 6 – продольная сборка магнитных зондов; 7 – азимутальная сборка электростатических зондов; 8 – дисперсионный интерферометр; 9 – спектрометр, 10 – диагностический приемник плазмы.

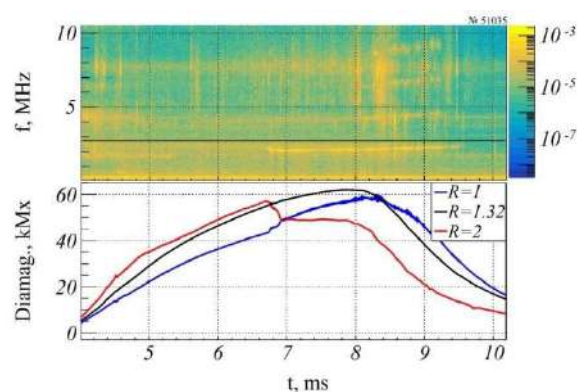


Рисунок 2. Спектрограмма разряда, полученная при помощи сборки электростатических зондов (сверху) и сигналы с диамангнитных петель (снизу).

В результате проведенных экспериментов были определены типичные частоты, на которых развивается неустойчивость (Рис. 2). Видно, что это частоты

порядка 2,2 МГц и 4,5 МГц. При этом ионная циклотронная частота для центра ГДЛ равна  $f_{ci}^D \approx 2,58$  МГц. Таким образом, наблюдаемые частоты могут быть интерпретированы как близкие к первой и второй гармоникам ионной циклотронной частоты. Также зафиксирован факт распространения азимутальной волны в сторону циклотронного вращения ионов.

В серии экспериментов было установлено, что наблюдаемая неустойчивость может быть подавлена при увеличении плотности мишенной плазмы. На рис. 3 приведены спектрограммы и сигналы диамагнитных петель для различных линейных плотностей плазмы. Видно, что при высокой плотности неустойчивость не развивается. Все эти наблюдения дают основание считать, что наблюдаемую неустойчивость можно идентифицировать как ДКН.

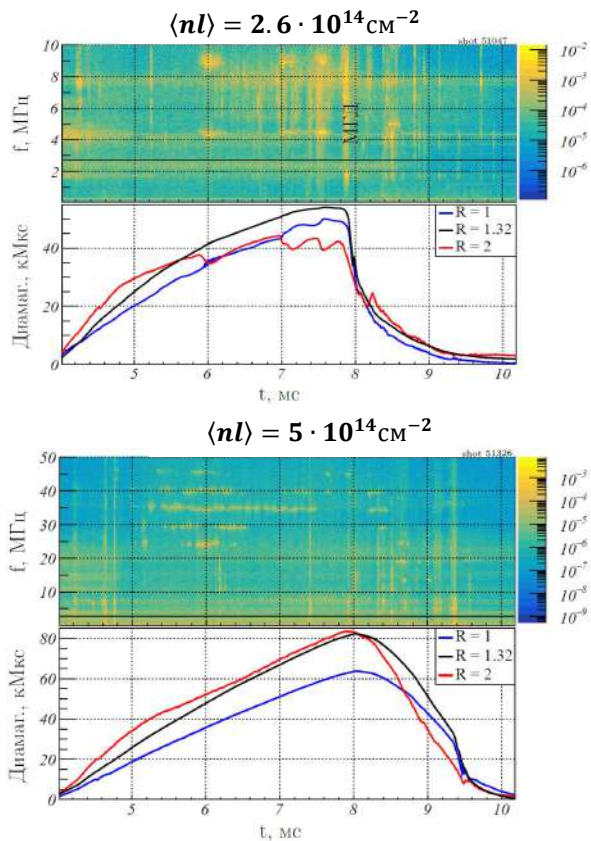


Рисунок 3. Спектрограммы и сигналы диамагнитных петель для различных линейных плотностей плазмы.

По данным датчиков, расположенных на торцевом приемнике плазмы, было установлено, что в момент развития неустойчивости, фиксируемый резким уменьшением сигнала на диамагнитной петле, мощность потерь энергии и поток ионов в торец установки возрастают (Рис. 4). По этим данным можно оценить величину энергии вылетающих ионов в моменты до развития неустойчивости и после, разделив значение мощности на значение ионного потока. Оказывается, что до развития неустойчивости или вовсе в ее отсутствие средняя энергия ионов, покидающих ловушку, равна  $E = 1,6 \pm 0,2$  кэВ, что соответствует энергии теп-

лых ионов, удерживаемых в ловушке в газодинамическом режиме с температурой порядка  $T_e \approx 200$  эВ и ускоряющихся в амбиполярном потенциале, формирующемся между центром ловушки и торцевым приемником плазмы. Когда же в ловушке развивается неустойчивость, средняя энергия вылетающих ионов возрастает до  $E = 13 \pm 2$  кэВ (энергия инжектированных в ловушку атомов порядка 23 кэВ, средняя энергия популяции быстрых ионов составляет 10 кэВ [4]). Таким образом, кажется вероятным, что при развитии неустойчивости в конус потерь рассеиваются быстрые ионы из высокоэнергичного хвоста распределения.

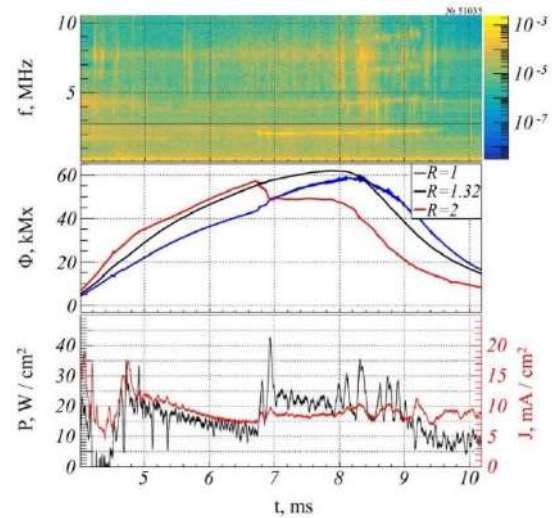


Рисунок 4. Спектрограмма с зондов (сверху), сигналы диамагнитных петель (в центре) и сигналы с датчиков потока мощности и плотности ионного тока (снизу).

### Увеличение относительного давления плазмы.

Как известно, главным недостатком потенциального термоядерного реактора на основе открытой ловушки является его геометрия. Реактор оказывается длинным и тонким, так как термоядерная мощность пропорциональна объёму плазмы и квадрату её плотности  $n$ . В тоже время мощность продольных потерь пропорциональна плотности и площади сечения плазмы в магнитных пробках. Плазма заполняет объём трубок магнитного потока, поэтому отношение её сечения в пробке к сечению в центральной плоскости равно пробочному отношению  $R = B_m / B_0$ . В результате коэффициент усиления термоядерной мощности  $Q_{DT} \propto n R L$ . Максимальная плотность плазмы так же, как и максимальное пробочное отношение, определяется максимально достижимой величиной удерживающего магнитного поля. В паракиральном приближении равновесие плазмы ограничивается величиной ее относительного давления  $\beta: n \propto \beta B_v^2$ , где  $B_v$  – величина невозмущенного (вакуумного) магнитного поля в зоне удержания, а магнитное поле внутри плазмы уменьшается как  $B_0 = B_v \sqrt{1 - \beta}$ . Таким образом:



$$Q_{DT} \propto LB_v B_m \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta}}$$

Из этого следует, что поля в зоне удержания и в пробках должны быть выбраны настолько большими, насколько это технически реализуемо, в то время как радиус плазмы можно уменьшать до тех пор, пока поперечные потери остаются меньше продольных. Это последнее требование фактически определяет отношение длины оптимизированного реактора к его радиусу:  $L/a \gg 1$ . Следует заметить интересную зависимость коэффициента усиления мощности от  $\beta$ . Когда  $\beta \rightarrow 1$ , эффективное пробочное отношение быстро возрастает за счёт вытеснения магнитного потока из объёма плазмы. В случае газодинамического удержания этот эффект может иметь определяющее значение, так как  $Q_{DT} \propto \frac{1}{\sqrt{1-\beta}}$ . Увеличение эффективности реактора ядерного синтеза за счёт большого значения  $\beta$  можно использовать для соответствующего снижения его длины  $L$ . Таким образом, компактный реактор на основе линейной ловушки может стать реализуемым.

В связи с этим на установке ГДЛ ведется изучение способов достижения максимально возможных значений относительного давления плазмы. В 2022 году был организован цикл экспериментов по сближению точек остановки горячих ионов с целью уменьшения занимаемого ими объема и соответствующего увеличения давления этих частиц. Для проведения этих исследований одна из магнитных катушек центрального соленоида была заменена на аналогичную катушку с удвоенным числом витков, конфигурации исходного и полученного магнитного поля показаны на рисунке 5. Режим работы со сближенными точками остановки был назван режимом «короткой ямы». Таким образом точка остановки горячих ионов сдвинулась из стандартного положения с пробочным отношением  $R = 2$  в положение с  $R = 1,32$ . Основными средствами диагностики в описываемых экспериментах служили диамагнитные петли, расположенные в центральном сечении установки, а также в точках остановки быстрых ионов для обеих магнитных конфигураций.

На рисунке 6 представлены результаты проведенных экспериментов. В точке остановки быстрых ионов в режиме «короткой ямы» значение сигнала диамагнитной петли было ожидаемо выше, чем в центре ловушки, однако корректно сравнить диамагнитные потоки в точках остановки быстрых частиц в двух конфигурациях оказалось проблематично в связи с развитием кинетических неустойчивостей, разрушающих структуру распределения быстрых частиц в произвольный момент времени, поэтому сравнение двух магнитных конфигураций было проведено по данным центральной петли. По данным магнитных зондов развивающаяся неустойчивость была идентифицирована как альфвеновская ионно-циклотронная. Эта неустойчивость возникает в плазме с относительным давлением выше некоторого порогового значения [5].

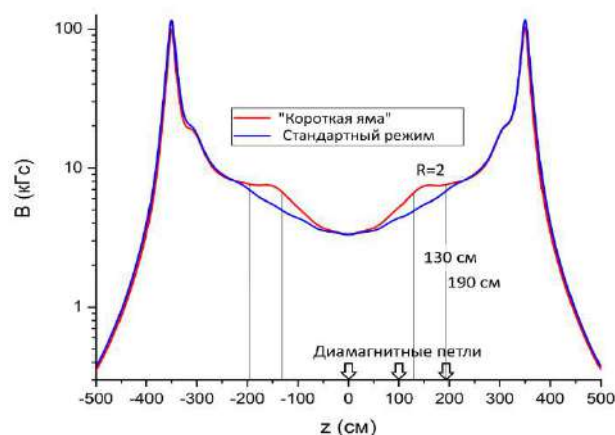
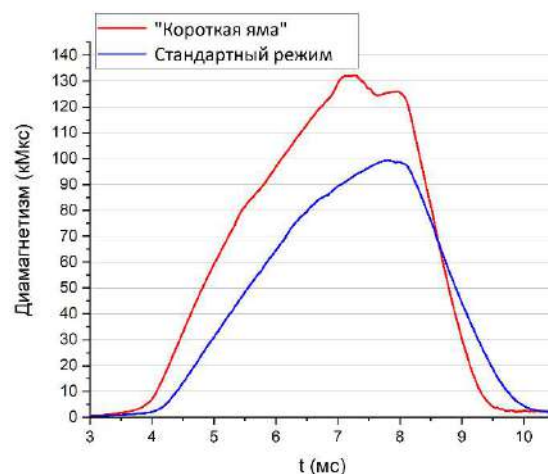


Рисунок 5. Конфигурация магнитного поля установки ГДЛ в стандартном режиме и в режиме «короткой ямы». Стрелками указано расположение диамагнитных петель.

а)



б)

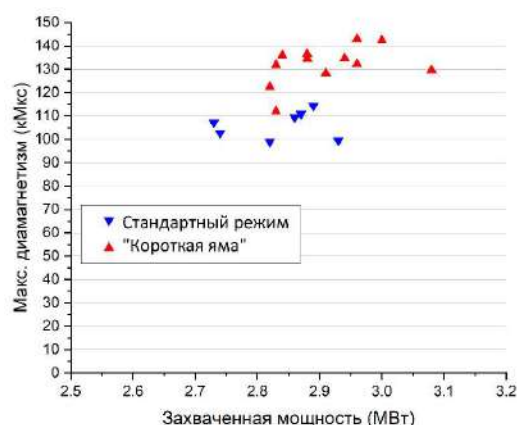


Рисунок 6. а – диамагнитный поток на центральной петле  $R = 1$  в двух магнитных конфигурациях, б – максимум диамагнитного потока на центральной петле  $R = 1$  в зависимости от захваченной плазмой мощности.

В результате за счет сближения точек остановки быстрых ионов было достигнуто приращение диамаг-

нитного потока на уровне 20-35% в центральной плоскости ловушки. Значения диамагнитного потока, зарегистрированные в режиме «короткой ямы», являются рекордными для установки ГДЛ, что позволяет ожидать значений относительного давления плазмы более 0,6. Прямое измерение относительного давления плазмы в точках остановки быстрых частиц в двух магнитных конфигурациях методом штарковской спектроскопии запланировано на 2023 год.

Литература:

1. Post R. F. 1987 Nuclear Fusion 27 1579–1739 <https://doi.org/10.1088/0029-5515/27/10/001>
2. Tang W. M., Pearlstein L. D. and Berk H. L. 1972 The Physics of Fluids 15 1153–1155 <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1694044>
3. Kotelnikov I. A., Chernoshtanov I. S. and Prikhodko V. V. 2017 Physics of Plasmas 24 122512 <https://doi.org/10.1063/1.5013059>
4. Ivanov A. A. and Prikhodko V. V., 2013 Plasma Phys. Control. Fusion 55 063001 <https://doi.org/10.1088/0741-3335/55/6/063001>
5. Chernoshtanov I. S. Tsidulko Y. A. 2013 Fusion Science and Technology, 63(1T), 319–321. [doi:10.13182/fst13-a16941](https://doi.org/10.13182/fst13-a16941)

## УСТАНОВКА КОТ

С 2017 года в ИЯФ ведутся работы по созданию новой экспериментальной установки КОТ (Компактный Осесимметричный Торонд, Рис.1). Программа исследований ориентирована на изучение удержания горячей плазмы с высоким относительным давлением в осесимметричном пробкотроне малого объема с мощной атомарной инжекцией, демонстрацию диамагнитного удержания и обращения ведущего магнитного поля. На установке КОТ будет использован достигнутый в ИЯФ существенный прогресс в технологиях нейтральной инжекции, позволяющий получить ранее недостижимую плотность эквивалентного тока нейтральных атомов в пучках на поверхности мишенной плазмы.



Рисунок 1. Установка КОТ в защищённом зале.

При определённых условиях плазма полностью вытесняет наружу основное магнитное поле, создавая таким образом обращенную магнитную конфигурацию FRC (Field Revers Configuration), что эквивалентно эффективному увеличению пробочного отношения без затрат на пропорциональное увеличение магнитного поля в пробках. Главной задачей установки является демонстрация режима диамагнитного удержания, когда относительное давление плазмы  $\beta$  стремится к единице 1, а возможно, и режима с обращением ведущего магнитного поля и созданием FRC.

Согласно сценарию эксперимента, генератор плазмы должен создавать стартовую мишенную плазму с плотностью  $10^{13}$ - $10^{14}$  см<sup>-3</sup> и температурой до 50 эВ, которая заполнит ловушку вдоль силовых линий магнитного поля. После чего в ловушку должны инжектироваться мощные импульсные водородные пучки для формирования азимутального ионного тока.

Проектные параметры атомарных пучков для импульсного эксперимента могут быть обеспечены двумя сильноточными инжекторами с геометрической фокусировкой пучка, разработанными и собранными в ИЯФ СО РАН [1]. Инжекторы установлены под углом 90° к оси в центральной плоскости установки. Длительность импульса инжекции – 5 мс. Ионно-оптическая

система с геометрической фокусировкой пучка позволяет достичь плотности тока на поверхности плазмы 2 экв.А/см<sup>2</sup> при энергии частиц в пучке 15 кэВ. Инжекция ведётся с прицельным параметром 9 см. В результате процессов взаимодействия атомов пучка с электронами и ионами мишенной плазмы происходит накопление ионного азимутального диамагнитного тока. Суммарная мощность инжекции составит 4 МВт при токе частиц 250-300 экв.А. Согласно расчетам, такой энергии пучков должно быть достаточно для реализации удержания плазмы с относительным давлением порядка единицы и соответствующей демонстрации принципов диамагнитного удержания.

В 2022 году на установке КОТ была проведена оптимизация конструкции плазменной пушки, создающей мишенную плазму в установке, благодаря чему получены параметры стартовой плазмы (Рис. 2), требуемые для последующего эффективного поглощения мощности атомарных пучков.

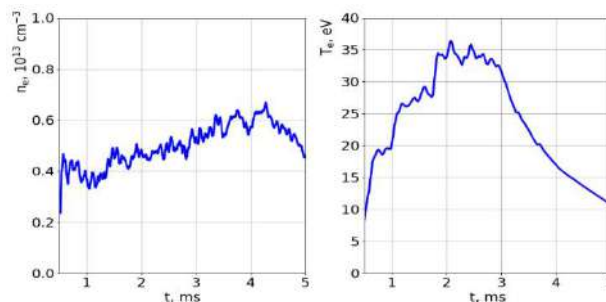


Рисунок 2. Плотность и температура мишенной плазмы в установке КОТ.

Также завершён монтаж системы питания атомарных инжекторов, начаты отладочные работы основных систем и узлов системы атомарной инжекции. Полностью создана и отлажена система управления основными узлами установки, а также система сбора данных.

### Литература:

1. P. Deichuli, V. Davydenko, A. Ivanov, S. Korepanov, V. Mishagin, A. Smirnov, A. Sorokin, and N. Stupishin. Low energy, high power hydrogen neutral beam for plasma heating. Review of Scientific Instruments 86, 113509 (2015); <https://doi.org/10.1063/1.4936292>

## МНОГОПРОВОЧНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ

Работы на установке ГОЛ-NB.

### Установка ГОЛ-NB: общее описание.

Установка ГОЛ-NB была создана в результате глубокой модернизации плазменной части существовавшей ранее установки ГОЛ-3. Основной задачей работ является создание экспериментальной базы знаний по физике многопроволочного удержания плазмы.

Концепция многопроволочного удержания плазмы была предложена в начале 1970-х гг. независимо двумя коллективами из Новосибирска и Беркли. Магнитная система такой установки представляет собой цепочку связанных элементарных открытых ловушек, расположенных на общей магнитной оси – см. Рис. 1. При выполнении определённых условий, течение плазмы вдоль магнитной системы тормозится за счёт силы трения, возникающей при взаимодействии частиц потока с частицами, локально-запертыми в каждой элементарной открытой ловушке.

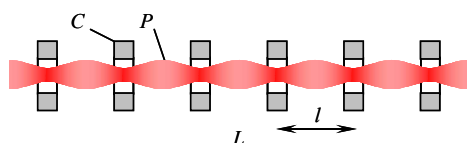


Рисунок 1. Магнитная система ловушки с многопроволочным удержанием:  $C$  – катушки магнитного поля,  $P$  – граница плазмы,  $l$  – период гофрировки магнитного поля,  $L \gg l$  – полная длина системы. Интенсивность цвета поверхности плазмы отражает локальную величину магнитной индукции.

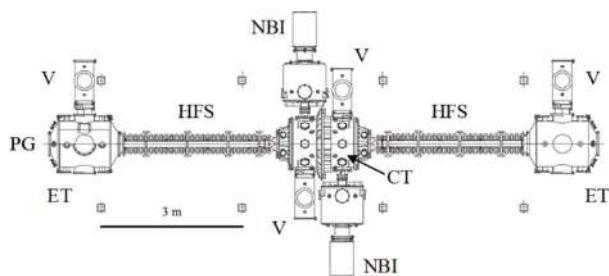


Рисунок 2. Схема установки ГОЛ-NB, вид сверху. Обозначения: CT: центральная ловушка газодинамического типа, HFS: секция сильного поля, ET: вакуумный бак расширителя магнитного потока, PG: плазменная пушка, V: модуль вакуумной откачки, NBI: инжектор атомарного пучка.

Многопроволочная ловушка нового поколения ГОЛ-NB имеет конфигурацию, моделирующую конфигурацию открытой ловушки реакторного класса с центральной ловушкой газодинамического типа и присоединенными к ней секциями с многопроволочным магнитным полем (см. Рис. 2), её магнитная конфигурация показана на Рис. 3. Конструкция установки позволяет

проводить прямую демонстрацию подавления продольных потерь частиц и энергии из ловушки при переходе в многопроволочную конфигурацию. Многопроволочное магнитное поле имеет три продольных пространственных масштаба: период модуляции поля (длину элементарной ячейки многопроволочной ловушки)  $l$ , полную длину системы  $L = Nl$ , где  $N \gg 1$  – количество элементарных ячеек в многопроволочной системе, и  $\lambda$  – длину свободного пробега ионов.

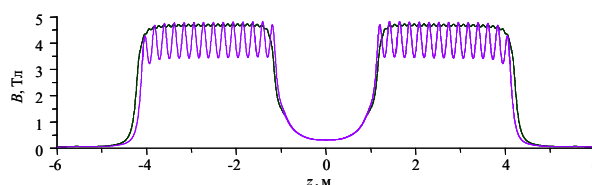


Рисунок 3. Расчетная зависимость магнитной индукции на оси установки ГОЛ-NB от продольной координаты для включения секций сильного поля в соленоидальной (тонкая линия) и многопроволочной (толстая линия) конфигурациях для магнитной индукции в центре ловушки  $B(0) = 0,3$  Тл.

Если плазма является достаточно плотной, и выполняется условие  $\lambda \sim l$ , то многопроволочная система удерживает плазму наиболее эффективно за счет силы трения, возникающей в каждой ячейке гофрированного поля при столкновениях и обмене импульсом и частицами между популяциями пролетных и локально-запертых частиц. В двух других предельных случаях,  $\lambda \ll l$  и  $\lambda \gg l$ , многопроволочное поле, согласно теории, должно слабо тормозить расширение плазмы.

Физической программой работ на установке ГОЛ-NB предполагается, что секции сильного поля могут включаться как в конфигурации длинного соленоида, так и в многопроволочной конфигурации с  $N = 13$  с максимальной магнитной индукцией  $B_{\max} = 4,5$  Тл в обоих режимах. Нагрев плазмы будет проводиться методом нейтральной инжекции с мощностью до 1,5 МВт.

Основной физической задачей проекта ГОЛ-NB в целом является прямое сравнение параметров плазмы в ловушке в соленоидальном и многопроволочном режимах. Параметры установки были выбраны таким образом, что условие  $l \sim \lambda$  выполняется только при дополнительном нагреве плазмы, при плотности  $n \approx 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  и температуре  $T \approx 30$  эВ.

В конце 2020 года установка была собрана в полной проектной конфигурации. На этапе 2021 года было продемонстрировано заполнение центральной ловушки низкотемпературной мишенной плазмой, пригодной для инжекции мощных нейтральных пучков.

Основными направлениями работ в 2022 года являлись исследование нагрева плазмы в центральной ловушке мощными пучками атомов водорода с энергией до 25 кэВ, создание системы питания внутрикамерных электродов, изучение влияния возникающих радиального электрического поля и дифференциального вращения плазмы на поведение плазмы в ловушке. Все работы на установке на этапе 2022 года проводились при соленоидальной конфигурации.

### Сценарий эксперимента установки ГОЛ-NB с нагревом методом инъекции атомарных пучков.

Одной из основных проблем открытых ловушек является большая теплопроводность плазмы вдоль магнитного поля, которая ограничивает возможности достижения высокой электронной температуры в том случае, если никаких мер по подавлению теплопроводности не предпринимается. В физическом проекте ГОЛ-NB принята концепция подавления продольной теплопроводности за счёт подавления потока холодных электронов с поверхностей плазмодриёмников в область удержания плазмы. Для этого магнитное поле между пробкой и плазмодриёмником должно значительно уменьшаться, требуемый коэффициент можно оценить как  $k > (m_i/m_e)^{1/2} \approx 40$ , где  $m_i$  и  $m_e$  – массы иона и электрона. Если всё сделано правильно, то при выполнении такого условия в силу квазинейтральности плазмы из центральной ловушки вылетает нейтрализованный плазменный поток, теплопроводность «выключается» и мощность потерь становится пропорциональна температуре в степени 1,5.

Применительно к сценарию эксперимента на установке ГОЛ-NB это означает следующее. Центральная ловушка сначала заполняется низкотемпературной стартовой плазмой из дугового источника. Сам дуговой источник является эффективным эмиттером холодных электронов. Опыт работ на газодинамической ловушке ГДЛ говорит о том, что для разрыва связи плазмы и торца по теплопроводности необходимо сначала отключить плазменную пушку, чтобы убрать эмиссию электронов с торца, и только затем начинать инъекцию нейтральных пучков для нагрева плазмы. Такой сценарий эксперимента и был заложен в качестве основного варианта для ГОЛ-NB. Особенностью работ на данном этапе является то, что основные усилия направлялись на подготовку технических систем установки, а развитие диагностического комплекса происходило с отставанием. Поэтому диагностика плотности плазмы в ловушке по степени ослабления нагревного пучка является важной. Другой существующей диагностикой являются ленгмюровские зонды, применение которых имеет сильные ограничения для экспериментов с инъекцией нейтральных пучков. Поэтому эксперименты проводились не по оптимальному сценарию, а при более ранней инъекции нейтральных пучков, иногда начинавшейся даже до включения разряда в плазменной пушке.

Наиболее обширная начальная серия экспериментов проводилась в специальных условиях. Магнитное поле в секциях сильного поля составляло 50% от номинала, соответственно пробочное отношение для центральной ловушки было  $R = 7,5$  вместо проектной величины  $R = 15$ . Основным преимуществом такого режима является то, что до центральной ловушки доходит более плотный поток от плазменной пушки. Двукратно более высокие газодинамические потери вдоль магнитного поля из-за более низкого пробочного отношения не являются принципиальными для первых экспериментов.

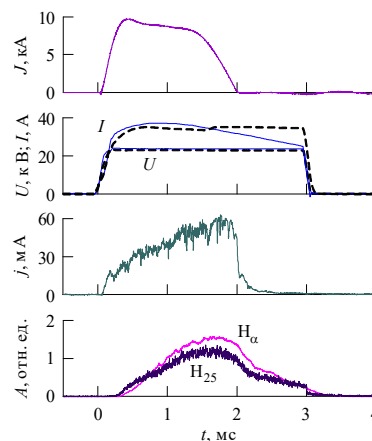


Рисунок 4. Основные сигналы в эксперименте NB5941: ток разряда в плазменной пушке  $J$ , ускоряющие напряжения  $U$  и токи в цепи высокого напряжения  $I$  двух инжекторов нейтральных пучков (различаются типом линии), ионный ток насыщения ленгмюровского зонда в позиции  $r = 0, z = 1,26$  м, сигналы ФЭУ, настроенных на линии  $H_\alpha$ , соответствующие холодной плазме и доплеровски-смещенной линии атомов водорода с энергией 25 кэВ (обозначены как  $H_\alpha$  и  $H_{25}$ ).

Далее будут обсуждаться результаты, относящиеся к конкретному эксперименту NB5941. На Рис. 4 приведены сигналы, характеризующие динамику плазмы в установке. Ток разряда длится около 2 мс, длительность нейтральной инъекции была установлена 3 мс для наблюдения плазмы также и в процессе ее распада. Плотность плазмы в выходной секции сильного поля растет в течение работы плазменной пушки, что свидетельствует о накоплении плазмы в ловушке. На сигнале спектрального канала, соответствующего атомам пучка с энергией 25 кэВ, наблюдается скачок в момент выключения инъекции.

### Поглощение нагревных пучков в плазме.

На Рис. 5 показаны радиальные профили, характеризующие ослабление пучка в плазме. В данном случае измерялся профиль нейтрального пучка, прошедшего до противоположной стенки вакуумной камеры, при помощи многопроволочного датчика, регистрировавшего вторичную электронную эмиссию под действием быстрых частиц пучка. Интегральный по сечению пучка коэффициент ослабления достигает 40% к концу работы плазменной пушки. Отметим, что «тень» плазмы не отражает точно ее геометрические параметры, поскольку пучки инжекторов сфокусированы на расстоянии 0,5 м перед осью ловушки. Диаметр стартовой плазмы в этом режиме работы меньше диаметра нагревного атомарного пучка, что снижает интегральную эффективность захвата. Основным выводом по этой части работы является то, что в центральной ловушке создается достаточно высокая плотность плазмы для захвата нейтральных частиц нагревных пучков.

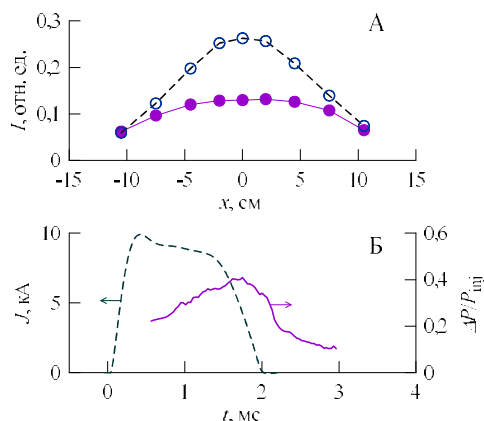


Рисунок 5. Вверху: профили нейтрального пучка во временном интервале  $t = (1,35 - 1,85)$  мс, показанные для экспериментов NB5941 с плазмой (пустые кружки) и контрольного эксперимента NB5939 без плазмы;  $x$  – поперечная координата в плоскости детектора. Внизу: динамика тока разряда плазменной пушки (штриховая линия) и ослабления нагревного пучка в плазме (сплошная линия) для NB5941.

Радиальные распределения плотности плазмы, измеренные при помощи двойного ленгмюровского зонда, установленного на  $z = 0,86$  м (локальное магнитное поле  $B = 1,27$  Тл), показаны на Рис. 6 для двух интервалов по времени, соответствующих максимальной плотности стартовой плазмы и стадии распада плазмы после выключения плазменной пушки, для случаев только стартовой плазмы и с включением системы нагрева нейтральными пучками.

Одна точка на графике отвечает одному эксперименту, зонд перемещался по радиусу между экспериментами. В активной фазе генерации плазмы существенного влияния инжекции на радиальное распределение плотности плазмы не наблюдается. В фазе распада плазмы при отсутствии ее подпитки плазменной пушкой (точки 3 и 4) инжекция атомарных пучков, начинающаяся одновременно с подачей напряжения на плазменную пушку, приводит к уменьшению плотности плазмы в ловушке.

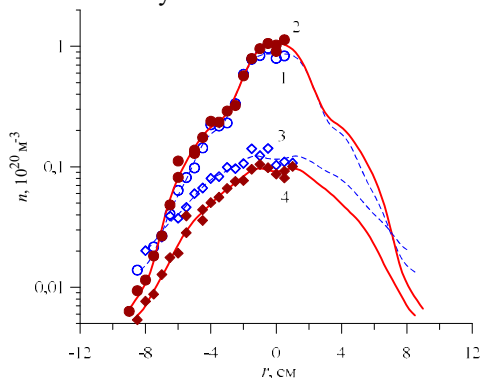


Рисунок 6. Радиальный профиль плотности плазмы на  $z = 0,86$  м: 1 – без дополнительного нагрева, усреднение по  $t = [1,3 - 2,3]$  мс; 2 – интервал по времени тот же, нейтральная инжекция, начиная с  $t = 0$ ; 3 – без дополнительного нагрева, усреднение по  $t = [3,4 - 3,9]$  мс; 4 – интервал по времени тот же,

нейтральная инжекция, начиная с  $t = 0$ . Символы – измерения, линии – интерполяции гладкими симметричными функциями.

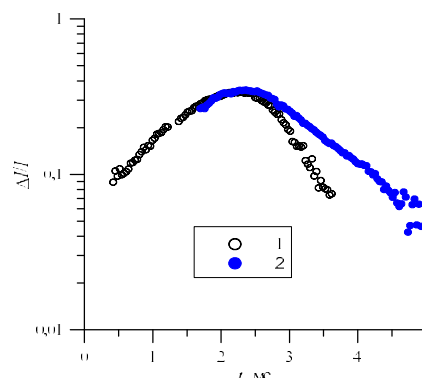


Рисунок 7. Доля инжектируемых в ловушку быстрых атомов водорода, которые были захвачены плазменной мишенью: 1 – эксперимент NB6644, начало инжекции пучков в  $t = 0$ ; 2 – эксперимент NB6648, начало инжекции пучков в  $t = 1,5$  мс.

Приведенные данные получены в условиях, когда плазма стабилизировалась положительным смещением 150 В на лимитерах, установленных в центральной ловушке. При отсутствии смещения влияние инжекции на плотность плазмы значительно сильнее. Эффект ускоренного распада плазмы уменьшается, если инжектировать нагревные пучки не с самого начала формирования плазмы, а ближе к концу активной фазы создания плазмы. Рисунок 7 демонстрирует уменьшение доли захваченных в ловушку быстрых атомов в процессе распада мишенной плазмы при двух моментах начала инжекции пучков. При инжекции нагревных пучков одновременно с началом разряда в плазменной пушке (1) толщина плазменной мишени уменьшается при распаде плазмы с заметно большим декрементом, чем при инжекции с задержкой 1,5 мс относительно начала разряда.

#### Спектр излучения плазмы в окрестности линии $H_{\alpha}$

Спектр излучения вблизи линии  $H_{\alpha}$  приведен на Рис. 8. Самым ярким является излучение холодных атомов вблизи длины волны 656,28 нм (3), которые можно ассоциировать с мишенной плазмой. В спектре присутствует доплеровски-смещенная в синюю область линия  $H_{\alpha}$  от возбужденных инжектируемых атомов с полной энергией  $E = 25$  кэВ (2). Излучение таких же атомов, первоначально направленное в противоположную от спектральной системы сторону и отраженное назад от противоположной стенки вакуумной камеры, попадает в красную область спектра (5) с меньшей интенсивностью. Наблюдаются также линии, соответствующие атомам водорода с энергиями  $E/2$ ,  $E/3$  и  $E/18$ , образовавшихся при распаде от молекулярных ионов  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  и  $H_2O^+$ , соответственно (на рисунке цифрами не обозначены). В спектре присутствуют также линии ионов лёгких примесей. Излучение крыльев линии  $H_{\alpha}$  создается атомами, рождающимися при

перезарядке в плазме быстрых ионов, которые частично потеряли свою энергию в результате торможения на электронах. Динамику спектра можно использовать для качественного определения плотностей электронов  $n_e$  и быстрых протонов  $n_{fp}$  (в предположении однородного источника):

$$n_e \propto \frac{I_b}{J_b}, \quad n_{fp} \propto \frac{I_f}{I_s} \times \frac{I_b}{J_b},$$

где  $J_b$  – известная плотность тока инжектируемых атомов,  $I_b$  – интенсивность излучения  $H_\alpha$  атомов пучка,  $I_f$  – интенсивность излучения  $H_\alpha$  быстрых атомов от перезарядившихся быстрых ионов,  $I_s$  – интенсивность излучения  $H_\alpha$  мишенной плазмы. Результаты таких вычислений приведены на нижней части Рис. 8.

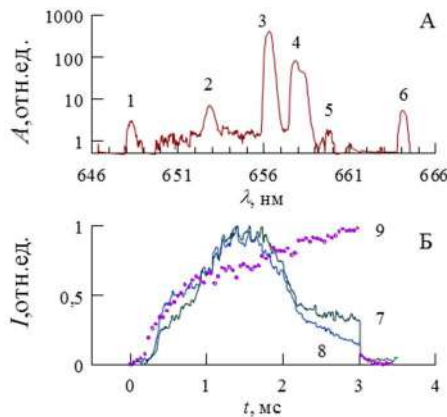


Рисунок 8. Спектр излучения плазмы в области линии  $H_\alpha$  656,28 нм для  $t = (1,5 - 1,7)$  мс. Направление наблюдения  $45^\circ$  навстречу пучку. 1 – линия иона азота НИ 648,2 нм, 2 – линия  $H_\alpha$  атомов пучка с энергией 25 кэВ, 3 – линия  $H_\alpha$  мишенной плазмы, 4 – линии иона углерода СИ 657,8 и 658,3 нм, 5 – линия  $H_\alpha$  атомарного пучка, отраженная от противоположной стенки вакуумной камеры, 6 – линия иона кислорода ОП 664,1 нм, 7 – динамика популяции быстрых протонов, 8 – динамика плотности электронов, 9 – плотность тока быстрых атомов.

### Динамика популяции быстрых ионов

Изучение параметров популяции быстрых ионов проводилось при помощи анализатора атомов перезарядки, смонтированного в плоскости расположения одного из инжекторов на  $z = -0,4$  м. Линия наблюдения проходила перпендикулярно оси инжекции с горизонтальным смещением по радиусу на 5 см от оси.

Сигналы двух каналов анализатора и энергетический спектр нейтралов перезарядки приведены на Рис. 9. В спектре доминируют ионы с энергиями, близкими к энергии инжекции, что указывает на наличие дополнительного канала потерь быстрых ионов. Возможным каналом потерь является перезарядка на фоновом газе в плазме. Измеренный спектр сравнивался с предсказаниями простой модели динамики функции распределения быстрых ионов, учитывающей торможение за счет передачи энергии электронам и потери частиц вследствие перезарядки на молекулярном водороде.

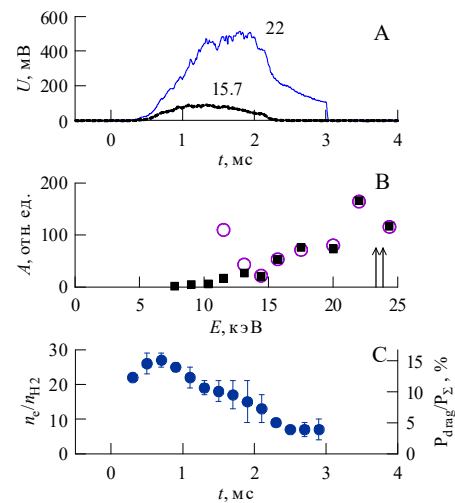


Рисунок 9. А – динамика потока нейтралов перезарядки в каналах 22 и 15,7 кэВ; В – измеренный энергетический спектр в момент  $t = 0,7$  мс (кружки) и его подгонка моделью (квадраты); С – отношение средних концентраций электронов и фонового молекулярного водорода, рассчитанное для  $T = 5$  эВ. Стрелки соответствуют энергиям нейтральных пучков.

В квазистационарном случае функция распределения ионов по полной скорости  $f_i(v_i)$  может быть получена интегрированием кинетического уравнения

$$\frac{\partial}{\partial v_i} \left( -f_i \cdot \frac{v_i}{\tau_{drag}(v_i)} \right) = -\frac{f_i}{\tau_{cx}(v_i)},$$

где

$$f_i(v_i) \sim \frac{\tau_{drag}}{v_i} \exp \int_{v_i}^{v_{inj}} \frac{\tau_{drag}(v'_i)}{\tau_{cx}(v'_i)} \frac{dv'_i}{v'_i},$$

где  $v_{inj}$  – скорость ионов при энергии инжекции,  $\tau_{drag}$  и  $\tau_{cx}$  – характерные времена торможения и перезарядных потерь быстрых ионов.

Таким образом, при заданной электронной температуре форма  $f_i(v_i)$  определяется одним параметром – отношением средних (по траектории движения иона) концентраций электронов и газа. Результат вписывания модельной функции распределения в измеренный спектр быстрых частиц также показан на Рис. 9. Она рассчитывалась по шести наиболее высокоэнергетичным каналам анализатора (в низкоэнергетических каналах появляется вклад частиц с половинной энергией, поэтому они не учитывались).

Динамика отношения средних концентраций электронов и фонового газа в плазме показана на нижней части Рис. 9. Интегрирование полученной функции распределения быстрых ионов позволяет найти долю мощности, передаваемой захваченными ионами электронам плазмы. Она составляет около 15% от захваченной мощности пучков в максимуме (см. правую шкалу). Отметим, что последняя цифра практически не зависит от предположения об электронной температуре.

### Изучение спектра магнитных флуктуаций в режиме детачмента.

Проведена дополнительная серия экспериментов по управлению степенью контакта плазмы с торцом вблизи плазменной пушки методом инжекции газообразного водорода в эту зону. В токамаках близкий по физике процесс называется детачментом. Задачей было изучение спектра магнитных флуктуаций плазмы в центральной ловушке при помощи трехкоординатного магнитного зонда. Газонапуск в плазменную пушку в стандартном режиме начинался за 2 мс до подачи высокого напряжения на пушку, длительность газонапуска соответствовала длительности протекания тока разряда 2,7 мс. Режим отрыва плазмы от поверхности (детачмента) создавался при увеличенной длительности газонапуска, исследовались варианты от 2,7 до 5,8 мс. На Рис. 10 показаны основные результаты проведенных экспериментов. Уровень сигнала датчика велик в течение длительности разряда в пушке (часть А рисунка), однако и после его окончания амплитуда сигнала достаточна для фурье-анализа. Как видно из сравнения частей Б (стандартный режим) и В (максимальный газонапуск), в целом нормированные спектрограммы имеют близкий вид и содержат различные моды колебаний, однако в режиме детачмента дополнительный газонапуск приводит к более раннему проявлению ряда мод и к их смещению в область более низких частот (часть Г рисунка). Основным выводом из этого результата является то, что отрыв плазмы от поверхности, который производился нами в данной постановке в конце тока разряда, ухудшает условия для стабилизации плазмы торцом и приводит к более раннему развитию неустойчивостей. Это обстоятельство являлось ожидаемым, поэтому физический проект ГОЛ-NB с самого начала предполагал необходимость второго механизма стабилизации - вихревого удержания, суть которого в возникновении устойчивой внутренней зоны в плазме, имеющей дифференциальное вращение на периферии.

### Эксперименты с принудительным созданием радиального электрического поля в ГОЛ-NB.

Существенным элементом физики удержания плазмы в ГОЛ-NB является радиальное электрическое поле, которое должно создаваться системой внутрикамерных электродов, включающей лимитеры в центральной ловушке, лимитеры в баках расширителей и торцевые плазмоприёмники.

Плазма опирается вдоль силовых линий в магнитных расширителях слева – на катод пушки, справа – на радиально-секционированный плазмоприемник. Исходный поток стартовой плазмы из пушки заполняет только часть разрешенного сечения в области удержания, затем плазма расширяется по радиусу и начинает касаться лимитеров. В установке смонтировано четыре лимитера: два в центральной ловушке перед пробками и по одному в баках расширителей в области спадающего магнитного поля. Все лимитеры располагаются на одной магнитной поверхности. Эксперименты по

транспортировке плазменной струи в длинном соленоиде показали, что на правый выходной плазмоприемник необходимо подавать отрицательное смещение величины масштаба 100 В, а лимитеры в расширителях должны быть под плавающим потенциалом. В то же время, лимитеры, расположенные в центральной ловушке, должны иметь положительный потенциал.

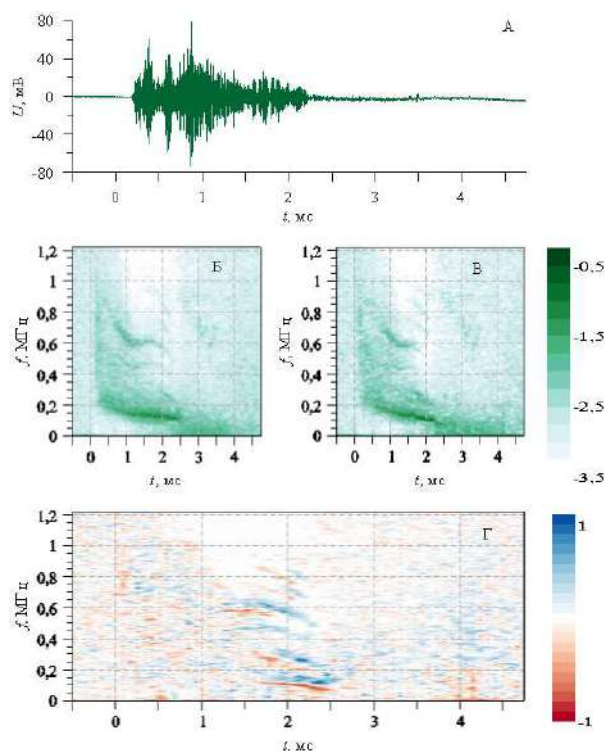


Рисунок 10. Спектры колебаний магнитного поля на  $z = -0,4$  м. А – типичный сигнал датчика азимутального поля, Б – логарифм нормированной спектрограммы Фурье при стандартном режиме газонапуска  $\Delta t = 2,8$  мс, В – логарифм нормированной спектрограммы Фурье в режиме детачмента с  $\Delta t = 5,8$  мс, Г – разница между двумя спектрограммами (разница на единицу соответствует различию амплитуд нормированных Фурье-гармоник в 10 раз; синий цвет – больше амплитуда в стандартном режиме, красный цвет – больше амплитуда при детачменте).

Управление потенциалами электродов должно создавать благоприятные условия для стабилизации некоторых неустойчивостей плазмы. В частности, дифференциальное вращение плазмы в скрещенных радиальном электрическом и аксиальном магнитном полях должно приводить к стабилизации наиболее опасных желобковых и ион-циклотронных колебаний плазмы, особенно значимых в осесимметричных ловушках.

В 2022 году были созданы системы управления потенциалами лимитеров и секций плазмоприемника в правом баке расширителя магнитного потока. Условная схема питания внутрикамерных электродов показана на Рис. 11. Важно отметить, что крайняя силовая линия, касающаяся апертуры всех лимитеров, опирается на третий электрод плазмоприемников в обоих расширителях. Лимитеры в расширителях находятся



под плавающим потенциалом, а требуемый радиальный профиль радиального электрического поля и дифференциального вращения создаётся путем подачи отрицательного потенциала на плазмоприемники и положительного – на лимитеры внутри центральной ловушки. Система питания использует управляемые АС-DC источники, последовательное соединение которых позволяет создавать полное напряжение на центральном электроде плазмоприёмника системы от  $\pm 15$  до  $\pm 275$  В. Выходы всех источников подключены к конденсаторам емкостью 6,8 мФ для увеличения импульсной токоотдачи. Управление системой подачи потенциалов осуществляется при помощи платы Nucleo с 32-разрядным микроконтроллером, имеющем архитектуру Cortex M4.

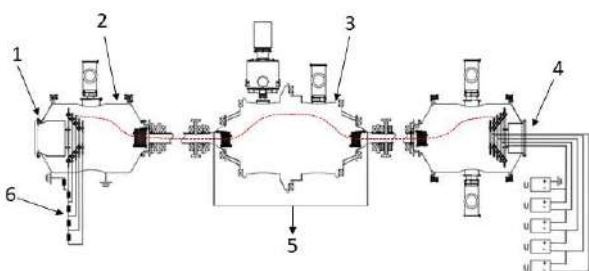


Рисунок 11. Схема питания внутрикамерных электродов установки ГОЛ-НВ: 1 – плазменная пушка; 2 – бак расширителя; 3 – центральная ловушка; 4 – система подачи потенциалов на плазмоприемники в правом расширителе; 5 – к управляемому источнику питания центральных лимитеров; 6 – резистивный делитель нагрузки входного плазмоприёмника. Пунктирной линией условно обозначена силовая линия, касающаяся центральных электродов всех лимитеров.

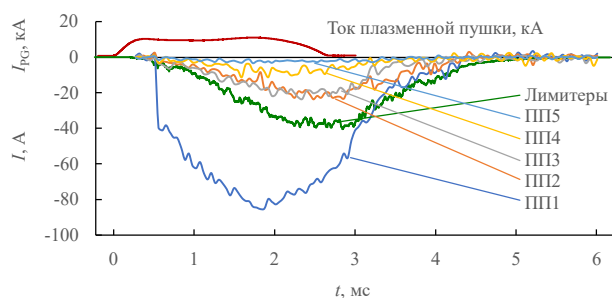


Рисунок 12. Подборка типичных сигналов, характеризующих работу систем питания внутрикамерных электродов. Ток плазменной пушки приведен в качестве масштаба по времени, радиальные сегменты плазмоприёмника пронумерованы от центра к краю ПП1...5.

На Рис. 12 приведена подборка типичных сигналов, характеризующих работу системы. В течение эксперимента снижение установленных потенциалов на электродах из-за разрядки емкостей источника не превышает 10%, при необходимости данная цифра может быть уменьшена простым увеличением буферной емкости. Система подачи потенциалов на электроды и измерения параметров введена в эксплуатацию и штатно используется во всех экспериментах, проводимых на установке.

Основной результат влияния потенциала, прикладываемого на лимитеры в центральной ловушке, показан на Рис. 13. Потенциал правых выходных плазмоприемников был равен -200 В. Нагревные пучки включались одновременно с плазмой. Как видно, с ростом положительного потенциала лимитеров происходит увеличение захвата нагревных пучков. Вклад тока, текущего на лимитеры, в энергобаланс системы является незначительным. Заметная разница в токах на лимитеры при потенциалах +100 и +200 В не приводит к дополнительному увеличению захвата пучков. Это означает, что подача потенциала на лимитеры, в первую очередь, положительно влияет на удержание плазмы. При нулевом потенциале лимитеров плазма имеет более низкие линейную плотность и поперечный размер, что приводит к повышенным потерям в течение работы плазменной пушки из-за достаточного большой концентрации газа на периферии плазмы, а также к быстрому снижению захвата пучков сразу после начала спада тока разряда плазменной пушки.

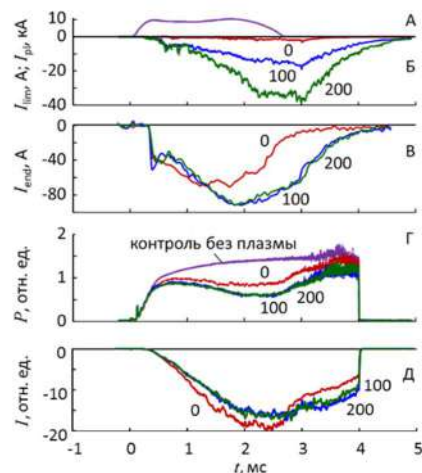


Рисунок 13. Сигналы при различных потенциалах лимитеров в центральной ловушке (метки у кривых в вольтах): А – ток разряда в плазменной пушке, Б – суммарный ток двух лимитеров в центральной ловушке, В – ток центральной секции выходного плазмоприёмника, Г – плотность тока нагревного нейтрального пучка, прошедшего сквозь вакуумную камеру (приведен также сигнал в контрольном эксперименте без плазмы; чем меньше сигнал с плазмой, тем лучше коэффициент захвата пучка), Д – поток нейтралов перезарядки в канале 25 кэВ.

Изучение поведения плазмы во время экспериментов с дополнительным нагревом атомарными пучками проводилось при помощи подвижного двойного ленгмюровского зонда, установленного в область между точкой остановки быстрых ионов и лимитером на  $z = 0,86$  м. Измерялся радиальный профиль ионного тока насыщения. При расположении на указанной координате, быстрые ионы не попадают на зонд, однако зонд несколько ухудшает нагрев плазмы из-за того, что в плазму вводится твердое тело (керамическая трубка диаметром 2 мм).

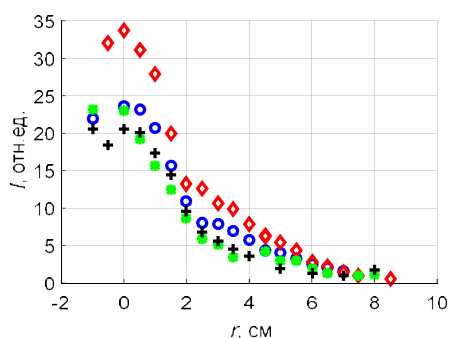


Рисунок 14. Усредненный по времени радиальный профиль тока двойного ленгмюровского зонда, расположенного в центральной ловушке между точкой остановки быстрых ионов и лимитерами. Ромбы – с нейтральной инъекцией, лимитеры +150 В; окружности – без инъекции, лимитеры +150 В; точки – с инъекцией, лимитеры 0 В; кресты – без инъекции, лимитеры 0 В.

В экспериментах варьировались следующие параметры: количество работающих инжекторов (1 или 2), длительность инъекции (от 0,5 до 5 мс), момент начала инъекции относительно старта разряда в плазменной пушке (от 0 до 3 мс). Из-за ограниченного объема отчёта здесь будет рассмотрен только один режим с одновременным началом создания плазмы и инъекции. Интегральный результат влияния инъекции пучков в установку, а также влияния подачи положительного потенциала на лимитеры центральной секции, показан на Рис. 14. Сигналы зонда флуктуируют, особенно на периферии, поэтому на данном рисунке приведены усреднённые значения, измеренные вблизи плато по плотности (интервал 2 – 2,5 мс на рисунке 13). Можно сделать вывод о том, что явный эффект от дополнительного нагрева проявляется только при одновременной подаче положительного потенциала на лимитеры. Необходимо отметить, что проекция лимитера вдоль силовых линий в точку расположения зонда ограничивает плазму по радиусу  $R = 7$  см, а проекция центрального электрода плазмодриемника, задающего на торце одинаковый потенциал, захватывает радиус  $r = 4$  см. Вторым по высоте и ширине профилем является профиль без нагрева пучками и с подачей положительного потенциала на лимитеры. При заземленных лимитерах профиль плотности ниже как для стартовой плазмы, так и при её нагреве нейтральными пучками.

#### Заключение по работам на установке ГОЛ-NB

Главным результатом работ 2022 года является следующее. Продемонстрирована полная работоспособности установки и имеющихся диагностик в проектной конфигурации ГОЛ-NB, начаты регулярные эксперименты по основной физической программе. Проведены эксперименты по нагреву плазмы в центральной ловушке ГОЛ-NB мощными пучками атомов водорода с энергией до 25 кэВ из двух инжекторов с суммарной мощностью более 1 МВт, изучены закономерности нагрева плазмы в ловушке. Все эксперименты прово-

дились при соленоидальном включении секций сильного поля. Полученные результаты в целом соответствуют ожидавшимся, хотя был обнаружен достаточно сильный канал потерь быстрых ионов при их перезарядке на нейтральном газе, накапливающемся в центральной ловушке в течение эксперимента. Наличие дополнительных потерь быстрых частиц повышает необходимость создания систем дополнительного нагрева плазмы для достижения проектной температуры плазмы, удовлетворяющей при имеющейся плотности условию оптимального удержания при переходе в многопробочный режим  $\lambda \sim l$ .

В целом подтверждается исходное предположение о положительном влиянии принудительного создания радиального электрического поля в плазме на параметры плазмы в ловушке. При фиксированном источнике стартовой плазмы это означает, что качество удержания (устойчивость) плазмы в ловушке действительно улучшается. При нагреве плазмы методом нейтральной инъекции не наблюдается значительного ухудшения устойчивости либо появления новых мод МГД-возмущений.

#### Работы на установке СМОЛА.

##### Установка СМОЛА: общее описание.

Для улучшения энергетического времени жизни плазмы и повышения термоядерной эффективности открытых ловушек следующего поколения была предложена концепция подавления продольных потерь из открытой ловушки газодинамического типа за счёт динамического многопробочного удержания винтовыми пробками с управляемым вращением плазмы. Теоретически предсказана экспоненциальная зависимость эффективности подавления потерь от длины участка с винтовым полем, приводящая к существенному повышению эффективного пробочного отношения в открытой ловушке.

Проверка данной концепции проводится на установке СМОЛА в ИЯФ СО РАН. Схема установки приведена на Рис. 15. Основной частью установки является уединённая винтовая пробка, содержащая 12 периодов винтового поля. Соотношение винтовой и продольной компонент магнитного поля в винтовой секции может быть произвольно изменено. Вращение плазмы задаётся контролируемым профилем радиального электрического поля и происходит с угловой скоростью, слабо зависящей от радиуса. Плазма запирается между указанной «уединённой пробкой» и источником плазмы, расположенном в локальном максимуме поля. Эффективность предложенной концепции может быть определена по изменению параметров плазмы вдоль винтовой секции в различных режимах магнитного и электрического поля. В экспериментах 2022 года использовалась плазма со следующими параметрами: концентрация  $n_i = (0,3-10) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ , температуры ионов и электронов  $T_i = 2-8 \text{ эВ}$  и  $T_e = 5-30 \text{ эВ}$  соответственно, радиус плазмы  $r \sim 5$  см, ведущее магнитное поле в винтовой секции  $B = 40-100 \text{ мТл}$ , период винтового поля 18 см. Скорость вращения плазмы составляла  $\omega \sim (1,0-1,2) \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

Обмен импульсом между популяциями частиц, а следовательно, эффективное многопробочное удержание возможно при обезразмеренной частоте столкновений  $\nu^* = l/\lambda \sim 1$ . В тоже время, задачи магнитного удержания плазмы для управляемого термоядерного синтеза требуют моделирования режима «редкой горячей» плазмы, то есть,  $\nu^* \ll 1$ . Возможность подавления продольных потерь частиц и энергии многопробочными секциями любого типа для плазмы с плотностью  $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и температурой  $T > 1 \text{ кэВ}$  требует повышения частоты столкновений ионов относительно частоты кулоновских столкновений, то есть, аномального рассеяния ионов. Существенным следствием этого является улучшение времени жизни плазмы при развитии в плазме турбулентности любого типа. Из этого следует, что важной экспериментальной задачей программы многопробочных ловушек является исследование механизмов аномального рассеяния ионов за счёт внутренних процессов в плазме.

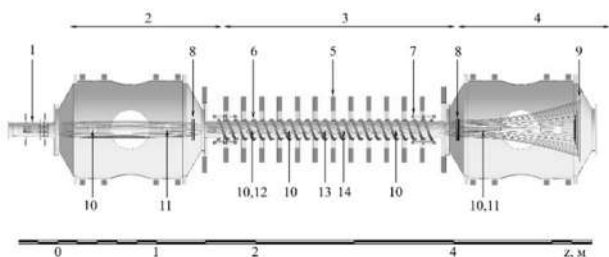


Рисунок 15. Схема установки СМОЛА с используемыми диагностиками. 1 – источник плазмы, 2 – входной расширитель, 3 – транспортная секция, 4 – выходной расширитель, 5 – прямой соленоид, 6 – винтовая обмотка, 7 – катушки коррекции, 8 – лимитер, 9 – приёмник плазмы, 10 – двойной зонд, 11 – доплеровский спектрометр, 12 – УФ-фотодиод, 13 – магнитный зонд, 14 – зонд Маха.

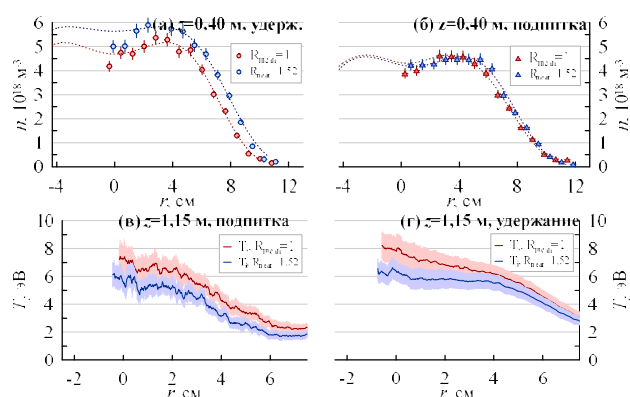


Рисунок 16. Радиальные распределения параметров плазмы в прямом и винтовом поле. (а) – плотность плазмы в режиме удержания, (б) – плотность плазмы в режиме подпитки, (в) – ионная температура плазмы в режиме подпитки, (г) – ионная температура плазмы в режиме удержания.

Эксперименты в 2022 году проводились в двух режимах, различающихся направлением вращения плазмы в винтовом магнитном поле. В первом случае

направление движения магнитных возмущений совпадает с направлением градиента плотности плазмы, что позволяет моделировать удержание плазмы винтовыми пробками («режим удержания»). Во втором случае направление движения магнитных возмущений и градиент магнитного поля противоположны. Подобная конфигурация эксперимента моделирует процесс подпитки веществом в ловушке с двумя винтовыми пробками («режим подпитки»). Эксперименты проводились при различных плотностях и температурах плазмы при значении обезразмеренной столкновительности  $1 < \nu^* < 12$ . Радиальное распределение плотности и ионной температуры в различных режимах работы установки показано на Рис. 16.

### Эксперименты по удержанию плазмы в винтовом магнитном поле.

Для определения зависимости эффективности удержания плазмы винтовой многопробочной системой вычислялись интегральные по сечению плазменного шнура значения плотности и потока плазмы. Значения нормировались на соответствующие значения интегралов в прямом магнитном поле при неизменном потоке газа в источник плазмы, то есть, нормированные интегральные плотности и потоки в прямом магнитном поле принимались равными единице во всём диапазоне плотностей. При эффективном удержании величина нормированного потока в транспортной секции должна быть ниже единицы и должна снижаться с увеличением продольной координаты.

В режиме удержания плазмы при скорости вращения, соответствующей максимальной величине радиального электрического поля  $E_r = 10 \text{ В/см}$ , значение нормированного потока плазмы в выходной области транспортной секции составляло  $F_{norm} = 0,66 \pm 0,13$  при среднем по сечению пробочном отношении  $R_{norm} = 1,35$  и  $F_{norm} = 0,43 \pm 0,10$  при среднем по сечению пробочном отношении  $R_{norm} = 1,52$  (Рис. 17). Важным фактом является отсутствие статистически значимой зависимости нормированного потока от плотности плазмы и кулоновской столкновительности. Значение р-критерия для гипотезы потока, не зависящего от плотности, составляет  $p = 0,35 - 0,65$  для различных продольных координат в транспортной секции. В экспериментах при скорости вращения, соответствующей максимальной величине радиального электрического поля  $E_r \approx 20 \text{ В/см}$ , также не наблюдалось зависимости нормированного потока плазмы от длины свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений. Постоянные нормированные плотность и поток экспериментально наблюдались в области удержания, транспортной секции и выходном расширителе; в том числе, от плотности не зависел нормированный обратный поток ионов, возникающий в приосевой области плазмы при наличии винтовой гофрировки.

В режиме подпитки нормированный поток существенно зависит от плотности плазмы. Поток остаётся неизменным только во входной области транспортной секции (Рис. 17 а). В выходной части транспортной секции поток существенно отличается от постоянной

( $p < 0,003$ ). При высокой плотности поток в винтовом магнитном поле несколько ниже, чем при прямом магнитном поле ( $F_{norm} = 0,79 \pm 0,17$ ). При низкой плотности плазмы поток также снижается ( $F_{norm} = 0,63 \pm 0,21$ ). Напротив, при средней плотности  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  поток через транспортную секцию существенно увеличивается и составляет ( $F_{norm} = 1,40 \pm 0,16$ ). Одинаковая зависимость наблюдается при различной величине ведущего магнитного поля  $B_z = 50\text{--}100 \text{ мТл}$  и глубине гофрировки  $R_{mean} = 1,35\text{--}1,7$ . Тем самым, для работы с подпиткой плазмы веществом через винтовую пробку предположительно может существовать оптимальная плотность, обеспечивающая наибольшую эффективность работы системы.

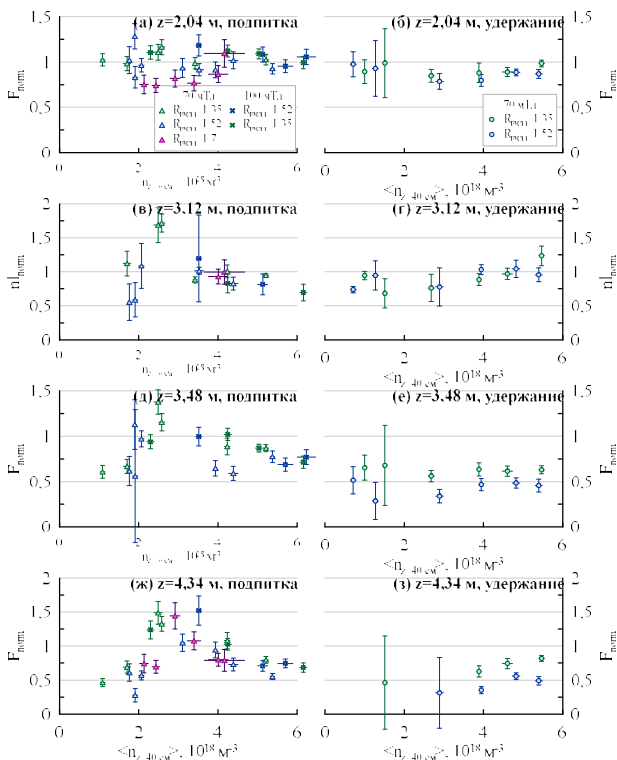


Рисунок 17. Зависимость нормированных интегральных потоков в различных продольных координатах от средней плотности в области удержания. Слева — режим подпитки, справа — режим удержания. (а, б) — на входе в транспортную секцию, (в, г) — в дальней части транспортной секции, (д, е) — на выходе из транспортной секции, (ж, з) — в выходном расширителе.

В режиме подпитки поток запертых ионов направлен в том же направлении, что и поток плазмы, следовательно, относительные скорости меньше, чем в предыдущем случае. При плотности  $n = 4 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  ион рассеивается на длине порядка одного периода винтового поля, и система действует аналогично классической многопробочной ловушке. При низкой плотности популяция запертых частиц отсутствует, и ионы покидают ловушку за время пролёта. В промежуточном диапазоне плотностей столкновительность достаточна для того, чтобы существовала доля захваченных частиц  $\kappa \ll 1$ . Запертые частицы движутся вместе с возмущениями поля на расстояние порядка нескольких

периодов гофрировки. Доля захваченных частиц за счёт их высокой скорости достаточна для изменения средней по всем частицам скорости движения, однако недостаточна для формирования функции распределения, отвечающей режиму среднемасштабной гофрировки. Тем самым, один из конусов потерь является обеднённым. При этом среднее время пролёта частиц через транспортную секцию может быть меньше, чем время пролёта в случае тепловых ионов.

Наблюдаемые зависимости могут объясняться следующими механизмами. В обоих случаях существует популяция ионов, захваченных между максимумами периодического магнитного поля. В режиме удержания поток захваченных ионов движется в направлении, противоположном направлению потока; его локальная плотность может превышать локальную плотность истекающей из ловушки плазмы. Скорость запертых частиц сравнима со скоростью движения магнитных возмущений в системе отсчёта плазмы. Подобный поток может служить источником свободной энергии для микронеустойчивостей, приводящих к рассеянию ионов по углам и аномальной столкновительности. Тем самым, удержание может происходить в широком диапазоне плотностей.

#### Экспериментальные и теоретические исследования колебаний плазмы в винтовом поле.

Для большинства разрядов характерно возникновение двух колебаний, частоты которых лежат в диапазоне 20–40 и 50–70 кГц (Рис. 18). Отношение частот зависит от экспериментальных условий и лежит в пределах  $f_2/f_1 = 1,5\text{--}2$ . Частоты и их поведение зависят как от магнитной конфигурации (прямое либо винтовое поле), так и от направления действующей на плазму силы. Радиальная и азимутальная локализация колебаний также существенно зависит от магнитной конфигурации эксперимента. В прямом магнитном поле колебания возникают в области, близкой к точке максимума радиального электрического поля ( $r = 3,5\text{--}4 \text{ см}$ ,  $r/a \approx 0,7$ ). Для более внутренних областей радиальная компонента волнового вектора направлена к оси плазмы; для более внешних — к периферии. Колебание развивается на азимутальной моде  $m = 1$ .

В винтовом магнитном поле низкочастотные колебания синфазны в центральной области плазмы, для которой характерно твердотельное  $E \times B$  вращение ( $1 \text{ см} < r < 4 \text{ см}$ , в приосевой области колебания не детектируются). Колебание развивается на чётной азимутальной моде. Во всех случаях сдвиг фаз между детектируемыми колебаниями в точках, смещённых по продольной координате, соответствует длинам волн, сравнимым с длиной транспортной секции.

В ходе теоретических исследований обнаружено, что хаотическое электрическое поле не влияет на эффективность запираения потока плазмы и только увеличивает радиальную диффузию. Путем численного моделирования движения ионов исследовано влияние волн различных типов на запираение потока плазмы. Условие резонанса волны с запетыми ионами (постоянство фазы волны на траектории иона) принимает вид

$\omega \approx \omega_{ExB}(m+k_{\parallel}/k)$ . Если частота волны меньше частоты электрического дрейфа (что наблюдается в эксперименте), то это условие может выполняться либо при  $m = 0$  (осесимметричные возмущения), либо если длина волны возмущения примерно в  $m$  раз меньше периода гофрировки. Для эффективного торможения потока вытекающей плазмы напряженность  $E$  электрического поля в волне с  $m = 0$  должна удовлетворять условию  $E > T_{\parallel}/L$ , где  $L$  – длина винтовой секции. Для стоячих электростатических волн с длиной волны, равной длине ловушки, и фазовой скоростью  $\omega/k_{\parallel}$ , равной скорости запертых ионов  $\omega_{ExB}/k$ , наблюдалось формирование потока возвращающихся ионов, который при амплитуде поля волны 1 В/см составлял примерно 80% от потока вытекающих ионов и практически не зависел от плотности фоновых ионов.

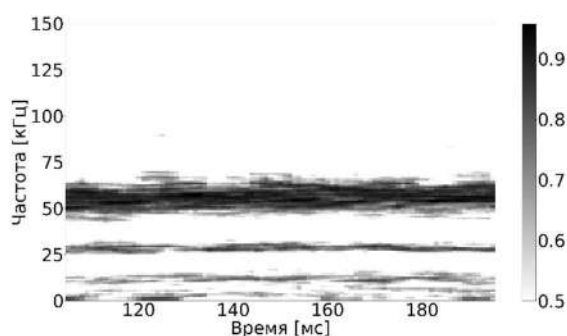


Рисунок 18. Спектрограмма когерентности колебаний электрического потенциала в точках, лежащих на одной магнитной поверхности и разнесённых по азимутальной координате на  $\Delta\theta = \pi$ .

Рассчитаны резонансы, связанные с взаимодействием ионов со спиральной и осесимметричной гофрировкой. Показано, что для эффективного резонансного взаимодействия запертых между винтовыми пробками ионов с осесимметричной гофрировкой требуется чтобы отношение периода гофрировки к шагу винта было порядка единицы. Расчеты продемонстрировали подавление потока через винтовую секцию при наложении осесимметричной гофрировки, однако одновременно вырастают поперечные потери ионов.

#### **Заключение по работам на установке СМОЛА.**

Проведены эксперименты по удержанию плазмы винтовыми пробками в широком диапазоне безразмерной столкновительности плазмы. Важным фактом является отсутствие статистически значимой зависимости нормированного потока от плотности плазмы и кулоновской столкновительности в режиме удержания. Постоянные нормированные плотность и поток экспериментально наблюдались в области удержания, транспортной секции и выходном расширителе; в том числе, от плотности не зависел нормированный обратный поток ионов, возникающий в приосевой области плазмы при наличии винтовой гофрировки. Тем самым, наблюдаются признаки наличия аномальной столкновительности, возникающей за счёт неустойчивостей, вызванных неравновесностью функции распределения с существенной популяцией захваченных

ионов, движущихся со скоростью движения магнитных возмущений. Получена информация о динамике плазмы в режиме подпитки, существенно важная для определения эффективности удержания в системе с двумя винтовыми пробками. При средней плотности плазмы  $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$  поток через транспортную секцию существенно увеличивается и составляет ( $F_{norm} = 1,40 \pm 0,16$ ). Тем самым, для работы с подпиткой плазмы веществом через винтовую пробку предположительно может существовать оптимальная плотность, обеспечивающая наибольшую эффективность работы системы.

Исследования многопробочного удержания проводились в рамках проектов РФФ 21-12-00133, РФФ 22-12-00133, темы 1.3.4.1.2 Плана научно-исследовательских работ.

## ПРОВЕДЕНИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КИЛОАМПЕРНЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ МЭВ-ной ЭНЕРГИИ

*Исследование генерации субмм излучения в пучково-плазменной системе при различных условиях инжекции релятивистского электронного пучка.*

На установке ГОЛ-ПЭТ получили дальнейшее развитие исследования накачки релятивистским электронным пучком (РЭП) плазменных волн и механизмов их трансформации в электромагнитные волны, выходящие в свободное пространство. Исследования проводятся в условиях инжекции килоамперного РЭП в плазменный столб, удерживаемый сильным магнитным полем. Экспериментальная установка состоит из ускорителя прямого действия У-2, генерирующий пучок длительностью до восьми микросекунд, и магнитно-плазменной системы, создающий плазменный столб с плотностью до  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  в магнитном поле до 4,5 Тл. Формирование плазменного столба осуществляется в результате инициирования высоковольтного (20 кВ) пробоя в облаке нейтрального газа, протяженностью 140 см. В эксперименте использовался водород, которой впрыскивался в камеру через систему импульсных клапанов и растекался по ней до начала высоковольтного разряда в течение времени 11 мс. В плазменный столб, сформированный этим разрядом, осуществлялась инжекция РЭП, генерируемого ускорителем У-2. Транспортировка пучка электронов и удержание плазмы обеспечиваются профилированным вдоль оси установки распределением ведущего магнитного поля, индукция которого в плазме достигает 4,5 Тл.

### Проведение серии экспериментов по генерации излучения при различной конфигурации ведущего магнитного поля установки.

В текущем отчетном году была проведена новая серия экспериментов по формированию плазменного столба и генерации в нём излучения при различной конфигурации магнитного поля установки, которая существенно влияет на условия инжекции РЭП в плазменный столб и его прохождения по плазме. В ходе этих экспериментов варьировалась конфигурация силовых линий ведущего магнитного поля. Для создания магнитного поля на установке ГОЛ-ПЭТ используется набор катушек, ток по каждой из которых масштаба нескольких килоампер может варьироваться независимо от других. Это задаёт необходимое распределение индукции магнитного поля вдоль оси установки на всей её длине. Ток в катушках задаётся напряжением

зарядки конденсаторных блоков, от которых они записываются через тиристорные коммутаторы. В Таблице 1 приведены величины напряжения зарядки конденсаторных блоков для двух различных вариантов проведения экспериментов. В первом столбце таблицы представлен вариант, использовавшийся в ранее проводимых сериях экспериментов (Вариант 1). Во втором столбце таблицы приведены напряжения зарядки конденсаторных блоков применительно к проведению экспериментов с повышенной степенью сжатия сечения пучка при его инжекции в плазменный столб. Величина индукции магнитного поля в плазменном столбе при заданном напряжении зарядки батарей указана в ячейках последней строки.

Таблица 1. Напряжение зарядки конденсаторных блоков для двух вариантов питания катушек с различным местом расположения.

Место расположения катушек	Вариант 1	Вариант 2
Катушки на ускорительном диоде, кВ	2	1,25
Катушки на камере трансформации пучка, кВ	4	2,5
Катушки соленоида для удержания плазмы, кВ	4	3,5
Среднее поле в соленоиде, Тл	3,8	3,3

Осциллограммы тока пучка на различных участках вакуумной камеры для этих условий приведены на Рис.1 в сопоставлении с токами для Варианта 1.

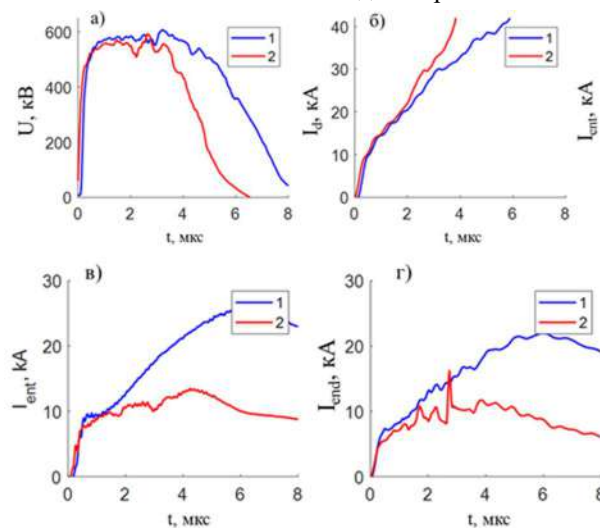


Рисунок 1. Осциллограммы напряжения и тока пучка электронов. Напряжение на диоде (а); ток в диоде (б); на входе в плазменный столб (в); на выходе из плазменного столба (г). Синие линии представляют Вариант 1 в таблице 1 (выстрел 14392); красные линии на графиках – Вариант 2 в таблице 1 (случай повышенного сжатия сечения РЭП, выстрел 14395).

При зарядке конденсаторных блоков по Варианту 2, показанной в соответствующем столбце таблицы 1,

наблюдается дополнительное увеличение диодного тока, которое вызвано быстрым снижением динамического сопротивления диодного промежутка и, соответственно, уменьшением длительности генерации пучка релятивистских электронов. Кроме того, в случае Варианта 2 по геометрии магнитного поля (повышенное отношение индукции поля в плазменном столбе к её величине в диоде ускорителя У-2) принципиально изменился характер поведения во времени плотности плазмы во время инжекции пучка. Этот факт демонстрирует результат регистрации лазерным интерферометром зависимости средней по диаметру плазменного столба плотности плазмы от времени (см. рис. 2а). Синие линии соответствуют Варианту 1 зарядки конденсаторных блоков, представленному в таблице 1, а красные - Варианту 2 зарядки блоков. Видно, что при инжекции пучка в течение первых двух микросекунд плотность плазмы в обоих случаях растёт во времени одинаковым образом. Но далее по времени её поведение кардинально различается. В случае сжатия сечения пучка по Варианту 1 (синие линии) интегральная по диаметру столба плотность продолжает расти в течение всей длительности инжекции. Но в случае повышенной степени сжатия сечения пучка по Варианту 2 (красные линии), плотность плазменного столба после достижения за 2-е микросекунды величины  $(4 - 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  в дальнейшем остается практически на неизменном уровне в течение всей длительности инжекции. При этом, средняя величина плотности плазмы, вычисленная по результатам измеренной интерферометром, довольно близка к величинам локальной плотности плазмы, зарегистрированной по лазерному рассеянию в различных точках по радиусу плазменного столба (см. рис. 2б). При этом следует отметить, что эти две лазерные диагностики измеряют плотность плазмы в сечениях столба, расположенных на расстоянии 22 см вдоль оси установки. При этом, перепад плотности по диаметру столба оказался заметно ниже в режиме с повышенной сжатием сечения пучка.

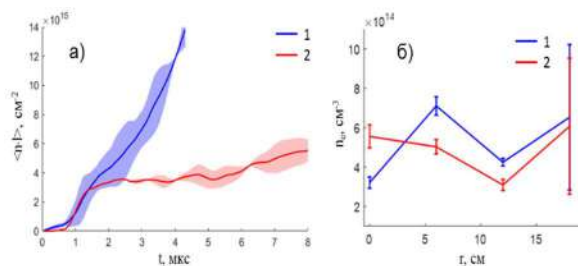


Рисунок 2. Усредненная по пяти выстрелам динамика средней по диаметру плотности плазмы, измеренная интерферометром Майкельсона (а); синие линии - Варианта 1 и красные линии - Варианта 2. Локальный профиль плотности, измеренный системой томсоновского рассеяния в момент времени 1,5 мкс после начала инжекции РЭП (б) в случае Варианта 1 (выстрел №14528) и Варианта 2 (выстрел №14543).

### Регистрация характеристик выведенного из вакуума в атмосферу потока ТГц-излучения.

В связи обнаруженным качественным изменением характера распределения плотности плазмы по диаметру столба при изменении степени сжатия сечения пучка за счёт изменения профиля распределения индукции магнитного поля вдоль оси установки, большая доля экспериментов прошедшего года была направлена на измерение характеристик излучения и параметров пучка электронов в режимах с повышенным сжатием его сечения. Измерения спектрального состава излучения, выходящего вдоль оси пучково-плазменной системы, показало, что спектральная плотность излучения локализована в области частоты верхне-гибридных колебаний 230-250 ГГц и строго соответствует величине плотности плазмы  $6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , которая в ходе импульса инжекции пучка оставалась неизменной около полутора микросекунд (см. рис. 3)

Измерения энергосодержания в импульсе излучения в этой серии экспериментов были проведены с использованием калориметра предоставленного коллегами из Института прикладной физики РАН (г. Нижний Новгород). В связи с модификацией узла вывода излучения была изменена конфигурация проведения калориметрических измерений. На рис. 3 приведены характерные сигналы, поступающие от калориметра для двух вариантов его размещения при регистрации потока излучения, генерируемого в плазменном столбе. В первом варианте размещения он располагался за выходным окном из ТПХ материала, отделяющим вакуумный объём от атмосферы зала. Это окно было отнесено на расстояние 1,5 м от плоскости поворотного зеркала, установленного в вакуумной камере. Это зеркало изменяло направление распространения потока излучения, выходящего вдоль оси плазменного столба, на перпендикулярное к оси. Результат измерений с помощью набора термопар температуры специального цилиндрического слоя, поглощающего поступившего на вход потока излучения, представлен для этого случая на Рис. 3 синим цветом.

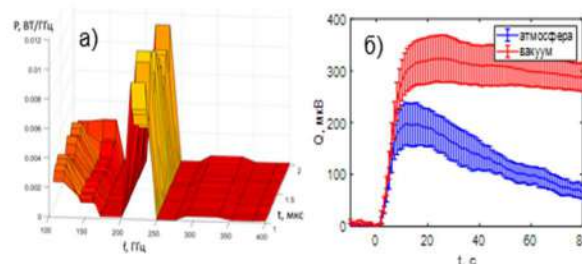


Рисунок 3. Спектр излучения (а) и показания калориметра (б), зарегистрированные в условиях магнитного поля, обеспечивающего повышенное сжатия сечения РЭП. Синяя кривая – калориметр размещён за выходным окном из ТПХ. Красная кривая – калориметр присоединён непосредственно к вакуумной камере.

Во втором варианте размещения калориметра, он присоединялся непосредственно к вакуумной камере установки вместо указанного выше выходного окна. Результат измерений представлен на рис. 3 красным цветом. Из представленных на рисунке результатов видно, что наличие разделяющего окна снижает показания калориметра почти в два раза. Не менее важным является и тот факт, что характерное время остывания поглощающего излучение слоя в условиях присутствия атмосферного воздуха в полости калориметра почти на порядок величины меньше времени его остывания при создании вакуума в этой полости. Если ориентироваться на чувствительность калориметра к импульсному потоку микросекундной длительности масштаба 80 мкВ на один джоуль, то можно дать оценку энергосодержания в потоке излучения на уровне 4-х джоулей в указанном интервале частот 230-250 ГГц.

Таким образом, по итогам работы в 2022 году были проведены исследования генерации излучения в пучково-плазменной системе при различных вариантах конфигурации ведущего магнитного. Реализованы условия эксперимента с повышенным сжатием сечения РЭП при его инжекции в плазменный столб, которые обеспечивают формирование неизменного во времени профиля плотности плазмы. Проведены измерения спектрального состава, энергосодержания в импульсе излучения с одновременной регистрацией плотности плазмы и энергетического разброса в пучке электронов для данного режима работы установки.

*Начало экспериментов по генерации ТГц-излучения по двухстадийной схеме на установке ЭЛМИ. Создание диагностического комплекса для измерения временной динамики и спектрального состава импульсов миллиметрового и ТГц-излучения.*

В ИЯФ СО РАН совместно с ИПФ РАН (Нижний Новгород) предложена и активно развивается концепция планарных мазеров на свободных электронах (МСЭ) на основе релятивистских электронных пучков (РЭП) с ленточной геометрией поперечного сечения. Эта концепция позволяет осуществить генерацию мегаваттных потоков когерентного миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (субмм) излучения длительностью в сотни наносекунд. На установке ЭЛМИ в планарном генераторе с одним ленточным пучком в потоке 4-мм (частота 75 ГГц) излучения достигнут уровень мощности ~20 МВт при длительности импульса ~100 нс. Исходя из достигнутого результата, мы планируем получить импульсы излучения высокой импульсной мощности в субмиллиметровом и даже в терагерцовом диапазонах по схеме двухстадийного планарного МСЭ-генератора. Для обеспечения высокого уровня когерентности генерируемого 4-мм излучения нами используется распределенная обратная связь, осуществляемая с помощью резонансных брэгговских структур. С помощью этого же механизма может обеспечиваться когерентность излучения, генерируемого в

двухстадийном планарном МСЭ-генераторе на установке ЭЛМИ.

#### Схема эксперимента по генерации ТГц-излучения по двухстадийной схеме.

Схема эксперимента по генерации излучения в двухстадийном МСЭ-генераторе на основе двух ленточных электронных пучков с однопроходным рассеянием 4-мм волны представлена на Рис. 4. В этом эксперименте два ленточных электронных пучка генерируются одновременно в общем магнитно-изолированном диоде, в котором поток силовых линий ведущего для электронов пучка магнитного поля сжимается от катода к аноду. После прохождения электронами, эмитируемыми катодом, анодной щели и формирователя в сечении пучков остаётся только их центральная часть с наименьшим угловым разбросом электронов. Именно такие пучки инжектируются в электродинамическую систему МСЭ-генератора. При прохождении по этой электродинамической системе пучки накачивают электромагнитные колебания и далее сбрасываются на коллекторы.

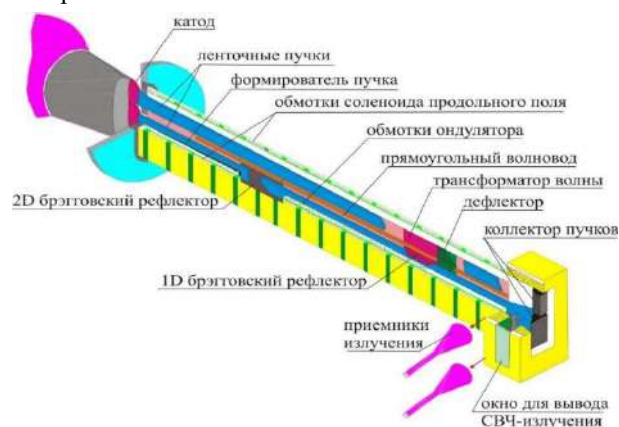


Рисунок 4. Схема двухстадийного МСЭ-генератора на основе двух релятивистских электронных пучков ленточного сечения.

Структура двухстадийного генератора включает в себя две секции. В его низкочастотной секции (НЧ), расположенной в нижнем щелевом вакуумном канале генератора, первый ленточный пучок генерирует мощный (~20 МВт) поток 4-мм излучения по схеме планарного мазера на свободных электронах с комбинированным брэгговским резонатором. Генерируемый в этом мазере поток излучения на частоте 75 ГГц направляется с помощью брэгговского дефлектора в высокочастотную секцию (ВЧ), расположенную в верхнем щелевом канале генератора, где осуществляется его конверсия в квазикритическую волну. Эта волна рассеивается на встречно распространяющемся к ней ленточном пучке с энергией электронов 0,8-1 МэВ, что сопровождается преобразованием ее частоты из области 75 ГГц в диапазон 0,5-1 ТГц.

Перед проведением экспериментов по генерации миллиметрового и субмм излучения была существенно модернизирована диагностическая система установки ЭЛМИ.



### Создание диагностического комплекса для измерения временной динамики и спектрального состава импульсов миллиметрового и ТГц-излучения.

Для регистрации временной динамики и частотного спектра миллиметрового излучения, генерируемого НЧ-секцией генератора, используется набор имеющихся на установке ЭЛМИ диагностик, которые обеспечивают различный уровень спектрального разрешения. Для ориентировочной характеристики спектра излучения в диапазоне частот 70-80 ГГц используется два полупроводниковых детектора на горячих носителях с волноводными фильтрами. В свою очередь, для точного измерения спектрального состава потока излучения с разрешением  $\sim 10$  МГц применяется двухканальная гетеродинная диагностика, которая покрывает полосу частот шириной 4 ГГц в окрестности частоты задающего генератора. Для определения энергосодержания и средней мощности в импульсе миллиметрового излучения, генерируемого НЧ-секцией, используется калориметр. Визуализация направленности потока миллиметрового излучения и оценка его характерного модового состава осуществляются по результатам регистрации свечения панели из неоновых лампочек, которая размещается на пути распространения потока вблизи окна, через который выводится излучение НЧ-секции генератора.

Регистрацию временной динамики интенсивности и спектрального состава потока субмм излучения планируется реализовать с помощью двух основных диагностик. Первой из них является полихроматор, в котором входной поток субмм излучения делится на несколько частей с помощью поляризационных делителей. Далее, из каждой такой части потока с помощью полосового фильтра выделяется некоторая доля в узком частотном интервале. Эта выделенная доля потока направляется на детекторные приемники, в которых с помощью линз излучение фокусируется на GaAs - диодах с барьером Шоттки. Система регистрации совокупности этих детекторных приёмников перекрывает полосу частот 0,05 - 0,7 ТГц: временное разрешение каналов регистрации – 2 нс, а их чувствительность  $\sim 0,6$  В/Вт. Избирательность каждого из измерительных каналов по частоте достигается использованием сменных полосовых фильтров на основе частотно-селективных тонкопленочных структур с заданной полосой пропускания и внеполосовым ослаблением на уровне 30 дБ. Для регистрации ТГц излучения на более высоких частотах нами создана двухканальная диагностика на основе имеющегося в нашей лаборатории криогенного детектора, состоящего из двух болометров, размещенных в сосуде Дьюара с жидким гелием. Выделение требуемых спектральных диапазонов излучения в интервале 0,5-1,0 ТГц реализовано также с помощью полосовых фильтров, изготовленных на основе частотно-селективных тонкопленочных структур.

Работоспособность криогенного детектора была протестирована непосредственно в экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ, в которых мощный ( $\sim 4$  МВт) импульс ТГц излучения с полосой частот 0,1-1 ТГц и длительностью около 0,6 мкс регистрировался после

ослабления одновременно и полихроматором и двухканальным криогенным детектором.

### Результаты первой серии экспериментов по генерации ТГц-излучения по двухстадийной схеме.

Целью первой серии проведенных экспериментов на двухстадийном генераторе было достижение большой мощности излучения в его НЧ- секции при сохранении узкой полосы генерации на частоте 75 ГГц. Для решения этой задачи величина напряжения на диоде ускорителя была повышена до уровня 840 - 870 кВ, который поддерживался в течение времени более 1 мкс. Этот уровень напряжения необходим для выполнения условия синхронизма движения электронов пучка в ондуляторном поле с одной из мод брэгговского резонатора на частоте 74,6 ГГц, обладающей наибольшей добротностью. Кроме указанного требования к условиям генерации РЭП, для достижения максимальной мощности миллиметрового излучения в ходе экспериментов проводилось варьирование значения ведущего магнитного поля и величины амплитуды ондуляторного поля в НЧ-секции генератора. В результате этих экспериментов выбраны их оптимальные значения.

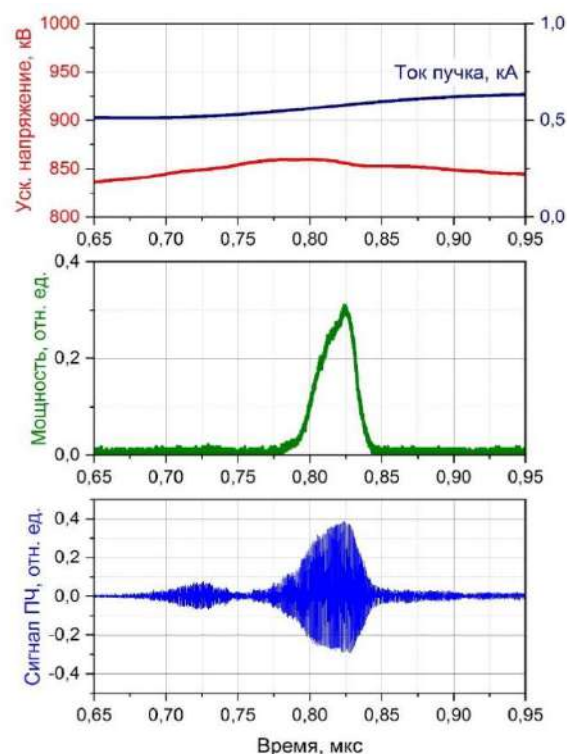


Рисунок 5 –Осциллограммы напряжения на диоде и тока пучка в НЧ-секции генератора (верх), сигнал с детектора мощности 4-мм излучения (средина), сигнал с балансного смесителя на промежуточной частоте (низ).

На Рис. 5 представлены осциллограммы напряжения на диоде и тока пучка в НЧ-секции генератора совместно с сигналами детектора мощности миллиметрового излучения и гетеродинной диагностики (сигналом с балансного смесителя) на промежутке времени 300 нс в течение длительности импульса излучения.

В этом выстреле были заданы оптимальные для генерации излучения величины ведущего однородного магнитного поля в канале и амплитуды индукции ондуляторного поля, которые составили 1,14 Тл и 0,138 Тл, соответственно. Как видно из рисунка, при большой мощности излучения в несколько десятков МВт, оцененной из показаний калориметра, характерная длительность генерации излучения не превышает 100 нс.

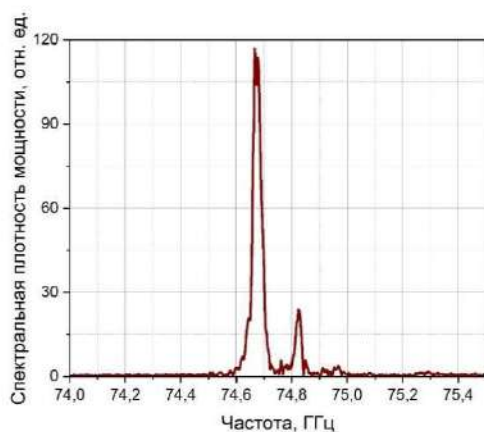


Рисунок 6 –Спектральный состав генерируемого излучения, полученный из сигнала со смесителя.

Таким образом, проведена серия экспериментов по достижению максимальной мощности в импульсе миллиметрового излучения из НЧ-секции двухстадийного генератора, выявлены основные закономерности процесса генерации этого излучения. Завершено создание комплекса для исследования характеристик генерируемого миллиметрового и субмиллиметрового излучения. Определены конкретные решения по дальнейшему развитию эксперимента.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

*IN SITU* исследование воздействия термических ударов на материалы, перспективные для покрытия первой стенки термоядерных реакторов. Карбид бора.

Одной из ключевых проблем проектов будущих термоядерных реакторов является время жизни обращённой к горячей плазме материальной стенки рабочей камеры реактора. Из перспективных классов материалов, предназначенных для покрытия стенок камеры, в последние годы особенно популярными становятся керамические композиты с малым средним зарядовым числом. При этом, однако, до сих пор не выяснена стойкость керамических композитов к воздействию термических ударов, которые, с одной стороны, считаются наиболее опасными для таких материалов, а с другой стороны, такие воздействия, особенно разрушительные для всех материалов, могут возникать в плазме термоядерных реакторов, при переходных процессах и плазменных неустойчивостях, характерных для плазмы с соответствующими параметрами. В лаборатории №10 был разработан стенд для *in situ* исследования воздействия термических ударов на тугоплавкие металлы, где источником теплового воздействия на образцы служит импульсный электронный пучок. Важной особенностью этого стенда является то, что диагностика, в основном оптическая, повреждения поверхности материала, осуществляется во время воздействия на материал и сразу после воздействия. Такой подход позволяет непосредственно наблюдать процессы повреждения материалов термическими ударами, лучше понять механизмы повреждения и выработать рекомендации по увеличению стойкости материалов. Использование мощных лазеров вместо электронного пучка для экспериментального моделирования воздействия термических ударов на материалы позволяет существенно расширить возможности эксперимента. Однако, наличие в рабочей камере интенсивного излучения нагревающего лазера требует подавления этого излучения в каналах оптических диагностик. В 2022 году был создан дополнительный стенд, где нагрев керамических образцов осуществляется мощным излучением лазера на неодимовом стекле с длиной волны 1,06 мкм, энергией в импульсе до 200 Дж при длительности импульса 0,6 мс, близкой к длительности термических ударов, связанных с возбуждением в токамаке неустойчивостей, локализованных на краю плазмы, ЭЛМов. В новом стенде используются две основных оптических диагностики: пирометрия и рассеяние излучения непрерывного диагностического лазера на поверхности образца, подвергнутого воздействию термических ударов. Схематически эти диагностики показаны на Рис. 1 и Рис. 2.

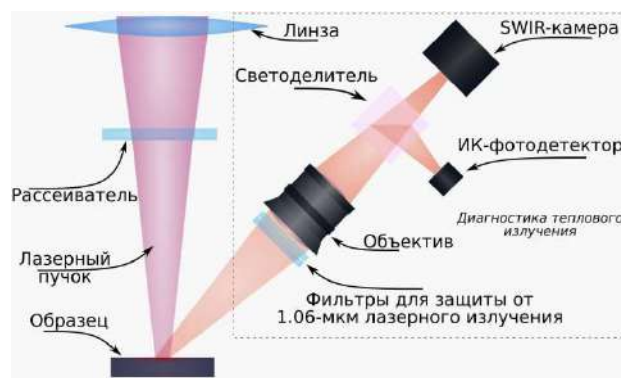


Рисунок 1. Схема пирометрической диагностики поверхности образцов, при воздействии на них импульсного лазерного излучения.

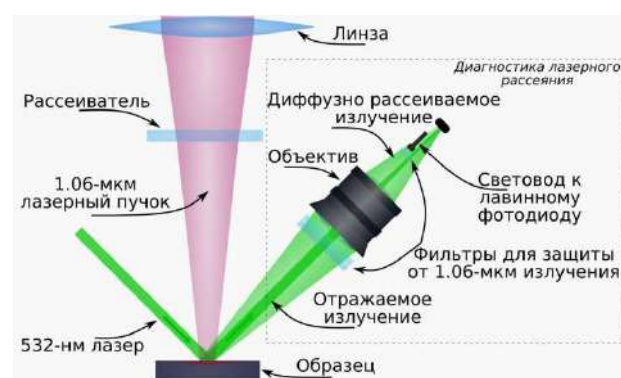


Рисунок 2. Схемы измерения динамики рассеяния диагностического лазерного излучения от поверхности, подвергнутой термическому удару.

Пирометрия позволяет измерять динамику температуры поверхности образца на участке, подвергнутом воздействию термического удара. Для этого используется инфракрасный фотодетектор. Кроме того, для определения пространственного распределения температуры в определённый момент времени, обычно, когда температура достигает максимума, используется быстрая камера, работающая в коротковолновом инфракрасном диапазоне (Short Wavelength InfraRed, SWIR) 0,9-1,7 мкм.

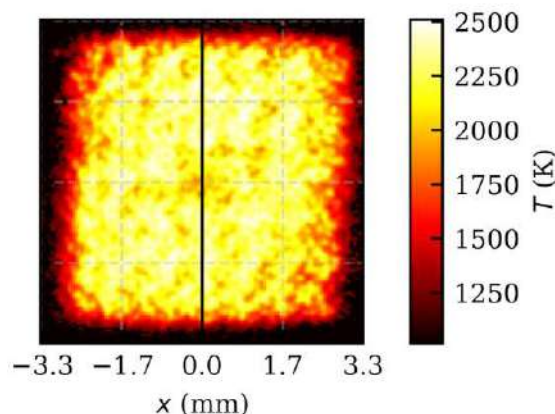


Рисунок 3. Тепловая картина поверхности образца из карбида бора, нагреваемого лазерным излучением.

Пример такого снимка показан на Рис. 3, где виден участок поверхности образца из карбида бора в момент максимального нагрева лазерным импульсом.

Динамика температуры нагреваемой лазером поверхности и интенсивности рассеянного ей излучения диагностического лазера продемонстрированы на Рис. 4.

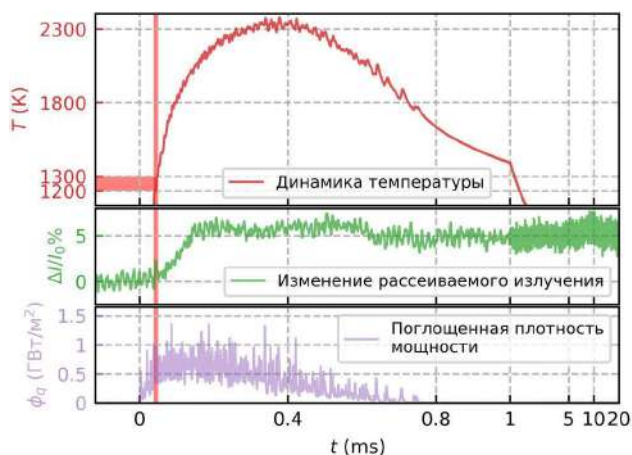


Рисунок 4. Результат облучения полированного образца В<sub>4</sub>С: временная зависимость поглощенного 1,06 мкм лазерного теплового потока  $\phi_a$  (фиолетовый), температура поверхности  $T$  (красный) и относительное изменение рассеянного лазерного излучения с длиной волны 532 нм  $\Delta I/I_0 \cdot 100\%$  (зеленый). От 0 мс до 1 мс график строится в линейном масштабе по шкале времени, а начиная с 1 мс – в логарифмическом масштабе. Ожидаемый диапазон критических температур отмечен горизонтальными красными штриховыми линиями.

Из серии подобных экспериментов можно сопоставить динамику температуры поверхности и относительной величины рассеяния излучения рассеянного этой поверхностью, как показано на Рис. 5.

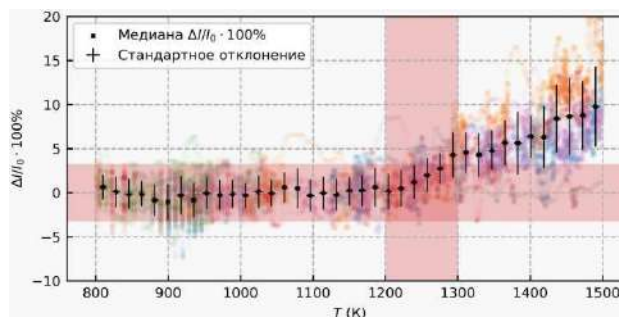


Рисунок 5. Зависимость интенсивности рассеяния излучения диагностического лазера с длиной волны 532 нм от нагретой поверхности от температуры нагретой поверхности. Длина волны излучения нагревающего лазера 1060 нм.

Из представленной зависимости можно заключить, что характерная температура повреждения поверхности карбида бора лежит в районе 1200-1300 градусов Кельвина, что согласуется с предварительной оценкой, полученной для модели разрушения хрупкого материала. По результатам этой работы написана журнальная статья, находящаяся во время написания отчёта на рассмотрении в редакции. Эти первые эксперименты по исследованию возможностей высокотемпературной керамики для покрытия элементов, обращённых к плазме термоядерных реакторов, будут продолжены с расширением условий экспериментов и набора исследуемых керамик и керамических композитов.

## РАБОТЫ ПО ПРОГРАММЕ ИТЭР

С 2013 года институт ведет работы в рамках проекта ИТЭР. ИЯФ СО РАН интегрирует и начал изготовление четырех диагностических портов ИТЭР, разрабатывает и готовит к производству элементы трех российских диагностических систем для определения параметров плазмы в международном термоядерном реакторе ИТЭР, который строится на юге Франции.

### *Интеграция диагностических портов ИТЭР и начало их производства.*

Институт продолжает работы по интеграции четырех диагностических портов ИТЭР: экваториального порта №11 (ЭП-11), верхних портов №02, 08 и 07. Задача разместить системы диагностики и управления плазмы в портах ИТЭР оказалась очень непростой из-за предъявляемых к системе жестких требований. Скомпоновать в тесном пространстве набор систем, которые параллельно разрабатываются в разных странах, защитить их от сильного радиационного фона, обеспечивая возможность обслуживания и ремонта систем с помощью как роботов, так и людей (что резко ужесточает требования по активации порта после остановки реактора), согласовывая все изменения с десятком заинтересованных сторон в разных организациях – непростая работа, поэтому некоторые согласования оказались затянуты относительно исходных планов интеграции и изготовления диагностических портов.

Всего в ЭП-11 располагается 8 диагностик:

- рефлектометрия со стороны слабого поля (США);
- анализатор нейтральных частиц (РФ);
- спектрометрия водородных линий (РФ);
- рентгеновский кристаллический спектрометр (Индия);
- ВУФ спектрометр диверторной плазмы (Корея);
- анализатор остаточных газов (США);
- ВУФ спектрометр основной плазмы (Корея);
- система нейтронной активации (Корея).

Институтом совместно с Организацией ИТЭР было продолжено проектирование диагностических портов используя единый «модульный» дизайн и макетирование отдельных элементов в поддержку данного подхода (Рис. 2). Работы по ЭП-11 в 2022 году были посвящены закрытию последних замечаний к финальному проекту и изготовлению корпуса диагностического защитного модуля (ДЗМ) №2. Всего в экваториальном порту располагается три ДЗМ.

Для верхнего порта (ВП) №07 (Рис. 5) подготовлены документы и расчеты и проведена защита финального проекта. Для ВП 02 и 08 продолжались работы в рамках предварительного проектирования.

В 2021 году институт получил автоматический комплекс сварки, изготовленный компанией Polysoude. В 2022 проводилась квалификация процессов сварки, как автоматической, так и ручной. Организация ИТЭР

предъявляет повышенные требования к данному процессу. В частности, квалификация сварки должна проводиться на том же сплаве, который будет поставлен в вакуумную камеру, а не на аналогах, как это допускается в других отраслях, включая ядерные.

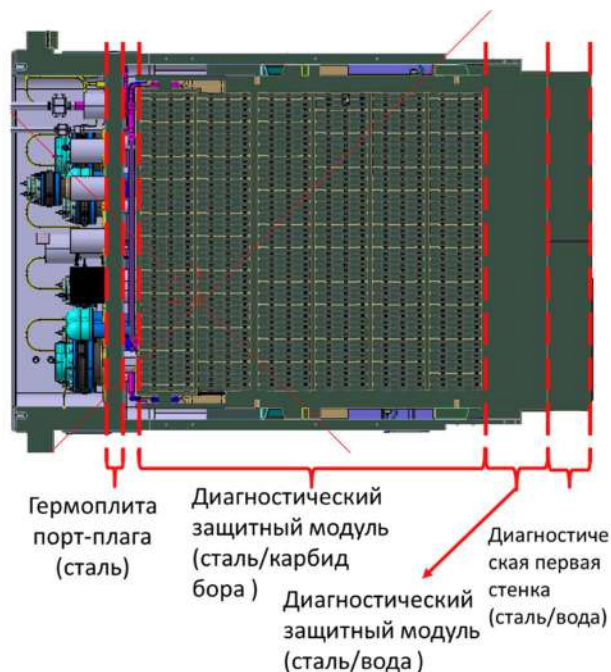


Рисунок 1. Конструкция порт-плага экваториального порта № 11 ИТЭР, вертикальный разрез. Справа будет располагаться горячая плазма, граница вакуумной камеры проходит по гермоплите. Подписан состав основных компонентов с точки зрения нейтронной защиты. Одной из задач порт-плага является снизить на несколько порядков поток нейтронов, который на диагностической первой стенке составляет до  $10^{14}$  нейтронов/см<sup>2</sup>с.



Рисунок 2. Опытный образец основы защитной каскады ДЗМ ЭП №11 обновленного дизайна. С обеих сторон будут размещены блоки керамики В<sub>4</sub>С для нейтронной защиты.

Одной из сложных задач при производстве является неразрушающий контроль сварных соединений. По требованиям ИТЭР 100% соединений должны быть проверены. Диагностические защитные модули содержат сложную систему водяных каналов (Рис. 1), состоящую из около 350 отверстий, каждое из которых

должно быть заглушено сварной крышкой и проверено хотя бы одним из методов неразрушающего контроля.

В 2022 году на интеграционной площадке ИЯФ для окончательной сборки поставочных изделий ИТЭР был установлен опытный образец подсистемы ультразвукового контроля ДЗМ с системой автоматической подачи контактной жидкости, разработанный и изготовленный Томским политехническим университетом. Данное устройство предназначено для автоматизации позиционирования на поверхности ДЗМ сканирующей головки для ультразвукового контроля сварных швов (Рис. 4).



Рисунок 3. Изготовленные в Санкт-Петербурге блоки из керамики карбида бора в индивидуальной фабричной упаковке.

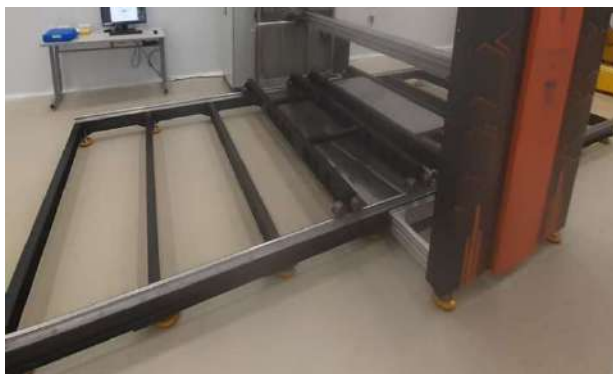


Рисунок 4. Подсистема ультразвукового контроля ДЗМ для перемещения сканирующей головки.

Так же на интеграционной площадке был введен в эксплуатацию двухрежимный стенд для заводских приемочных гидроиспытаний ДЗМ, позволяющий развивать давление до 80 атмосфер и поддерживать поток жидкости до 7 л/сек.

В 2022 году продолжалась закупка специальной стали 316L(N)-IG (ITER Grade) для диагностических портов и блоков керамики из спеченного карбида бора для установки в ЭП-11 и ВП-07 (Рис. 3). Данные материалы затем будут установлены в вакуумную камеру ИТЭР.

Для керамики были проведены дополнительные тесты для оценки влияния наличия мелких поверхностных трещин. На площадке производителя были проведены тесты блоков на сжатие. Все блоки выдержали осевую нагрузку в 50 кН, при этом увеличение размеров трещин и разрушение блоков зафиксировано не было. В ИЯФ СО РАН были проведены дополнительные вакуумные тесты блоков с мелкими трещинами, которые показали, что данная керамика удовлетворяет вакуумным требованиям спецификации ИТЭР для керамики В<sub>4</sub>С и ITER Vacuum Handbook.

### *Разработка диагностик ИТЭР и начало их производства.*

Диверторный монитор нейтронного потока (ДМНП) и вертикальная нейтронная камера (ВНК) являются частью диагностического комплекса ИТЭР и будут измерять термоядерную мощность и полный нейтронный поток из реактора. Размещенные внутри вакуумной камеры, модули ДМНП будут обеспечивать измерение термоядерной мощности и полного нейтронного потока реактора при работе во всех режимах с DD и DT плазмой. Каждый модуль ДМНП состоит из двух детекторных узлов с ионизационными камерами деления. В качестве делящегося материала в детекторных узлах используются U-238 (U8) и U-235 (U5).

Для ДМНП в 2022 году проведены работы по подготовке ответов на замечания, полученные по результатам защиты MRR (защита готовности к производству). Проводилась подготовка производства к изготовлению поставочных комплектов модуля ДМНП с учетом замечаний, полученных по результатам защиты MRR. Разрабатывалась конструкторская документация (рисунок 6) и изготавливались заготовки элементов поставочных комплектов модулей ДМНП.

Для вертикальной нейтронной камеры в 2022 разрабатывался финальный проект, проводилось макетирование отдельных элементов, продолжались научно-конструкторские работы по интеграции верхней и нижней ВНК в верхние и нижние диагностические порты, за разработку которых отвечают другие институты.

В 2022 году в институте продолжалось изготовление коллиматора системы анализаторов атомов перезарядки ИТЭР, который будет установлен в ЭП-11 и обращен непосредственно к горячей плазме.

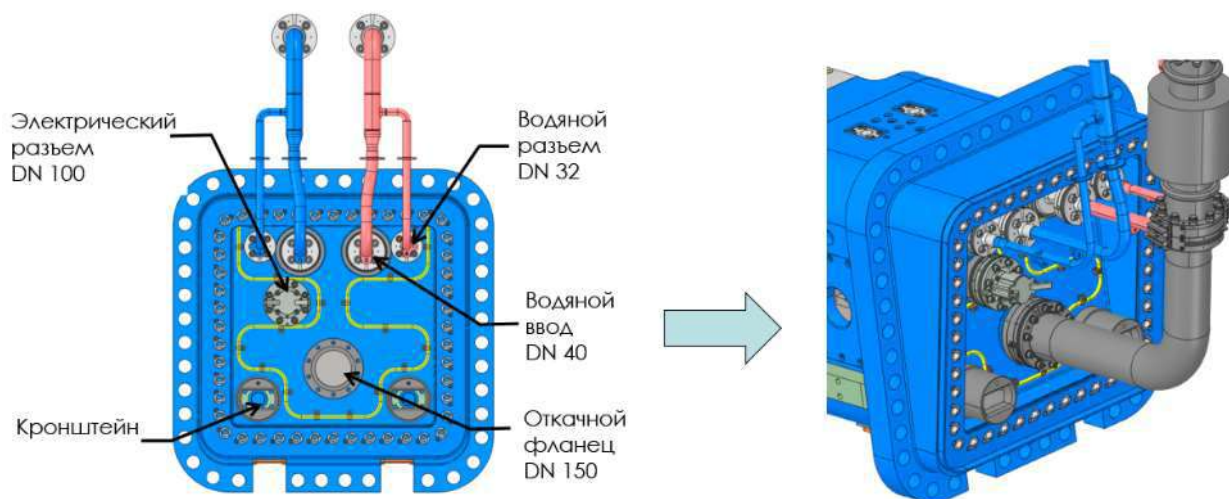


Рисунок 5. Доработанная модель корпуса порт-плага ВП № 07 для защиты финального проекта. Показано размещение различных элементов на гермоплите.

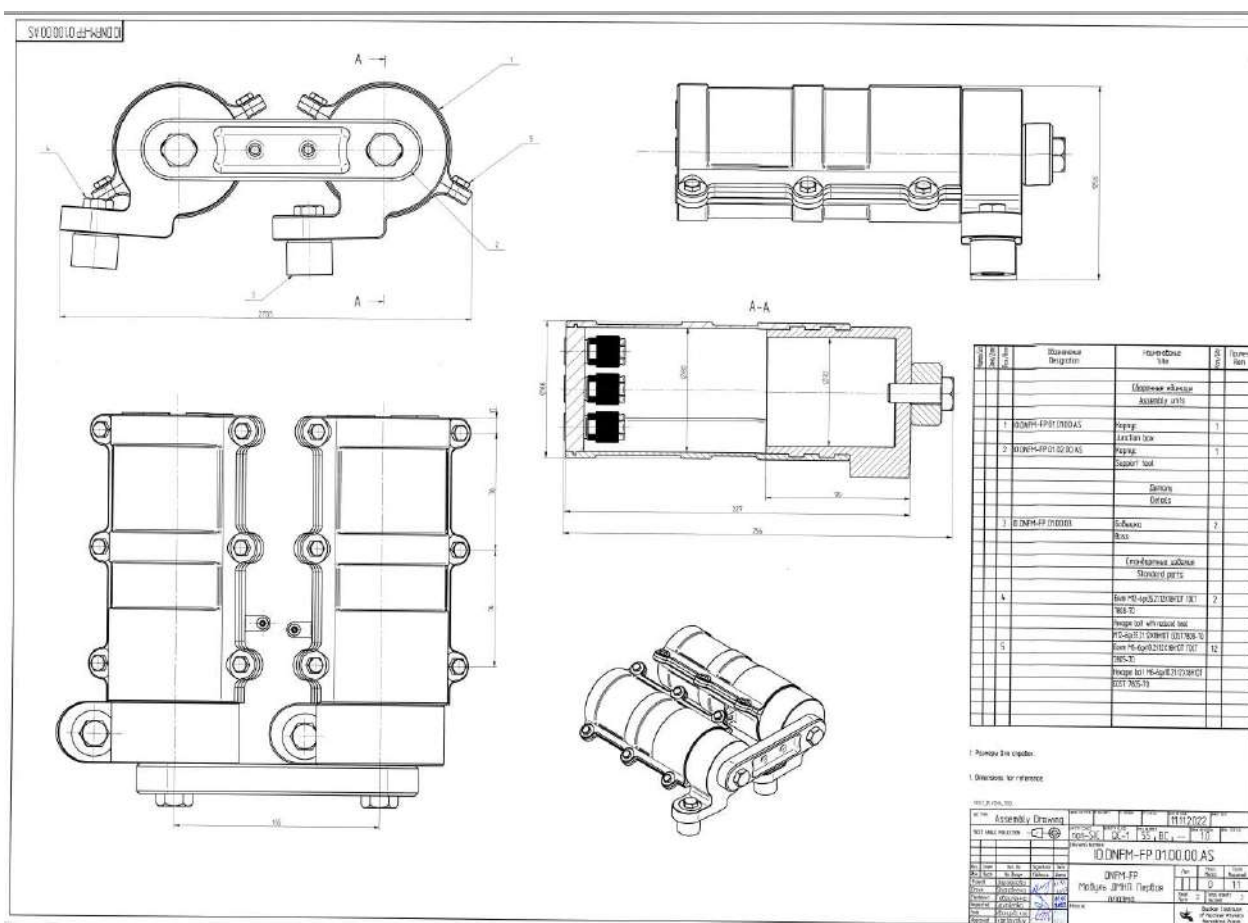


Рисунок 6. Сборочный чертеж поставочных компонент модуля ДМНП.

## ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ

### *Исследование баллонных возмущений в линейных аксиально-симметричных ловушках.*

Продолжаются исследования методов МГД-стабилизации баллонных возмущений в осесимметричных линейных ловушках с высоким  $\beta$ . Исследованы условия стабилизации «жесткой» баллонной моды с азимутальным волновым числом  $m=1$  (предполагается, что более мелкомасштабные моды с  $|m|>1$  подавлены из-за эффектов конечного ларморовского радиуса) с использованием комбинации вмороженности магнитного поля в торцы и идеально проводящего кожуха, окружающего плазму. Первый метод является грубым аналогом вихревого удержания, применяемого для подавления конвекции на установке ГДЛ (хорошо работает при умеренных  $\beta < 0,6$ ). Показано, что взаимодействие генерируемой плазмой магнитного поля с идеально проводящим кожухом позволяет стабилизировать «жесткую» моду при больших  $\beta$ . Обнаружено, что при надлежащем выборе продольного профиля вакуумного магнитного поля и радиального распределения давления плазмы области параметров существует область устойчивости при  $0 \leq \beta \leq 1$ .

Nuclear Fusion, Volume 62, Number 9, 096025 (2022).

### *Кинетические неустойчивости в диамагнитной ловушке.*

Продолжаются работы по изучению кинетических неустойчивостей, которые могут развиваться в диамагнитной ловушке. Большие градиенты давления плазмы и магнитного поля, а также диамагнитный ток в переходном слое, могут провоцировать возбуждение разнообразных кинетических неустойчивостей и аномальный транспорт.

Получено дисперсионное соотношение для поверхностных волн в рамках модели тонкого слоя быстрых ионов, когда быстрые ионы двигаются по окружности с радиусом, равным радиусу длинного диамагнитного пузыря. Пузырь заполнен холодной плазмой, диамагнитный ток, приводящий к вытеснению магнитного поля, полностью создается движущимися по поверхности пузыря быстрыми ионами. Предположение о малости толщины слоя быстрых ионов позволяет проинтегрировать вдоль невозмущенных траекторий вклад быстрых ионов в возмущение плотности тока.

В случае конечной толщины слоя быстрых ионов при интегрировании вдоль невозмущенной траектории удобно использовать разложение координат и импульсов частиц в ряд Фурье по времени (это возможно, поскольку невозмущенное движение является периодическим). При этом при интегрировании по времени явно выделяются члены, описывающие резонансный обмен между частицами и поверхностной волной.



## ИНЖЕКТОРЫ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ

### *Дугоразрядные генераторы плазмы.*

В 2022 году были выполнены работы по модернизации дугоразрядных генераторов плазмы с холодным катодом, применяющихся для создания плазменного эмиттера для атомарных инжекторов. На таких генераторах основаны системы мощной нейтральной инжекции установок ГДЛ и КОТ (ИЯФ), С-2W (ТАЕ). Благодаря компактности конструкции ранее в ИЯФ удалось реализовать метод сложения плазменных струй от 4-х генераторов в расширительной камере с магнитной “стенкой” для создания плазменного эмиттера с извлеченным током ионов до 175 А и длительностью импульса 30 мс.

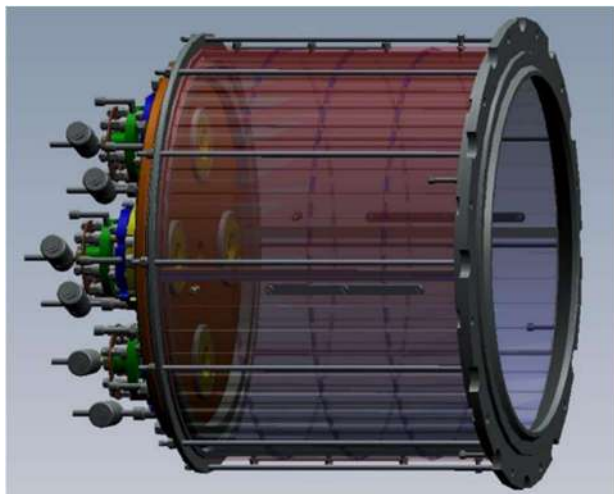


Рисунок 1. Модель 4-струйного источника плазмы с расширительной камерой с магнитной стенкой.

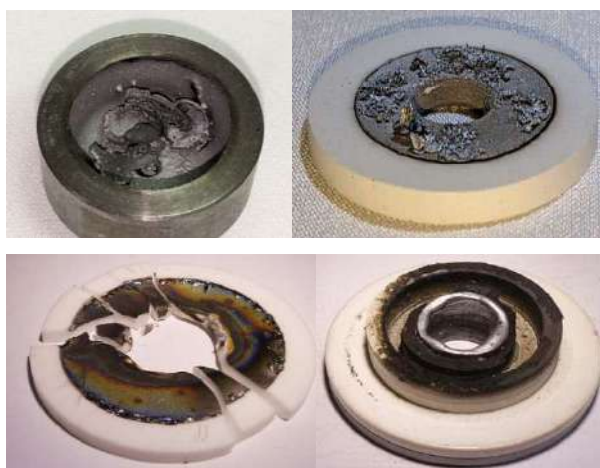


Рисунок 2. Негативные факторы воздействия мощного разряда.

Однако срок службы таких генераторов и длительность импульса для мощных нагревных инжекторов ограничены из-за эрозии элементов дугового канала. В

данной работе были изучены и локализованы разрушающие факторы, ограничивающие длительность импульса:

- а) накопление нераспыляемого шлака из триоксида молибдена на молибденовом катоде;
- б) металлизация прикатодного изолятора, приводящая к замыканию катода на прикатодный электрод;
- в) разрушение прикатодного изолятора;
- г) оплавление тугоплавкого прикатодного электрода.

В наибольшей степени эти негативные последствия вызваны перегревом и термодформациями из-за концентрации катодных пятен в области контакта прикатодного изолятора с катодом. Найдена специальная геометрия прикатодного узла, эффективно подавляющая концентрацию катодных пятен. В приосевой области катодного узла для прикатодного электрода вместо молибдена или вольфрама использована графитовая вставка.

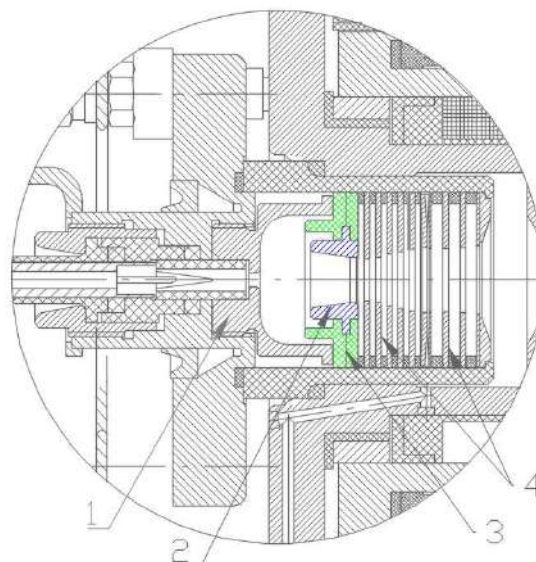


Рисунок 3. Прикатодный узел генератора плазмы после модернизации: 1 – молибденовый катод, 2 – графитовая вставка, 3 – изолятор из нитрида бора, 4 – диафрагма разрядного канала.

Модернизация генераторов плазмы резко снизила эрозию в дуговом канале и повысила их ресурс, что позволило довести длительность рабочего импульса до 0,5-1 сек с ресурсом около 1 года. Результаты данных исследований позволяют значительно упростить переход систем мощной атомарной инжекции, основанных на дугоразрядных источниках плазмы (ГДЛ, С-2W), в диапазон импульсов до 1 сек благодаря их простоте, компактности и дешевизне.

### *Мощные атомарные инжекторы для нагрева плазмы.*

В 2022 году рамках выполнения прикладных государственных заданий на выполнение научно-исследова-

тельской работы "Разработка и испытание мощных систем инжекции атомарных пучков для нагрева плазмы и поддержания тока, в том числе стационарных" (мероприятие 1.1.4) был изготовлен прототип атомарного инжектора с энергией 15 кэВ и током пучка 150 А. На стенде ИЯФ проводятся его тестовые испытания.



Рисунок 4. Инжектор на испытаниях.

Отличительной особенностью данного проекта является рекордный эмиссионный ток (рабочий 150 А, максимальный до 175 А) ионного пучка при сравнительно небольшом ускоряющем напряжении. Это достигнуто благодаря применению 4-х канального источника плазмы на базе дуговых генераторов плазмы.

В рамках НИР выполнена модернизация предшествующей версии инжектора: создана новая система питания с увеличенной длительностью импульса от 30 мс до 0,5-1 сек, модернизированные дуговые генераторы допускают увеличение длительности рабочего импульса источника плазмы до 0,5 – 1 сек. При разработке и изготовлении инжектора выполнены мероприятия, позволяющие улучшить угловую расходимость пучка – уменьшение технологического разброса изготовления электродов ИОС, подавление микрошумов на мощных импульсах токов дугового разряда и ускоряющего напряжения.

*Ускорительный стенд высоковольтного инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ: Проведение экспериментов по ускорению и транспортировке пучка ионов H с полной энергией до 340 кэВ.*

В 2022 году на ускорительном стенде высоковольтного инжектора в корпусе ДОЛ были проведены работы по существенной модернизации основных систем питания ионного источника. В результате модернизации системы высокочастотного (ВЧ) питания разряда его мощность была увеличена в полтора раза, с 40 до

65 кВт, повышено выходное напряжение ВЧ генератора, модернизирована конструкция ВЧ антенны драйвера и разработана новая схема подключения генератора к антенне. Была проведена модернизация выпрямителей источника ускоряющего напряжения. Изготовлены катушки трансформаторов с увеличенным количеством витков во вторичной обмотке, а также усилена высоковольтная изоляция между первичной и вторичной обмотками трансформаторов. Были установлены силовые разделительные трансформаторы с усиленной изоляцией и мощностью. Проведенные работы позволили поднять рабочее напряжение на ускоряющем электроде ионного источника с 80 до 100 кВ.

Для улучшения транспортировки пучка ионов H через вакуумный бак очистки пучка от примесей (LEBT) на вход ускорителя было предложено осуществить его баллистическую фокусировку в ионно-оптической системе за счет сферически-вогнутых электродов. Численным моделированием с помощью программ COMSOL и IBSIMU были определены параметры такой фокусировки. Было установлено, что для фокусировки достаточно сделать сферически-вогнутой поверхность вытягивающего электрода, а щелевой ускорительный электрод оставить плоским. Был определен оптимальный радиус кривизны поверхности, который обеспечивает фокусировку пучка на входную апертуру ускорительной трубки, находящуюся на расстоянии 4,5 м от источника. Электрод был изготовлен и установлен в ионно-оптическую систему (ИОС) ионного источника.

Испытания источника с баллистической фокусировкой и модернизированными источниками питания, а также эксперименты по транспортировке ионного пучка на вход ускорителя, были проведены на ускорительном стенде высоковольтного инжектора в корпусе ДОЛ. Из источника со стандартным ВЧ драйвером (с тонким щелевым экраном) при сферической фокусировке был получен пучок с током 1,2 А и энергией 107 кэВ. Результаты испытаний проиллюстрированы на Рис. 5, на котором приведены профили плотности тока пучка отрицательных ионов, полученные с помощью плоского (синяя линия) и сферически-вогнутого электродов (красная линия). Профили измерялись на расстоянии 3,5 м от источника с помощью передвигаемого поперек пучка цилиндра Фарадея при одинаковых параметрах источника.

Исходный профиль пучка, полученного из источника без баллистической фокусировки, имеет ширину на полувысоте (FWHM) 190 мм. На профиле отчетливо проявляется левая группа ионов с FWHM ~60 мм, отделившаяся от основной части пучка.

После установки фокусирующего сферически-вогнутого вытягивающего электрода ширина профиля на полувысоте (FWHM) для пучка уменьшилась до 90 мм, в полном соответствии с данными численного моделирования.

Для работы ВЧ источника в импульсах с большой длительностью внутрь керамической камеры ВЧ драйвера необходимо устанавливать защитный экран, сни-

жающий тепловую нагрузки на керамику, предохраняющий распыление керамики быстрыми частицами плазмы, уменьшающий напыление металла и др.

В 2022 году были проведены стендовые сравнительные исследования четырех вариантов защитных экранов, изготовленных по разным технологиям и имеющим различную конфигурацию и толщину стенок.

Стандартный тонкий щелевой экран прозрачностью 20%, не имеющий собственной системы охлаждения, позволял работать в импульсах длительностью до 20 сек при мощности ВЧ генератора 17 кВт.

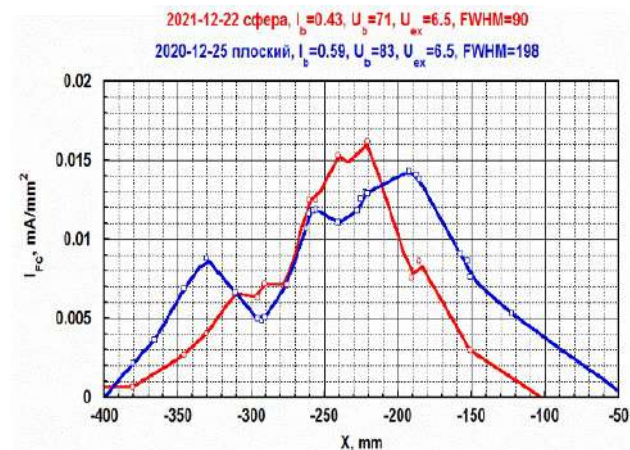


Рисунок 5. Профили плотности тока пучка отрицательных ионов вдоль его горизонтальной оси на расстоянии 3,5 м от источника. Синим - плоский вытягивающий электрод, красным - сферически-вогнутый электрод.

Экран из пластин толщиной 1 мм с охлаждением по торцам успешно работал в импульсах длительностью до 30 сек при мощности ВЧ генератора 36 кВт.

При аналогичных нагрузках в импульсах длительностью до 30 сек были успешно испытаны два защитных экрана с более толстыми z-образными щелями: экран с молибденовыми пластинами, припаянными к охлаждаемым нержавеющей трубкам (по технологии, разработанной в производстве ИЯФ), и медный экран с z-образными щелями и внутренними каналами охлаждения, разработанный в Институте физики плазмы (г.Хэфэй, Китай) и изготовленный методом диффузионной сварки на китайском предприятии. Типичные осциллограммы напряжения на антенне, мощности на выходе генератора и мощности, уносимой с трубок паяного экрана охлаждающей водой в импульсе ВЧ разряда длительностью 20 с показаны на Рис. 6.

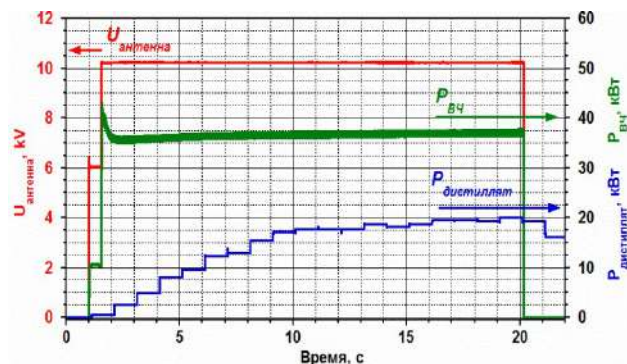


Рисунок 6. Типичные осциллограммы напряжения на антенне (красный, 10.5 кВ), мощности на выходе генератора (зеленый, 37 кВт) и мощности, уносимой водой (синий, до 20 кВт) в импульсе ВЧ разряда длительностью 20 с.

Детальными исследованиями были определены потери ВЧ мощности в элементах драйвера, проведена оптимизация конструкции для снижения потерь. Проведены испытания, прогнозирующие работоспособность охлаждаемых экранов с z-образными щелями в импульсах длительностью до 100 сек при мощности ВЧ разряда 40-60 кВт.



**УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ  
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫМИ  
ПУЧКАМИ**



## КОМПЛЕКС ВЭПП-4

### Введение

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 [1, 2] представляет собой уникальную установку, предназначенную для проведения экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками по физике высоких энергий [3], экспериментов с выведенными пучками синхротронного излучения [4, 5] и жестких гамма-квантов [6], а также экспериментов по ядерной физике [7]. Комплекс ВЭПП-4 входит в состав Уникальной научной установки (УНУ) «Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000» [8], в состав которой также входят электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000 и Инжекционный комплекс (ИК), предназначенный для производства пучков электронов и позитронов высокой интенсивности [9].

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 состоит из электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-4М (с энергией электронов и позитронов до 5 ГэВ), многофункционального накопителя ВЭПП-3 (с энергией частиц до 2 ГэВ), а также канала транспортировки пучка ВЭПП-3 – ВЭПП-4. Схема комплекса ВЭПП-4 приведена на Рис. 1, где показаны накопитель ВЭПП-3 (VEPP-3), коллайдер ВЭПП-4М (VEPP-4M), а также основные экспериментальные установки: универсальный магнитный детектор КЕДР (KEDR), предназначенный для проведения экспериментов по физике элементарных частиц, установка Дейтрон (Deuteron) для проведения экспериментов по ядерной физике, залы для проведения экспериментов с использованием СИ (SR), зал для исследований с использованием пучков гамма квантов обратного комптоновского рассеяния (ROKK-1M), где также расположен стенд «Выведенный пучок».

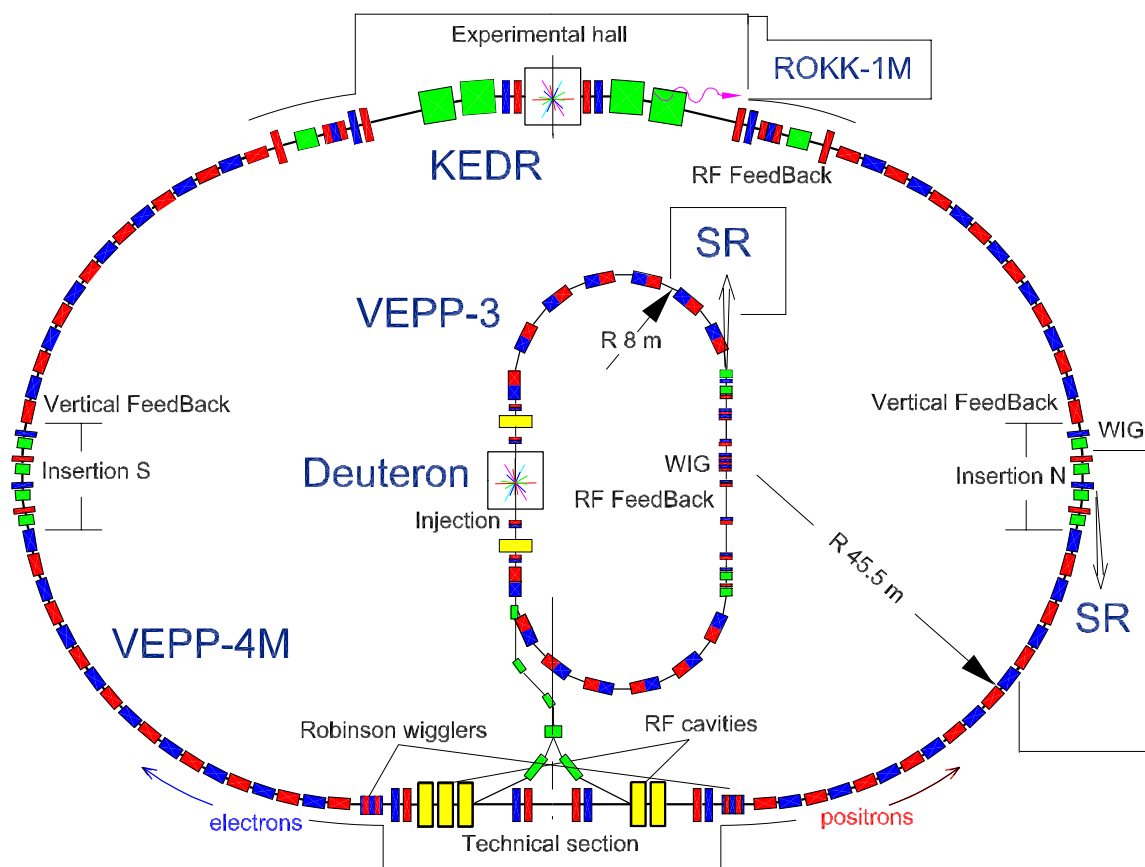


Рисунок 1. Схема комплекса ВЭПП-4.

Включение комплекса ВЭПП-4 в 2022 году состоялось 6 января. За несколько дней до этого детектор КЕДР начал ввод магнитного поля. За время подъема поля был проведен эксперимент по измерению степени поляризации пучка электронов в ВЭПП-4М на энергии 4.75 ГэВ ( $Y(1S)$ -мезон) при разном значении поля детектора КЕДР (более подробно в п. 3 этого раздела).

15 января поле КЕДРа было доведено до номинального значения и начата регулярная экспериментальная работа: 1½ недели эксперименты с СИ и 4½ эксперименты на КЕДР.

26 июня комплекс ВЭПП-4 был остановлен на летнюю остановку. В это время на комплексе были проведены плановые профилактические работы.

Во время остановки был проведен ремонт распределенного приёмника излучения в магните 3М2 накопителя ВЭПП-3 и устранена вакуумная течь из системы охлаждения.

Также на канале К-500 на участке подъема в накопитель ВЭПП-3 были установлены 3 полосковых датчика положения пучка. Вместо штатных датчиков положения пучка трансформаторного типа (датчики Черепанова) были установлены полосковые датчики DT12 и DT13. Еще один датчик DT11 был установлен рядом с датчиком трансформаторного типа с тем же названием. Полосковые датчики и электроника (пикап-станция) для обработки сигналов были взяты из запасного комплекта для системы измерения положения пучка канала ВЭПП-3 – ВЭПП-4. Данная система диагностики была детально описана в Годовом отчете за 2018 год.

Кроме этого, на источнике питания (ИП) ВЭПП-3 произведена модернизация первичной и вторичной обмоток второго трансформатора (типа звезда-звезда). Обмотки первого трансформатора (типа треугольник-звезда) были модернизированы в 2021 году. Подробный отчет об этой модернизации был представлен в Годовом отчете за 2021 год. Обмотки трансформатора типа звезда-звезда выполнены по той же технологии. После высоковольтных испытаний ИП введен в эксплуатацию. В настоящее время оба трансформатора надежно работают на разных уровнях выходной мощности ИП и нестабильностях питающей сети (10 кВ), в том числе, и случае отключений и подсадов. Остается проблема пульсаций выходного тока ИП, для решения которой разрабатывается новая электроника управления тиристорами.

После летней остановки сезон 2022/2023 был начат 22 сентября. Из-за выхода из строя одного из клистронов на ИК был доступен только электронный режим на энергии 390 МэВ. Поэтому проводились эксперименты с использованием СИ, на стенд «Выведенный пучок» и по программе Лазерного поляриметра, а также по физике ускорителей.

20 октября 2022 года на накопителе ВЭПП-4М произошла вакуумная авария — открылась вакуумная течь в высоковольтном вводе пластины электростатике N.EU2, расположенной в северной части экспериментального промежутка, недалеко от детектора КЕДР.

Данные пластины используются в качестве деполяризатора для системы измерения энергии. Во всей вакуумной камере ВЭПП-4М образовался фор-вакуум с давлением  $\sim 10^{-3}$  Торр. 24 октября работа ВЭПП-4М была восстановлена и начат процесс обезгаживания. Позже вакуумная камера с пластинами N.EU2 была вырезана, вакуумный ввод был заменен и N.EU2 поставлена на место. Сейчас пластины штатно функционируют.

24 декабря 2022 – комплекс остановлен на Новогоднюю остановку.

На Рис. 2 показана диаграмма распределения времени работы комплекса в 2022 году.

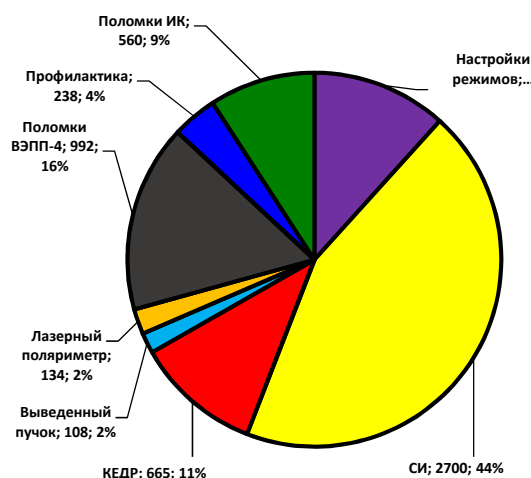


Рисунок 2. Процентное соотношение работ по различным программам на комплексе ВЭПП-4 в 2022 г.

### Статус экспериментальных программ

#### Физика элементарных частиц

В 2022 году на коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР был продолжен набор статистики для двухфотонной физики на энергии пучков 3.5 ГэВ. Основные цели эксперимента: (а) измерение полного сечения рождения адронов в двухфотонном канале рождения с инвариантной массой  $1 \div 4$  ГэВ и изучение физических характеристик событий (множественность, спектры, проч.), (б) изучение эксклюзивных двухфотонных процессов, с малой инвариантной массой ( $< 1$  ГэВ). Требуемый интеграл светимости —  $50 \div 100$  пб<sup>-1</sup>. Увеличение статистики до 200 пб<sup>-1</sup> позволит изучить резонансное рождение адронов ( $\eta_c$ ,  $\chi_{0,2}$ ,  $\eta_c(2S)$ , др.).

Сценарий набора статистики для данного эксперимента был детально описан в Годовом отчете ИЯФ СО РАН за 2021 год.

За сезон 2022 года на набор светимости по двухфотонной физике было выделено 16 недель и набран интеграл светимости 7.5 пб<sup>-1</sup>. Всего в эксперименте набрано 12 пб<sup>-1</sup>. Достигнутая максимальная пиковая светимость составляла около  $2 \cdot 10^{31}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> при токах пучков около 8 мА, максимальный интеграл светимости 1.5 пб<sup>-1</sup> за неделю. Средний КПД записи данных



детектора КЕДР составил  $\sim 85\%$ . На Рис. 3 показан темп набора статистики для данного эксперимента.

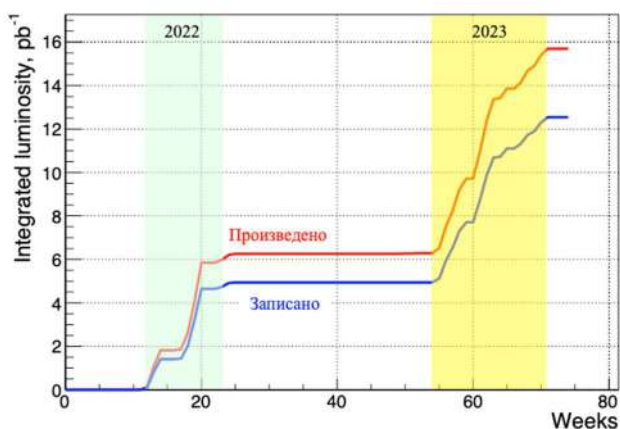


Рисунок 3. Темп набора интеграла светимости для двухфотонной физики.

### Синхротронное излучение

Эксперименты с использованием синхротронного излучения проводятся на ВЭПП-3 на энергиях пучка 1.2 и 2 ГэВ и на ВЭПП-4М на энергиях 1.9, 2.5 и 4.5 ГэВ. Возможна одновременная работа обоих накопителей в требуемых пользователями режимах, в том числе и на максимальной энергии. На ВЭПП-3 СИ выводится из поворотного магнита и 3-полюсного вигглера (шифтера), а на ВЭПП-4М — из поворотного магнита и 9-полюсного гибридного вигглера с полем 1.9 Тл.

В настоящее время на ВЭПП-3 используется 9 каналов вывода СИ, на которых оборудовано 9 станций, и еще 1 канал используется для стабилизации положения пучка электронов. На ВЭПП-4М работает 6 станций, использующих излучение из трех каналов вывода СИ. В 2022 году заработала «Технологическая станция СИ», в которую выводится синхротронное излучение из дипольной части регулярного элемента периодичности. В этом месте отсутствует вертикальное разведение электронов и позитронов, что позволяет проводить эксперименты с СИ в режиме работы ВЭПП-4М в качестве коллайдера. На «Технологической станции СИ» организованы лабораторные работы для обучения студентов.

На ВЭПП-4М регулярно проводятся эксперименты по исследованию быстропротекающих процессов. Для этого реализовано два многосгустковых режима: 6-сгустковый (сгустки следуют через 200 нс) и многосгустковый (через 50 нс). Для изучения с использованием пучка СИ детонационных и ударно-волновых процессов разрабатывается новый кремниевый микрополосковый детектор DIMEX-Si. DIMEX-Si позволяет проводить эксперименты с временем экспозиции до 20 нс и частотой записи кадров до 50 МГц. Для изучения быстропротекающих процессов с новым детектором на накопителе ВЭПП-4М реализован 22-сгустковый режим (50 нсек между сгустками) с полным током 35 мА. Для инжекции в накопитель использовалась

схема с предударом, где в качестве пред-инфлектора использовался позитронный инфлатор.

В 2022 году на эксперименты с пучками СИ отработано:

на ВЭПП-4М – 830 часов (около 70 смен), из них на 4.5 ГэВ – 680 часов (около 57 смен), на 1.9÷3.5 ГэВ – 157 часов (около 13 смен);

на ВЭПП-3 отработано 1400 часов (около 120 смен), из них на 2 ГэВ – 1300 часов (около 110 смен), на 1.2 ГэВ – 60 часов (5 смен).

### Выведенный пучок

В 2022 году на тестовом пучке было проведено в общей сложности 15 смен. Спектр решаемых задач/исследований был достаточно обширным, включающим в себя следующие пункты (в скобках указана доля задачи от общего числа смен):

- технические работы на тестовом пучке, проводка пучка, выставка оборудования (5.6%);
- исследование прототипа порогового черенковского детектора для космической дозиметрии для Роскосмоса (11.1%);
- измерения аэрогелиевых радиаторов черенковского света на прототипе детектора ФАРИЧ-3, последний является одним из вариантов системы идентификации частиц детектора Супер Чарм Тау Фабрики (44.4%);
- тестирование и калибровка координатных детекторов на основе ГЭУ, которые используются в экспериментах Дейтрон и в системе лазерного поляриметра комплекса ВЭПП-4М (11.1%);
- исследование прототипа детектора для времяпролетной системы с пикосекундным разрешением на основе МКП с CsI-фотокатодом (16.7%);
- исследование вероятности сцинтилляционного излучения, помимо черенковского, в аэрогелях с добавкой циркония (11.1 %).

Все эксперименты проводились на энергии накопителя ВЭПП-4М 4.5 ГэВ.

### Лазерный поляриметр

В связи с планами детектора КЕДР по прецизионному измерению массы Ипсилон-мезона с использованием метода резонансной деполаризации (РД) на коллайдере ВЭПП-4М проводятся исследования по решению следующих задач:

- получение радиационной поляризации частиц с энергиями вблизи значения 4.73 ГэВ;
- экспериментальное выявление факторов, влияющих на точность калибровки энергии методом резонансной деполаризации;
- обеспечение условий для стабилизации энергии в режиме эксперимента;
- совершенствование различных систем лазерного поляриметра.

### Получение радиационной поляризации

Характерное время радиационной поляризации (по Соколову-Тернову) после ускорения пучка до энергии

Ипсилон-резонанса составляет 40 минут. Из-за деполяризующего влияния погрешностей поля равновесная степень поляризации меньше идеального значения  $P_{max} = 92.4\%$ . Пропорционально степени уменьшено и время радиационной релаксации поляризации. Имеющиеся допуски на выставку линз ВЭПП-4М по вертикали (порядка 100 микрон) отвечают наблюдаемым вертикальным искажениям орбиты порядка 1 мм. Согласно численному моделированию соответствующие возмущения в виде радиальных магнитных полей не могут существенно повлиять на поляризацию вблизи 4.73 ГэВ из-за сравнительно большой отстройки от ближайшего целого спинового резонанса  $11 - \nu \approx 0.27$  ( $\nu = \gamma a$  параметр частоты спиновой прецессии,  $\gamma$  – релятивистский фактор,  $a = (g - 2)/2$  аномальная часть гиромангнитного отношения электрона). Вследствие близости Ипсилон-пика к спиновым резонансам с бетатронными частотами  $\nu_x = 7.54$ ,  $\nu_y = 8.58$  в режиме светимости более опасным могло бы быть влияние «косого» (скью) градиента ведущего поля из-за угловой погрешности выставки линз, а также из-за применяемой скью-квадрупольной коррекции связи колебаний.

На Рис. 4 приведен расчет деполяризующего эффекта случайных поворотов всех фокусирующих магнитов с декларированным разбросом  $3 \cdot 10^{-4}$  радиан с указанием спиновых резонансов.

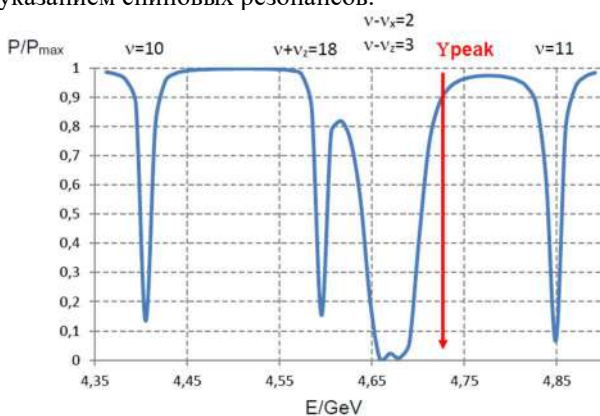


Рисунок 4. Деполяризующий эффект ошибок  $3 \cdot 10^{-4}$  рад выставки фокусирующих магнитов ВЭПП-4М по углу поворота вокруг оси в зависимости от энергии.

На Рис. 5 — эффект четырех скью-квадрупольных корректоров в экспериментальном промежутке с данными о величине тока в обмотках на энергии 4.73 ГэВ (с изменением энергии токи пропорционально меняются). Токи в обмотках корректоров:  $SEQ3 = 0.25$  А,  $SEQ2 = -1.42$  А,  $NEQ2 = -1.76$  А,  $NEQ3 = 0$  А.

Как видно из расчетов, можно ожидать не очень значительное понижение равновесной степени поляризации в рассматриваемой области энергии из-за влияния «косого» градиента. Это подтвердили проведенные в отчетном году измерения поляризации лазерным поляриметром с применением РД.

На Рис. 6 приведены результаты измерения степени поляризации при различных величинах магнитного

поля КЕДР с выключенными скью-квадруполями, а на Рис. 7 – результат одного из таких экспериментов, в котором в скью-квадруполях экспериментального промежутка, указанных на Рис. 5, заданы расчетные токи.

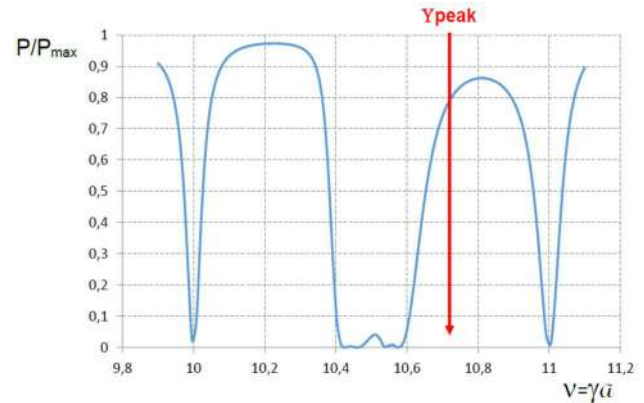


Рисунок 5. Зависимость влияния четырех скью-квадрупольных корректоров в экспериментальном промежутке от параметра спиновой частоты.

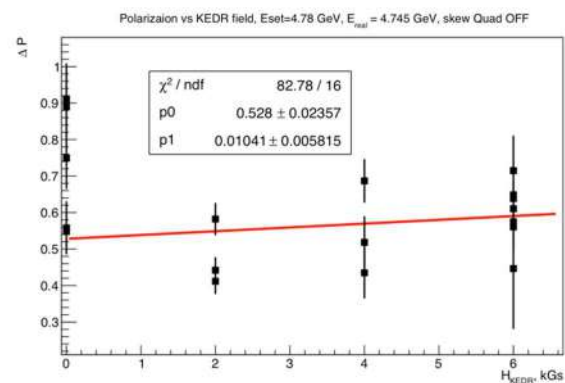


Рисунок 6. Исследование зависимости степени поляризации от магнитного поля в детекторе КЕДР.

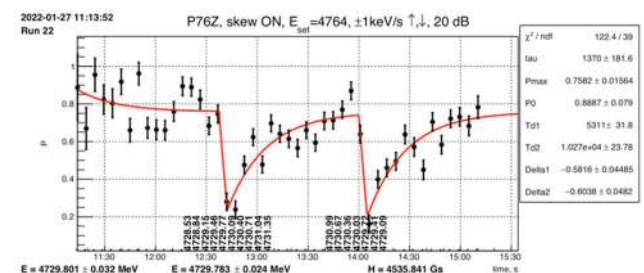


Рисунок 7. Измерение степени поляризации при сканировании частоты деполяризатора в режиме с включенными скью-квадрупольными корректорами экспериментального промежутка.

В экспериментальном заходе с одним и тем же пучком проведено два сканирования по частоте деполяризатора: сначала с её увеличением, затем с уменьшением частоты. В результате, по частоте деполяризации определены два значения энергии, которые различаются на 18 кэВ при статистической ошибке 30 кэВ. Ясно виден процесс поляризации после её резонансного разрушения. Равновесная степень, определяемая

по степени асимметрии «верх-низ» комптоновского рассеяния лазерных фотонов, а также по времени релаксации, составляет в среднем около 70%, что не противоречит теоретическим оценкам.

### Ширина спиновой линии

Проводимые на ВЭПП-4М поляризационные эксперименты в области 5 ГэВ предусматривают несколько РД сканирований в течение времени жизни пучка (после ускорения до рабочей энергии) со сменой направления сканирования по частотной шкале. Это имеет целью уточнить ширину полосы неопределенности в положении истинного спинового резонанса, что важно для прецизионного измерения массы Ипсилон мезона. В общем случае, полоса формируется за счет нескольких факторов: уширения спиновой линии из-за квадратичной нелинейности ведущего поля и радиационной диффузии фазы спиновой прецессии; регулярных пульсаций ведущего поля; нестабильности самой энергии, которая в свою очередь зависит от стабильностей температуры магнитных элементов и токов источников питания магнитов, что проявляется в изменении замкнутой орбиты.

На ВЭПП-4М основной вклад в уширение спектральной линии спиновой прецессии вносит штатная система секступольной коррекции. На энергии 1.85 ГэВ ширина линии составляет около 4 кэВ в единицах энергии, что соответствует результатам экспериментов на низкой энергии по «тонкому» сканированию с рекордным разрешением по частоте деполяризации  $10^{-9}$ . На 4.73 ГэВ ширина линии спина может увеличиться, по разным оценкам, от 40 до 80 кэВ.

### Стабильность условий эксперимента

В отчетный период были проведены первые эксперименты по мониторингу положения замкнутой орбиты по всему кольцу накопителя в течение времени, которое будет отводиться на каждый заход со встречными пучками при наборе статистики в области пика Ипсилон мезона (см. Рис. 8).

По оценке, основанной на предположении о случайном характере изменений дипольных магнитных возмущений по знаку и величине на разных азимутах накопителя, относительное изменение в величине энергии частиц пропорционально изменению среднеквадратичного отклонения орбиты в медианной плоскости по всем точкам наблюдения. В области пика Ипсилон мезона наблюдаемая разница в 100 микрон между значениями этой характеристики орбиты в начале и в конце захода с данными пучками как (см. Рис. 8) может означать неопределенность в энергии эксперимента порядка 15 кэВ. Эксперименты по много часовому мониторингу орбиты электронного пучка в области ипсилон резонанса проведены в отсутствие внесения контролируемых изменений в управление ускорителем. Первоначальные результаты получены в условиях без планируемой температурной стабилизации в системе охлаждения магнитов. В дальнейшем такие наблюдения предполагается проводить при улучшенной температурной стабильности и сопровождать их РД калибровками энергии.

Важным фактором, влияющим на стабильность энергии, является дрейф главного поля накопителя. В первую очередь он может зависеть от дрейфа источника питания.

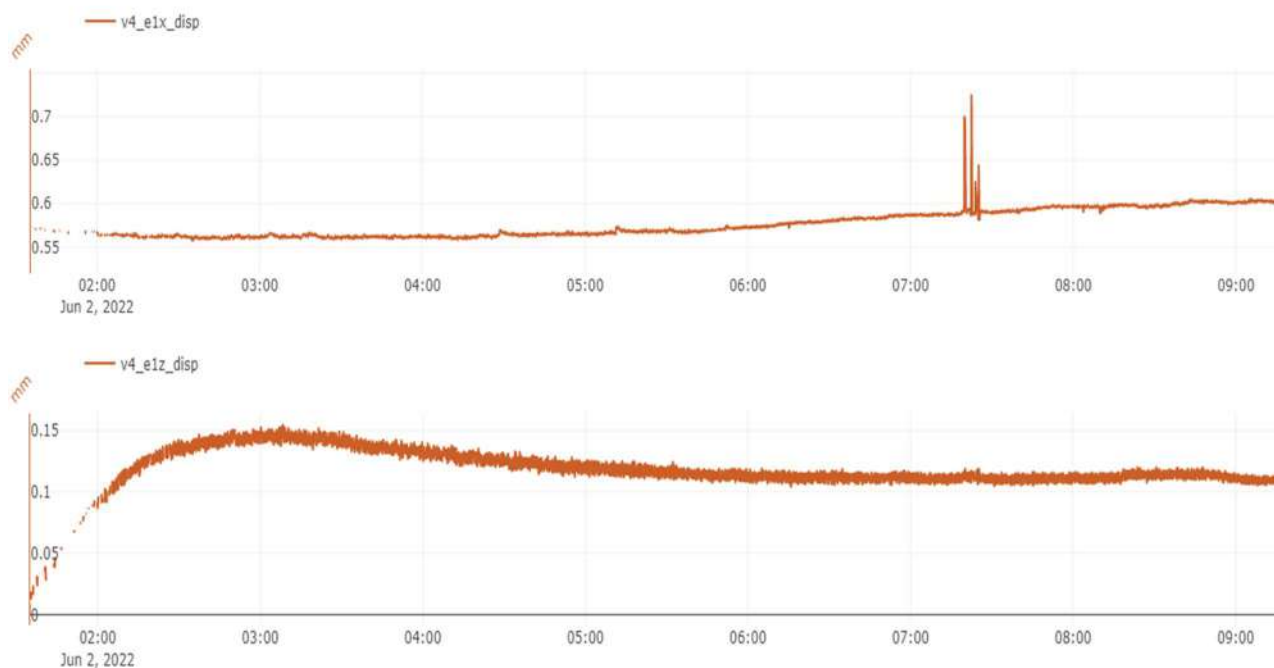


Рисунок 8. Измеренная временная зависимость среднеквадратичного отклонения орбиты в медианной плоскости, усредненного по всем пикап-станциям.

На Рис. 9 приведен результат пятичасового мониторинга величины тока в магнитах полукольца ВЭПП-4М на энергии 4.75 ГэВ. Измеренное максимальное отклонение значение тока от первоначального составляет  $1.8 \cdot 10^{-5}$  в относительных единицах и дает количественное представление об дрейфе энергии встречных пучков в режиме эксперимента.

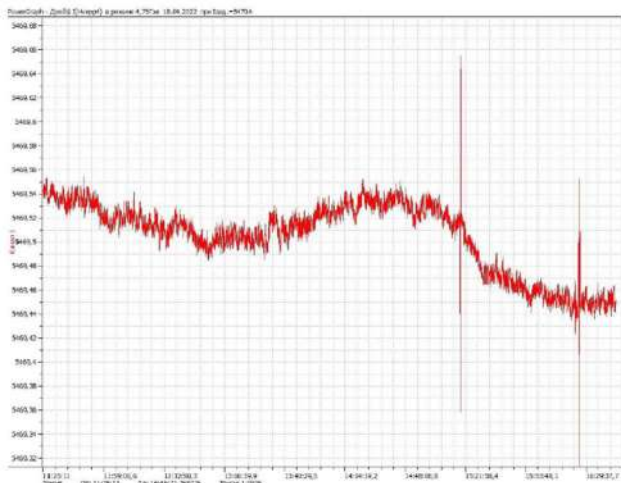


Рисунок 9. График дрейфа тока главного поля ВЭПП-4М в режиме 4.75 ГэВ, записанный 18.04.2022. Размах дрейфа составил около 100 мА, что составляет  $1.8 \cdot 10^{-5}$  относительно заданного значения.

Были сняты спектрограммы тока в источнике главного поля при задании в нем тока 5000 А (энергия около 5 ГэВ). Модуляция поля происходит главным образом на частоте 50 Гц с амплитудой 10 ppm. В единицах энергии боковой спиновый резонанс отстоит от основного на 27 кэВ. На ВЭПП-4М модуляционные спиновые резонансы с частотами в десятки и даже сотни герц в отличие от модуляционных резонансов с синхротронной частотой, которая достаточно высока (около 10 кГц), не обладают строго линейчатым спектром. Это обусловлено тем, что за период регулярных пульсаций фаза спиновой прецессии испытывает радиационную диффузию на величину много больше единицы. Размытость спектральной линии бокового резонанса увеличивает ширину линии основного резонанса. Экспериментальное определение этой ширины путем РД сканирования сначала в одном направлении вдоль частотной шкалы, а затем в противоположном, позволит уточнить эти представления.

При проведении эксперимента по измерению массы Ипсилон использование метода сканирования в противоположных направлениях и планируемое число калибровок энергии (около 200) предполагают уменьшение статистической ошибки, зависящей от ширины полосы деполяризации, на порядок. В настоящее время данный метод может быть применен в отношении только одного из двух электронных сгустков, предназначенных для режима столкновений. Поэтому сканы «вверх» и «вниз» по частоте разнесены во времени. Более эффективно его можно было бы осуществлять на

двух поляризованных сгустках одновременно с помощью двух имеющихся деполяризаторов. Для этого требуется соответствующим образом синхронизовать лазерный поляриметр и переделать его программное обеспечение.

#### Совершенствование систем лазерного поляриметра

Источником фотонов является импульсный твердотельный Nd:YLF лазер с диодной накачкой. Длина волны лазера 527 нм, частота импульсов 4 кГц, средняя мощность 2 Вт. Циркулярная поляризация формируется при помощи фазовой пластинки. Переключение поляризации левой-правой поляризации осуществляется KD\*P ячейкой Погкельса с частотой до 4 кГц. Далее лазерный луч фокусируется на электронном пучке вблизи магнитных линз, в месте минимального углового разброса. Рассеянные гамма кванты после пролета 33 метров конвертируются в 12 мм пластине свинца и регистрируются двухкоординатным детектором на основе тройного ГЭУ.

В 2022 году усовершенствован алгоритм обработки экспериментальных данных лазерного поляриметра. Для извлечения поляризационного эффекта мы используем подгонку двумерных распределений координат зарегистрированных гамма-квантов для левой и правой поляризации лазера совместно. Из-за особенностей взаимодействия лазерных фотонов с электронным сгустком приходилось использовать модель (модификация функции Crystal Ball на двумерный случай) с большим числом свободных параметров. Модель неудовлетворительно описывала экспериментальные данные. В новом подходе детали взаимодействия фотонов с электронами определялись непосредственно из экспериментальных данных. Это повысило достоверность аппроксимации, а также уменьшило время, затрачиваемое на аппроксимацию, благодаря уменьшению числа свободных параметров.

В 2022 настроен режим работы деполяризатора, при котором деполяризация происходит на основном спиновом резонансе, а не на боковых, обязанных модуляции спиновой частоты синхротронными колебаниями на частоте около 8 кГц. Разница между энергиями, найденными с поправкой на измерения основного поля методом ЯМР, — около 40 кэВ. Эта разница одного порядка с оценками ширины линии спина и возможным дрейфом энергии в результате температурной нестабильности коллайдера. Оптимальный режим работы деполяризатора: скорость сканирования 0.3 кэВ/с, ослабление сигнала с генератора 32-34 дБ.

#### Модернизация системы оптической диагностики ВЭПП-3

В 2022 г. на ВЭПП-3 была заменена оптическая система, действовавшая с 1986 года. Схема новой диагностики показана на Рисунке 10. Одной из целей модернизации является отработка программного обеспечения для системы оптической диагностики бустера ЦКП СКИФ. От диагностики, действующей на ВЭПП-3, требуется измерение продольного профиля

пучка с относительной точностью не менее 5%, измерение поперечных размеров пучка в каждом рабочем режиме ускорителя и качественный контроль поведения поперечного профиля пучка во время инжекции.

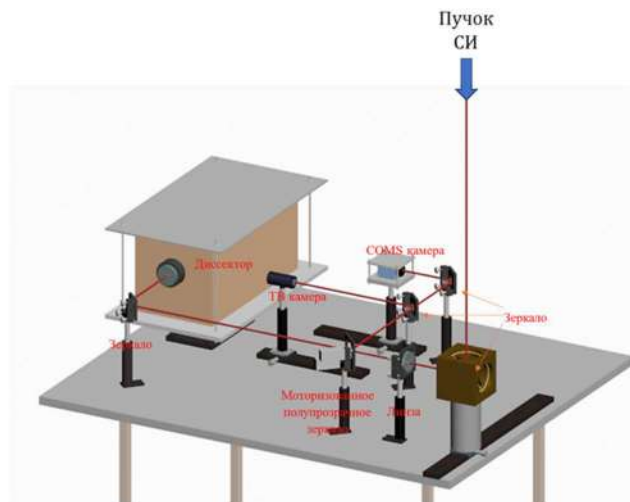


Рисунок 10. Схема модифицированной оптической диагностики пучка ускорителя ВЭПП-3.

Оптическая часть спектра синхротронного излучения отражается от охлаждаемого медного зеркала и выходит из вакуумной камеры ВЭПП-3 через высоковакуумное оптическое окно. Элементы оптической диагностики расположены на оптической плите с габаритами 800×600 мм (Рис. 10). Световой пучок фокусируется объективом и разделяется на два потока на моторизованном полупрозрачном зеркале, одна часть поступает в электронно-оптический диссектор для измерения продольного размера пучка, а другая — фокусируется на ТВ-камеру и цифровую CMOS камеру для регистрации поперечного профиля пучка (Рис. 11).

Новая цифровая камера Daheng MER-131-75GM позволяет поднять частоту кадров до нескольких килогерц при использовании специализированного программного обеспечения. Это позволяет измерять амплитуду и спектр поперечных колебаний пучка.

Таблица 4.1. Технические характеристики камеры Daheng MER-131-75GM.

Разрешение	1280×1024
Частота кадров	75
Датчик	1/2" PYTHON1300 Global shutter CMOS
Размер пикселя	4.8μm
Разрядность пикселей	8 bit, 10 bit
Интерфейс данных	GigE

Для измерения продольного профиля пучка применяется электронно-оптический диссектор [10], работающий на частоте ВЧ ВЭПП-3 (72 МГц). Регистрация сигналов диссектора производится с помощью электронного блока, аналогичного тем, что используются в

системе пикап-электродов. Медленное сканирование развертки диссектора производится с помощью фазовой модуляции ВЧ напряжения на отклоняющих пластинах. Этот же метод предполагается использовать на бустере и накопителе ЦКП СКИФ.

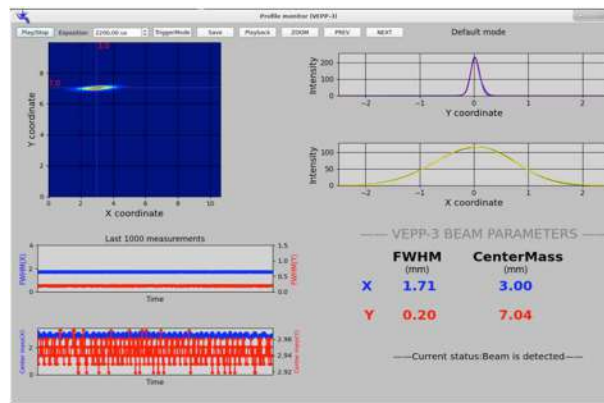


Рисунок 11. Окно программы измерения поперечных размеров пучка ВЭПП-3.

В настоящее время планируется модернизация системы оптической диагностики накопителя ВЭПП-4М.

### Измерение вибраций

Вибрации могут оказывать существенное влияние на работу ускорителя заряженных частиц и снижать его эффективность, изменяя распределение магнитного поля, что приводит к колебаниям орбиты пучка заряженных частиц, и, в конечном итоге, влияет на качество эксперимента. Оценка уровня вибраций может дать представление о степени стабильности ускорителя и помочь улучшить качество измерений. В августе 2022 года на комплексе ВЭПП-4 совместно с Институтом нефтегазовой геологии и геофизики им. А.А. Трофимука СО РАН были проведены измерения вибрационного шума. В данной главе представлены результаты этих измерений.

Для измерения амплитуды вибраций и их частотного состава производилась непрерывная запись с использованием трехканальных сейсмических регистраторов «SCOUT» [11], укомплектованных низкочастотными геофонами с повышенной чувствительностью «GS-ONE LF» (5 Гц, 100.4 В/м/с) [12]. Для корректного анализа низкочастотной составляющей сигналов (ниже 5 Гц), на этапе обработки производилась процедура частотной коррекции записей к значению 1 Гц [13].

В течении недели были проведены микросейсмические измерения в поле, вблизи здания ускорительного комплекса, а также в здании ускорителя, который располагается на глубине 6 метров под землей. Фрагменты трехкомпонентных записей микросейсм (смещение) представлены на Рисунках 12 и 13. В один из моментов записи произошла просадка напряжения сети и выключились некоторые источники питания магнитов (на Рисунках 12 и 13 сигнал обведен пунктирными прямоугольниками).

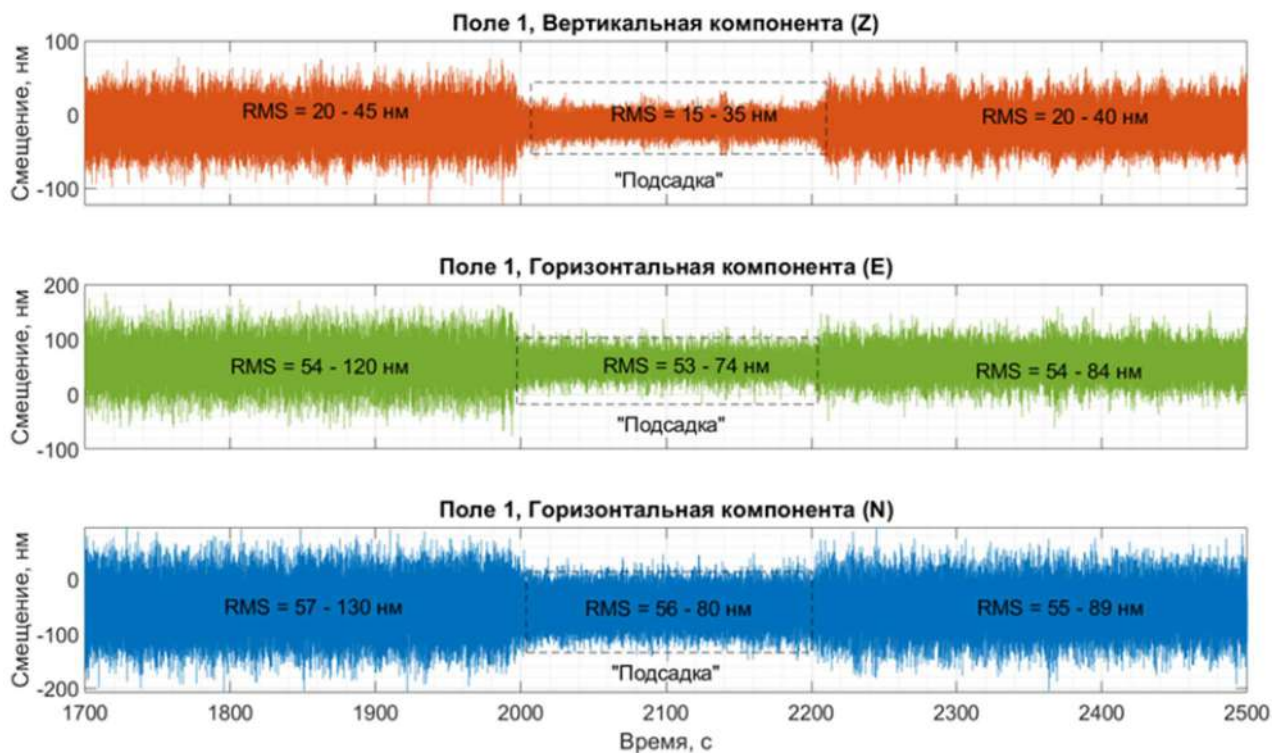


Рисунок 12. Пример фрагмента трехкомпонентных записей микросейсм (смещение) в поле вблизи здания ускорительного комплекса ВЭПП-4.

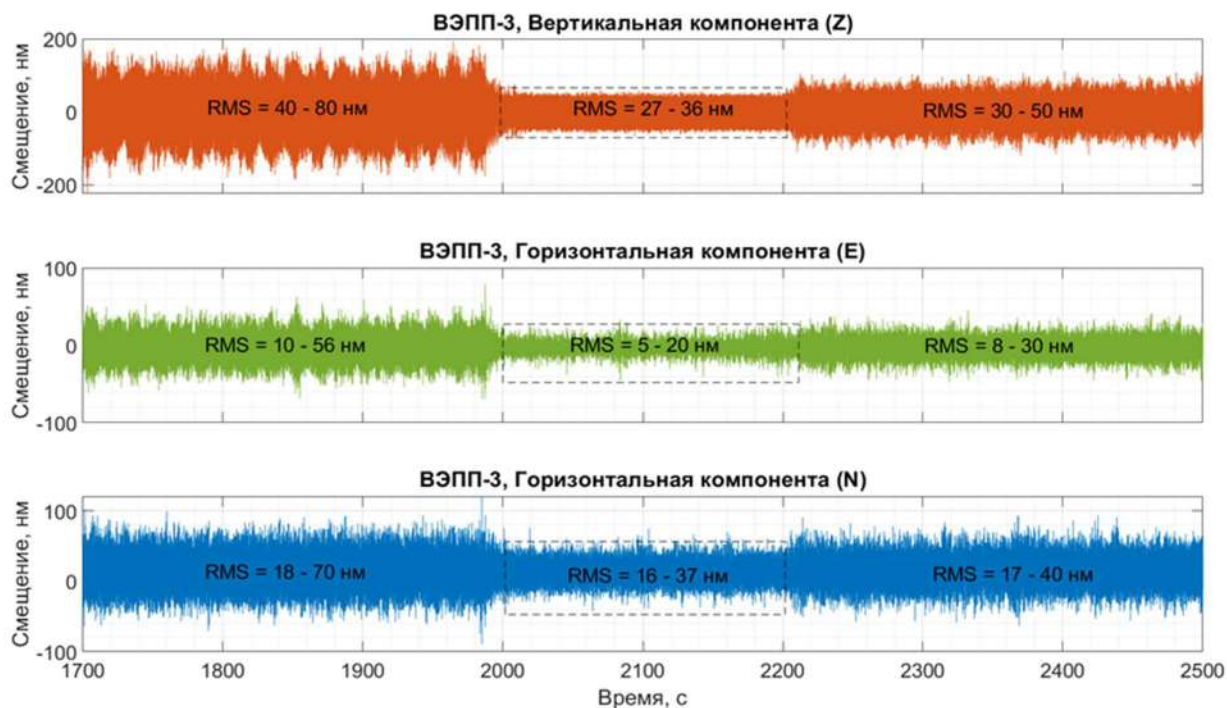


Рисунок 13. Пример фрагмента трехкомпонентных записей микросейсм (смещение) в зале накопителя ВЭПП-3.

Сравнивая графики 5.1 и 5.2 видно, что в поле за зданием ускорительного комплекса горизонтальные компоненты смещения выше, чем в тоннеле самого ускорителя, при этом вертикальная компонента смещений ниже. В момент просадки напряжения сети вертикальные компоненты смещений этих двух локаций становятся приблизительно одинаковыми. Для определения основных источников вибрационного шума был проведен спектральный анализ.

Для понимания спектрального состава сигнала, удобно использовать представление сигналов в частотной области в виде спектрограммы (Рис. 14). Из этого графика видно, что во время работы комплекса ВЭПП-4, определяющую часть в вибрационный шум вкладывают трансформаторы источников питания. После выключения большей части оборудования спектр практически очищается от частот кратных сетевым.

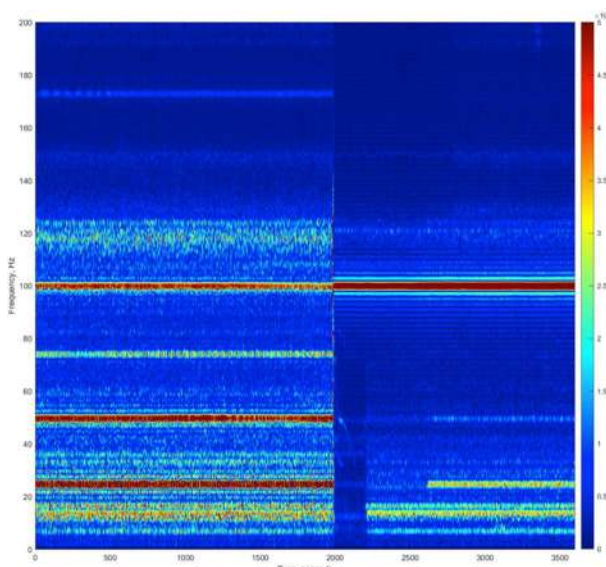


Рисунок 14. Спектрограмма сигнала с комплекса ВЭПП-4 в момент выключения большей части электротехнических установок.

На этапе проведения экспериментов, стало понятно, что регистраторы SCOUT в условиях отсутствия GPS-сигнала (так как эксперименты проводились в тоннеле), необходимого для подстройки высокоточной привязки записей к абсолютному времени, не удовлетворяют требованиям по точности для локализации источников шума методами когерентного суммирования. Проведенный лабораторный эксперимент показал, что дрейф отметки абсолютного времени спустя 8 дней непрерывной записи для отдельных устройств может достигать 190 мс. Для решения данной задачи планируется создания системы сейсмического мониторинга, состоящей из регистраторов без привязки к GPS, сервера сбора, обработки и хранения данных, а также WEB-интерфейса с системой оповещения. Установка датчиков планируется на территории туннелей комплекса ВЭПП-4, и, в итоге, будет представлять из себя круговую систему наблюдений.

### Модернизация системы воздушного охлаждения ВЧ системы ВЭПП-4М

Для повышения надежности при работе коллайдера ВЭПП-4М в максимальном энергетическом диапазоне и, соответственно, на максимальной мощности ВЧ-системы коллайдера была проведена модернизация системы воздушного охлаждения шестого (выходного) каскада ВЧ-генератора ВЭПП-4М, в котором находятся 4 ВЧ-лампы ГУ-101А. Данное мероприятие позволит стабилизировать входную температуру воздуха, улучшить воздушное охлаждение за счет снижения температуры входного воздуха, уменьшить влажность входного воздуха, устранить попадание пыли внутрь ВЧ-каскада.

Летом 2022 года была проведена профилактика с полным разбором и дефектовкой шестого каскада, в ходе которой обнаружилась эллипсность контура контактов второй сетки, в особенности для ламп № 1 и № 2, которые являются самими нагруженными, что, в свою очередь, приводило к пробоям, выгоранию изоляторов, коронных контактов и разрушению варисторов в шкафу экранного выпрямителя. Анализ показал, что эллипсность появилась в связи с резкими термическими циклами анодного бака. В ходе профилактики для лучшего прохождения воздуха вытяжки В-12 были модернизированы изоляторы экранного контура.

На Рис. 15 показана схема воздушного охлаждения ВЧ-генератора ВЭПП-4. На схеме отмечены: двухсекционный кондиционер, вытяжка В-12 и ламповые каскады: 5 каскад — предвыходной с двумя лампами ГУ-101А, 6 каскад — выходной с четырьмя лампами ГУ-101А. В ходе предыдущей модернизации предусилитель и 3 ламповых каскада были заменены одним полупроводниковым усилителем производства компании ТриадаТВ (Новосибирск). Подробный отчет представлен в Годовом отчете за 2019 год.

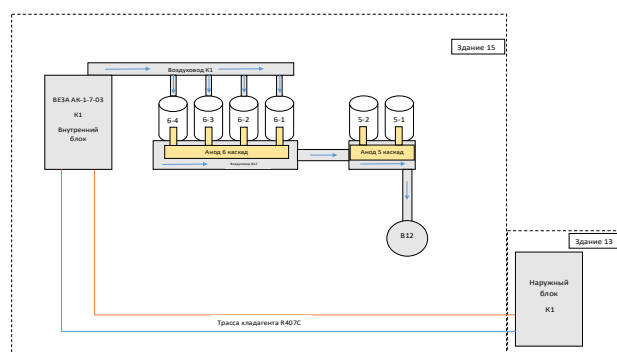


Рисунок 15. Схема воздушного охлаждения ВЧ-генератора ВЭПП-4М.

В качестве кондиционера используется промышленный кондиционер непрерывного действия ВЕЗА АК-1-7-03 (Рис. 15) с наружным блоком конденсирования МАВО.К.21.630.1X1.В.6R.04PD.VN. Холодильная мощность аппарата составляет 27.5 кВт. Питание от сети 380 В.

Внутренний блок кондиционера (см. Рис. 16) представляет собой шкаф с отсеками для обслуживания, в которых находятся элементы аппаратуры, электроника, два электромотора с крыльчатками, формирующими воздушный поток в воздуховод, компрессор и испаритель. На лицевой стороне установлен пульт управления с индикаторным дисплеем и лампами индикации готовности, работы и аварии. В нижней части с лицевой стороны установлены сетки с фильтрующими элементами из вазопрона. В качестве холодильного агента используется озонобезопасный хладагент R407C.

Наружный блок состоит из теплообменника в виде медных труб с напрессованными алюминиевыми ребрами и одного осевого вентилятора, формирующих воздушный поток для его охлаждения.



Рисунок 16. Кондиционер ВЕЗА АК-1-7-03.

Совместно с сотрудниками ОГЭ были проведены монтажные работы: установка блоков кондиционера на их места, для дальнейшей наладки и эксплуатации. Так же сотрудниками ОГЭ была проведена работа по подключению к электрической сети и хладагентному контуру с его заправкой. Установлены воздуховоды, подводы воздуха к генераторным лампам шестого каскада (Рис. 17), установка датчиков измерения температур в трех точках: температура в помещении, температура в воздуховоде, и температура на выходе анодного контура. Все три показания можно посмотреть в реальном времени на пульте управления кондиционером.

После установки были проведены испытания всех электрических элементов и соединений, а так же хладагентного контура. Сделаны замеры эффективности вентиляции, расхода воздуха и замер температур. В данный момент система охлаждения введена в экс-

плуатацию и прекрасно себя оправдывает. Температуры наружных баков выходного (шестого) каскада, при работе на высоких энергиях упали с  $70^{\circ}\text{C}$  до  $36^{\circ}\text{C}$ , и это на самых нагруженных лампах № 1 и № 2. На менее нагруженных лампах № 3 и № 4, температура наружных баков не превышает  $28^{\circ}\text{C}$ , а при работе на малой энергии, вообще не поднимается выше температуры в помещении.



Рисунок 17. Воздуховод от кондиционера до ВЧ-ламп бго каскада.

Из этого следует, что колебаний температур внутри каскада стало значительно меньше, деформация контура второй сетки сведена к минимуму. С использованием фильтрующих элементов в каскад попадает меньше крупнодисперсной токопроводящей пыли, что снизило число пробоев в каскаде из-за этого фактора.

Так же совместное включение системы охлаждения и вытяжной вентиляции В-12, включенной в систему УБС установки ВЧ ВЭПП-4М, увеличило эффективность воздушного обдува генераторных ламп выходного (шестого) каскада, что понизило общую температуру помещения электроустановки и благотворно повлияло на охлаждение других нагреваемых элементов.

### *Модернизация системы охлаждения магнитной системы ВЭПП-4М*

#### **Введение**

На коллайдере ВЭПП-4М с детектором КЕДР планируется цикл экспериментов по прецизионному измерению параметров (масса покоя, лептонная ширина, проч.)  $Y$ -резонансов, основное состояние которых находится на энергии пучка  $4.75$  ГэВ. Для проведения подобного типа экспериментов требуется обеспечить стабильность параметров коллайдера, в том числе необходима стабильность энергии пучков  $\sim 50$  кэВ на протяжении каждого захода по набору статистики, что составляет  $\sim 10^{-5}$  от значения энергии сталкивающихся частиц. Для этого необходимо обеспечить стабильность главного поля ВЭПП-4М, которое определяется стабильностью тока и стабильностью температуры дистиллята магнитных элементов.

На Рис. 18 показано изменение величины магнитного поля в дипольной части калибровочного элемента периодичности коллайдера ВЭПП-4М, измеренного с помощью системы ЯМР, в двух тестовых заходах, ими-



тирующих заход по набору статистики для  $Y(1S)$ -мезона. Калибровочный элемент периодичности размещен в тоннеле южного полукольца ВЭПП-4М и подключен последовательно с остальными элементами периодичности коллайдера к одному источнику тока, т.е. находится в одних и тех же условиях с всеми элементами периодичности. Датчик ЯМР установлен в центральной части однородной области дипольного магнитного поля.

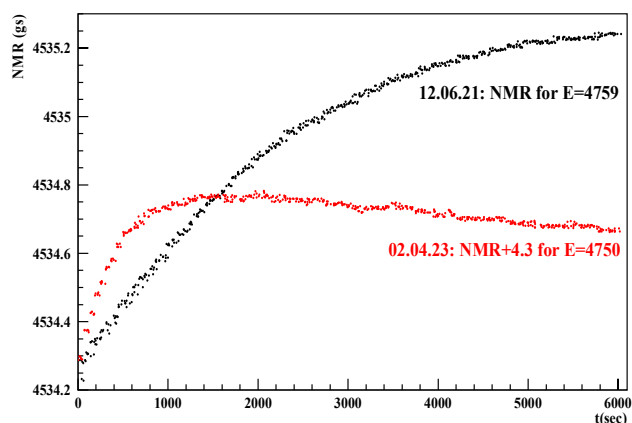


Рисунок 18. Величина магнитного поля в калибровочном элементе периодичности ВЭПП-4М после ускорения: (черный) без термостабилизации и (красный) с термостабилизацией.

После стандартного магнитного цикла осуществляется подъём поля от энергии инжекции 1.9 ГэВ до энергии эксперимента 4.75 ГэВ. Далее дается старт измерениям, что на графике соответствует началу отсчета (0 сек). На Рис. 18 показаны 2 зависимости магнитного поля от времени: черный – без стабилизации входной температуры дистиллята и красный – с стабилизацией. В первом случае дрейф магнитного поля составил 0.9 Гс, что составляет ~1 МэВ. Во втором случае, естественный дрейф поля около 0.5 Гс в первые 1000 сек после окончания ускорения, что является закономерным для ВЭПП-4М, затем изменение поля составляет менее 0.2 Гс.

### Описание системы

Для охлаждения магнитов элементов периодичности используется отдельный водяной контур с охлаждающей мощностью около 1 МВт. Для охлаждения дистиллята используется техническая вода (далее техвода), которая охлаждается во внешнем бассейне (ИТПМ СО РАН). Для регулирования теплообмена между средами «дистиллят» и «техвода» в зависимости от нагрузки ВЭПП-4 в существующую систему охлаждения, основанную на использовании пластинчатого теплообменника ТО-4, требовалось добавить регулирующий элемент. Для этого была выбрана система с плавной регулировкой расхода через теплообменник в контуре дистиллята.

Схема новой системы охлаждения представлена на Рис. 19.

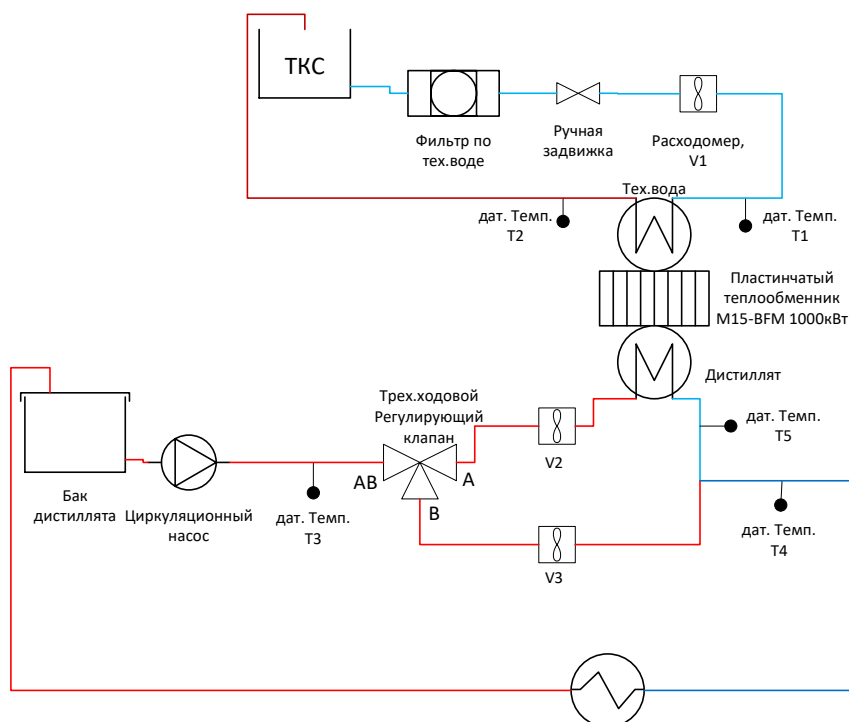


Рисунок 19. Система регулирования теплообмена в зависимости от тепловой нагрузки ВЭПП-4М за счет изменения расхода через теплообменник дистиллята.

Датчик Т1 – показывает температуру «холодной» техводы, приходящей из охлаждающего бассейна. ТКС обозначает охлаждающий бассейн турбокомпрессорной станции, принадлежащий ИТПМ СО РАН. Расходомер V1 – показывает расход техводы через теплообменник ТО-4, расход выставляется минимально необходимым для максимальной нагрузки ВЭПП-4М при помощи регулируемой задвижки. Датчик Т2 – показывает температуру «горячей» техводы после теплообменника ТО-4, т.е. уходящей в охлаждающий бассейн. Т3 – датчик температуры «горячего» дистиллята, приходящий с ВЭПП-4М. Т3 – датчик температуры «холодного» дистиллята после теплообменника ТО-4. Т5 – датчик температуры дистиллята, который получается за счет смешивания «холодного» и «горячего» дистиллята, за счет чего и осуществляется термостабилизация. Далее этот смешанный дистиллят поступает на ВЭПП-4М. V2 и V3 – расходомеры для контуров «холодного» и «горячего» дистиллята.

В качестве регулирующего элемента был выбран трех-ходовой клапан БРОЕН S3FM-T DN100. Конструкция клапана — поворотный сегмент, что позволяет плавно изменять расход через теплообменник перенаправляя часть потока через «байпас» (см. Рис. 20). Корпус и поворотный сегмент клапана выполнены из нержавеющей стали AISI 316.

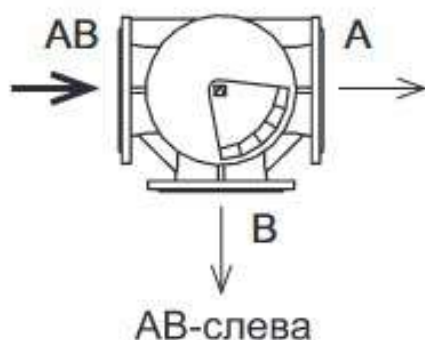


Рисунок 20. Работа клапана в режиме разделения потоков.

Трехходовой регулирующий клапан с электроприводом регулирует расход дистиллята через теплообменник. Клапан управляется внешним контроллером. Таким образом задается стабильная температура воды на входе в магниты ВЭПП-4М. Расход в контуре не меняется и составляет 90 куб.м/ч. Плавно изменяется только расход через теплообменник.

Для автоматического изменения положения сегмента применяется электропривод БРОЕН VB-300 (Рис. 21), к нему дополнительно поставляется аналоговый модуль с входным и выходным сигналом 4÷20 мА, с которого подается питание на двигатель электропривода. По входному сигналу, поступающему от ПЛК (см. ниже), задается положение сегмента, по выходному сигналу в ПЛК считывается текущее положение устройства.



Рисунок 21. Установленный электропривод VB-300.

На Рис. 22 показан внешний вид нового пластинчатого теплообменника ТО-4 — M15-BFM производства компании Alfa Laval. Теплообменник обладает разборной конструкцией, что позволяет проводить чистку его охлаждающей поверхности, что важно в условиях низкого качества технической воды бассейна ИТПМ СО РАН. Проектная охлаждающая мощностью теплообменника составляет 1 МВт, площадь теплообмена ~ 48 кв.м, коэффициент теплопередачи 7145 Вт/кв.м/°С.



Рисунок 22. Пластинчатый теплообменник ТО-4 с обвязкой.

На Рис. 23 представлена схема работы теплообменника. Техвода и дистиллят поступают в теплообменник через входные патрубки. Уплотнения, установленные специальным образом, обеспечивают распределение жидкостей по соответствующим каналам, исключая возможность смешивания потоков. Гофрированная

поверхность пластин обеспечивает формирование каналов, высокую турбулентность потока и механическую прочность пакета пластин. Тепло от одной жидкости к другой передается через пластины, а полностью противоточная схема движения теплоносителей позволяет добиться максимальной эффективности теплопередачи.

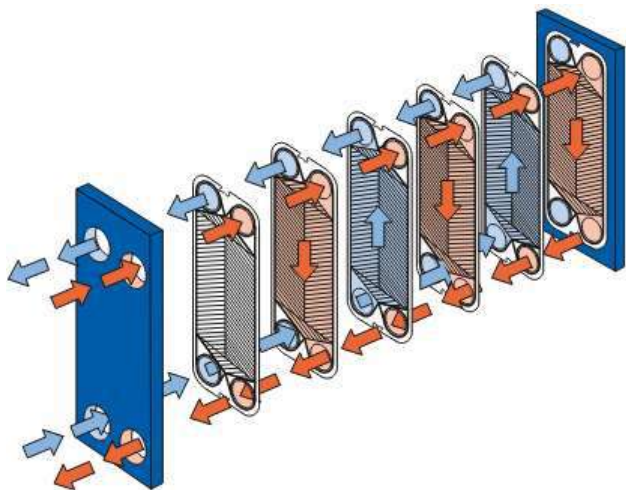


Рисунок 23. Схема организации движения потоков в пластинчатом теплообменнике.

### Система управления

Для контроля и управления новой системы охлаждения использовано промышленное оборудование с стандарте ПЛК (программируемый логический контролер). Данное оборудование широко используется для автоматизации технологических процессов и является достаточно надежным.



Рисунок 24. Расположение ПЛК в шкафу на стене рядом с теплообменником ТО-4.

Для управления электроприводом трехходового регулирующего клапана используется ПЛК Wago 750-852 (см. Рис. 24). На ПЛК установлены модули ввода Wago 750-455 и вывода Wago 750-555 токового аналогового сигнала. Модуль вывода аналогового сигнала задает положение трехходового клапана сигналом от 4 до 20 мА. Модуль аналогового ввода получает сигнал

с потенциометра клапана о состоянии текущего положение клапана (4÷20 мА). Для программирования ПЛК использовалась среда программирования CODESYS V2.3. Функциональный блок управляющей программы — ПИД-регулятор. Обратная связь осуществляется по сигналу с датчика температуры T4, расположенному на выходе после смешивания потоков из теплообменника и байпаса. Таким образом, реализуется термостабилизация по температуре дистиллята на входе в систему охлаждения коллайдера.

Для работы ПЛК не требуется внешняя связь. Программа сохраняется на внутренней памяти. После включения, например после подсадок электросети, устройства сразу начинает функционировать. Кроме того, ПЛК имеет интерфейс Ethernet и подключен к внутренней сети комплекса, что позволяет контролировать работу устройств, считывать данные о температурах и положении регулирующего клапана. Программное обеспечение разработано на базе EPICS.

На Рисунке 25 приведены графики температур дистиллята и техводы. Видно, что температура дистиллята, входящая в установку ВЭПП-4М (розовый график), удерживается близкой к заданной температуре стабилизации 30°C, при этом меняются тепловые режимы ВЭПП-4М, и температура техводы, приходящей из охлаждающего бассейна.

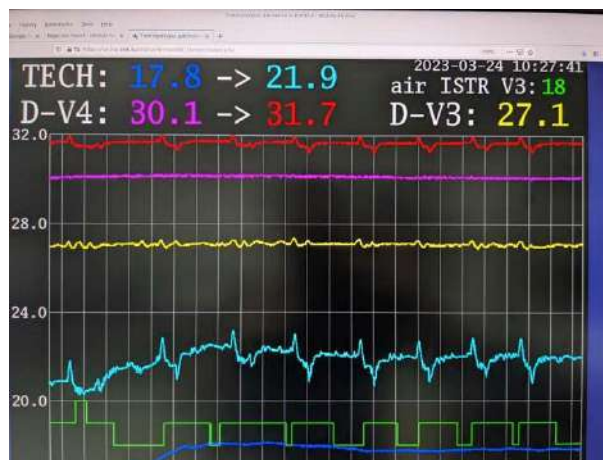


Рисунок 25. Графики температуры дистиллята ВЭПП-4М (уставка для стабилизации 30°C).

### Заключение

В целом система регулирования температуры охлаждающей воды показала себя работоспособной, когда расход техводы соответствует заданному значению — 90 куб.м/ч. Работа системы может быть нарушена при значительном уменьшении расхода техводы через теплообменник ТО-4 по причинам загрязнения входного фильтра для техводы, а также неправильных действий дежурного персонала.

Максимальная мощность, снимаемая теплообменником (при открытом на 100% клапане), составляет ~ 350 кВт, что почти в 3 раза меньше, чем заявлялось в техническом задании на установку теплообменника. Эффективность теплообмена так же снижает фактор

загрязнения техводы, приходящей из охлаждающего бассейна. На лето 2024 запланирована переборка пластинчатого теплообменника ТО-4.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ 2011-20, 2011.
- [2] П. Пиминов и др. Статус ускорительного комплекса ВЭПП-4. Письма в ЭЧАЯ, том 17, выпуск 7, 2020.
- [3] Детектор КЕДР. Препринт ИЯФ 2010-40, 2010.
- [4] P.A. Piminov et al. Synchrotron radiation research and application at VEPP-4. Physics Procedia 84 (2016) 19 26.
- [5] Г. Баранов и проч. Эксперименты с синхротронным излучением на ВЭПП-4М. Поверхность, 2, с.34, 2020.
- [6] V.S. Bobrovnikov et al. Extracted electron and gamma beams in BINP. 2014 JINST 9 C08022.
- [7] D.M. Nikolenko. Experiments with internal targets at the VEPP-3 electron storage ring. PHYSICS OF ATOMIC NUCLEI, 73, 8, 2010, p. 1322-1338.
- [8] D. Shwartz et al. BINP electron-positron facilities. Published in EPJ Web Conf. 212 (2019) 01001, 2019.
- [9] Yu. Maltseva et al. VEPP-5 Injection Complex: New Possibilities for BINP Electron-Positron Colliders. DOI:10.18429/JACoW-IPAC2018-MOPMK011, IPAC-18, Vancouver, BC, Canada, 2018.
- [10] Zinin E I, Meshkov O I. Optical dissector for longitudinal beam profile measurement. Journal of Instrumentation, 2015, 10(10): P10024.
- [11] SCOUT <http://skbsp.ru/index.php/en/land-seismic/scout>
- [12] GS-ONE LF <https://www.geospace.com/products/sensors/gs-one-lf/>
- [13] P.A. Dergach, T.A. Tubanov, V.I. Yushi, A.A. Duchkov. Seismic Instruments 55(3) (2019), p. 345-352. DOI: 10.3103/S0747923919030046.

## РАБОТА КОМПЛЕКСА ВЭПП-2000 В 2022 ГОДУ

### *Набор интеграла светимости на ВЭПП-2000 в соответствии с планом детекторов*

Физическая программа на коллайдере ВЭПП-2000 в 2022 году подразумевала набор интеграла светимости  $0,3 \text{ фб}^{-1}$  на каждый детектор в диапазоне энергий пучка 790–954 МэВ.

К началу календарного 2022 года ускорительный комплекс подошёл в фазе набора данных детекторами. Последствия вакуумной аварии на узле ввода мощности в ВЧ резонатор, которая произошла в начале рабочего сезона 2021/22, были полностью устранены, включая процедуру обезгаживания внутренней поверхности вакуумной камеры синхротронным излучением циркулирующего пучка в специальном техническом много-сгустковом режиме с энергией 700 МэВ и током до 800 мА. Суммарный интеграл тока пучков 150 А ч был набран в течение чуть более одного месяца.

Для выполнения физической программы по набору повышенного интеграла светимости потребовалось проведение объемных работ по оптимизации режимов работы комплекса ВЭПП-2000 с целью достижения устойчивой циркуляции интенсивных пучков, увеличения пиковой светимости столкновения частиц, и улучшения воспроизводимости режимов для набора статистики. В текущей конфигурации, источником электронов и позитронов для комплекса ВЭПП-2000 является Инжекционный Комплекс (ИК). Накопленные и охлажденные в ИК 430 МэВ частицы по 250 метровому каналу поочередно поступают к комплексу ВЭПП-2000 в автоматическом режиме в соответствии с потребностями. Поступающие частицы инжектируются, накапливаются и ускоряются до энергии эксперимента в БЭП (Бустер Электрон-Позитронный). Далее частицы выпускаются из БЭП и по разветвляющемуся каналу инжектируются в накопительное кольцо ВЭПП-2000. Настройка инжекции в БЭП производится по величине захвата частиц, а канал перепуска из БЭП в ВЭПП-2000 подстраивается по показаниям датчиков положения и размера пучка в канале и проценту перепуска частиц. По координатам первого пролета пучка через пикап осуществляется нацеливание влета пучка, по минимизации амплитуды синхротронных колебаний — подстройка энергии пучка и точности попадания в равновесную фазу ВЧ, а по амплитудам бетатронных колебаний — подстройка сил и моментов ударов инфлекторов бегущей волны.

Проведенные на этапе создания ВЭПП-2000 измерения магнитных полей элементов, позволяют не только воспроизводить в моделировании текущую оптическую структуру кольца, но и итерационно, почти в автоматическом режиме, корректировать равновесную орбиту и оптические функции кольца по расчётным матрицам откликов на дипольные корректоры. Такая

настройка эффективна в качестве базовой, но для получения максимальных светимостей необходима дополнительная тонкая подстройка оптики в ручном режиме. При наборе интеграла светимости необходимо, чтобы т. н. пучковый фон детекторов не превышал пороговую величину, иначе живое время детекторов резко уменьшается, и ухудшается качество набранной статистики из-за повышенного фона. Для контроля общей загрузки детекторов используются данные счета дрейфовых камер, расположенных на внутреннем радиусе детекторов. Настройка режима кольца ВЭПП-2000 осуществляется итерационно, постепенным увеличением токов пучков при приемлемом фоне детекторов. При подстройке бета-функций в месте встречи с сохранением или нарушением круглости пучков и перестройки бетатронных частот вдоль или поперек резонанса связи используются программные «ручки», позволяющие достигать желаемого результата с минимальным изменением остальных параметров посредством рассчитанного изменения уставок сразу многих оптических элементов. Подстройка связи и хроматизма бетатронных частот, а также ахроматичности поворотов осуществляется соответствующими семействами линз, при этом дополнительное небольшое корректирование первых и вторых гармоник воздействия также достаточно эффективно для повышения токов циркулирующих пучков. При подстройке равновесной орбиты дипольными корректорами наиболее эффективны разнообразные комбинации вторых гармоник воздействия. Хотя, все элементы и корректоры могут управляться независимо, но неидеальность элементов особенно в области насыщения магнитных полей приводит к отчетливому перекрестному влиянию, поэтому процесс настройки осуществляется итерационно. Важно отметить, что когда ВЭПП-2000 настроен при максимальных токах пучков, то при меньших токах пучков фоновая загрузка детекторов всегда в пределах нормы, но не оптимальна для меньших токов пучка, однако перенастройка на минимум фона детекторов при средних токах пучков приводит к ухудшению режима для больших токов и как следствие уменьшение светимости коллайдера.

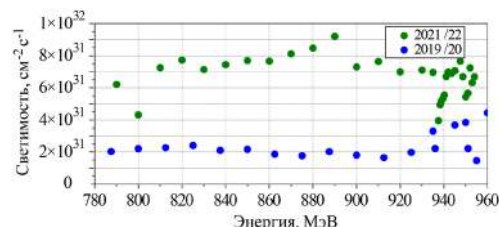


Рисунок 1. Сравнение средних светимостей по 10% лучших заходов последнего сезона и результатов, полученных в том же диапазоне энергий пучков в 2019–2022 годах.

Величины средней (по отобраным 10 процентам лучших заходов) светимости для всех энергий эксперимента последнего сезона представлены на Рис. 1. Для сравнения на Рис. 1 также приведены лучшие результаты, полученные в данном диапазоне энергий

в предыдущие годы. Виден существенный прогресс в увеличении светимости во всем диапазоне энергий последнего сезона. Максимальная светимость  $0,9 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  была получена на энергии пучков 890 МэВ при суммарном токе пучков почти 0,5 А.

Перечислим основные слагаемые этого прогресса:

1. Замена источников питания самых мощных квадруполей, позволило свободно, без ограничений, накладываемых источниками, настраивать оптику на высокой энергии.

2. Тонкая настройка набегов фаз между местами столкновения пучков. В моделировании подобрана оптимальная, и при этом очень простая «ручка» из соленидов. Это помогло немного подавить раздувание эмиттансов, отодвинуть флип-флоп по интенсивности сталкивающихся пучков.

3. Увеличение бета-функции в месте столкновения пучков примерно на 10%, до 9–10 см, помогло, видимо, увеличить динамическую апертуру, улучшить инжекцию.

4. Сдвиг частоты обращения на 1 кГц, просто по эффекту, помог снизить фоновую загрузку детекторов, вероятно, за счёт перехвата тушековских частиц в районе ахроматов.

5. Стабильная и продуктивная работа ИК, который поставлял в избытке позитроны, и даже с низкой полной эффективностью их доставки на ВЭПП-2000, можно было всегда работать в режиме предела по эффектам встречи. Позволило достичь максимальный суточный интеграл, но главное — позволяет оператору постоянно оптимизировать машину в сторону повышения пиковой светимости.

Сезон 2022 года по набору интеграла светимости проходил с декабря 2021 по июнь 2022 годов. В течение сезона энергия пучков изменялась в пределах 790–954 МэВ, день от дня, как показано на Рис. 2 (кривая). Суточный интеграл светимости в зависимости от дня работы приведен на Рис. 2 (гистограмма). Видно, что в течение сезона в целом прослеживалось увеличение суточного набора статистики. Провалы до нуля в суточной статистике связаны с ремонтными работами, как на ВЭПП-2000, так и на ИК. На Рис. 3 приводится распределение по энергии интеграла светимости, набранного за последний сезон и за все предыдущие годы. Большой пик интеграла светимости расположен в области порога рождения нуклонов при аннигиляции электрон-позитронных пар.

Средние светимости по 10% лучшим заходам для всех энергий эксперимента за все время работы комплекса ВЭПП-2000 приведены Рис. 4. Также, для наглядности, на Рис. 4 приводятся аналитические кривые зависимости светимости от энергии с сохранением оптики кольца и с уменьшением бета-функций в месте встречи пропорционально энергии пучка.

На Рис. 5 показано распределение по сезонам набранных интегралов светимости. В целом, за последний сезон были набраны интегралы светимости  $0,31 \text{ фб}^{-1}$  (КМД-3) и  $0,36 \text{ фб}^{-1}$  (СНД), что почти удвоило

интегралы светимости за все время работы ВЭПП-2000:  $0,67 \text{ фб}^{-1}$  (КМД-3) и  $0,74 \text{ фб}^{-1}$  (СНД).

Таким образом, несмотря на крайне высокие запросы в соответствии с планом детекторов по программе набора интеграла светимости на сезон 2022 года, все работы выполнены в полном объеме и требуемые целевые показатели достигнуты.

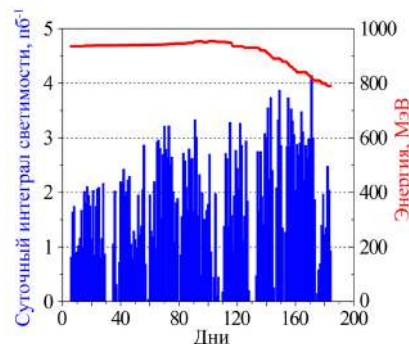


Рисунок 2. Суточный интеграл светимости (гистограмма) и энергия пучков (кривая) в течение последнего сезона 2022 года.

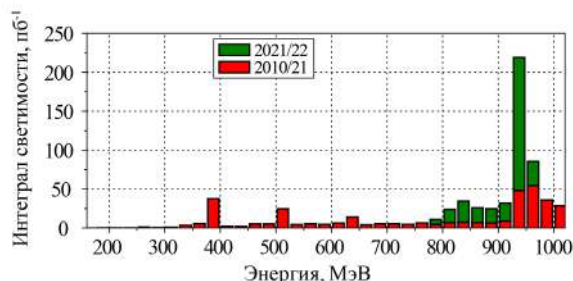


Рисунок 3. Распределение по энергии интеграла светимости набранного за сезон 2022 года и за все предыдущие годы.

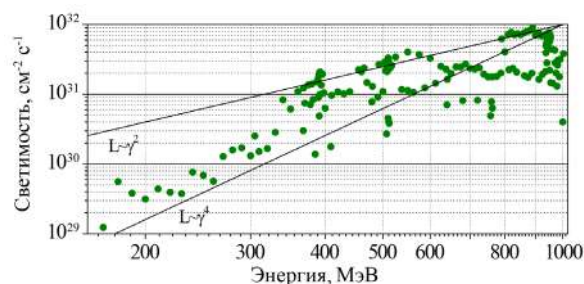


Рисунок 4. Средние светимости по 10% лучшим заходам в зависимости от энергии пучков за все время работы комплекса ВЭПП-2000.

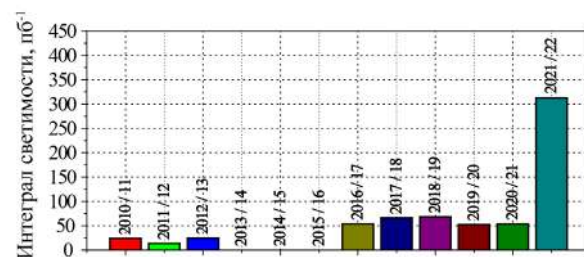


Рисунок 5. Распределение по сезонам набранных интегралов светимости.

### Использование ПЗС камеры для однопролетной регистрации поперечного профиля пучка в коллайдере ВЭПП-2000

При проведении экспериментов на детекторах СНД и КМД-3 электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000 его светимость зависит напрямую от интенсивности сталкивающихся сгустков. Заселение сгустков частицами напрямую зависит от величины коэффициента перепуска частиц из бустера БЭП в коллайдер по каналу перепуска КБВ (Канал БЭП–ВЭПП-2000) и, что самое главное, от его стабильности. Качество инжекции является многоаспектной задачей и определяется такими факторами как настройка канала инжекции, а также системы кикеров и септумного магнита.

Для контроля транспортировки частиц в канале КБВ используются сеточные вторично эмиссионные датчики и датчики тока изображения, для измерения положения пучка. На выводах СИ (синхротронного излучения) коллайдера ВЭПП-2000 имеется 16 ПЗС-камер, которые используются для регистрации видимой части спектра СИ пучка и дают информацию о поперечном распределении частиц в циркулирующих пучках. Учитывая, что период обращения пучка равен 82 нс, что на несколько порядков меньше минимально возможного времени выдержки камеры (0,01 мс), в таком режиме работы ПЗС-камеры дают интегрированную картину за тысячи оборотов.

В текущем сезоне предложен оригинальный способ использования ПЗС-камеры: однопролетная регистрация СИ пучка при однократном пролете пучка через поворотный магнит коллайдера. Из сигнала можно тоже получать информацию о положении и поперечном распределении частиц внутри пучка.

Необходимые условия достигаются при инжекции пучка в «пустой» ВЭПП-2000 следующим образом: электронный или позитронный пучок проходит по каналу перепуска из бустера, далее инжектируется в коллайдер, проходит часть кольца до точки наблюдения ПЗС-камерой, а после точки наблюдения выбивается электромагнитным кикером (Рис. 6). Таким образом часть кольца становится продолжением канала инжекции, только хорошо детерминированной (оптические функции и орбита измеряются в кольце с достаточно высокой точностью).

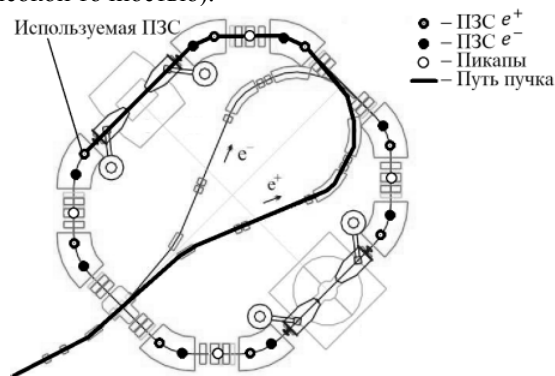


Рисунок 6. Схема движения пучка.

Данная работа нацелена на создание высокоточной однопролетной неразрушающей системы диагностики, которая будет дополнять имеющиеся в КБВ системы и позволит глубоко изучить процессы, происходящие с влетающим и накопленным сгустками в процессе инжекции.

В сезоне проведена теоретическая оценка мощности оптического диапазона СИ пучка, регистрируемого ПЗС камерой при однократном прохождении пучка через точку наблюдения. Оценка показала, что оцифрованный сигнал от СИ пучка ожидается на уровне ~10% от максимума динамического диапазона ПЗС камеры (при установленной в настройках камеры максимальной ее чувствительности). Этот факт позволяет предположить целесообразность экспериментов и попыток зафиксировать сигнал.

Тонкая настройка инжекции, скрупулезный подбор параметров системы, а также обработка полученного изображения позволили получить изображение пучка при однократном прохождении через точку наблюдения. Для этого потребовалось разработать программное обеспечение для управления ПЗС камерой и программной синхронизации открытия и закрытия ее затвора с процессом инжекции пучка.

Обработка и медианная фильтрация изображения однократного прохождения пучка (Рис. 7) показали, что сигнал отчетливо виден, а его максимум составляет 15% от динамического диапазона ПЗС камеры при инжекции 50 мА тока пучка. Обработка заключалась в масштабировании (установке максимального значения шкалы интенсивности каждого пикселя на уровне 4000 вместо  $65 \times 10^3$ ), а также вычисления гистограмм попиксельного суммирования вдоль осей изображения.

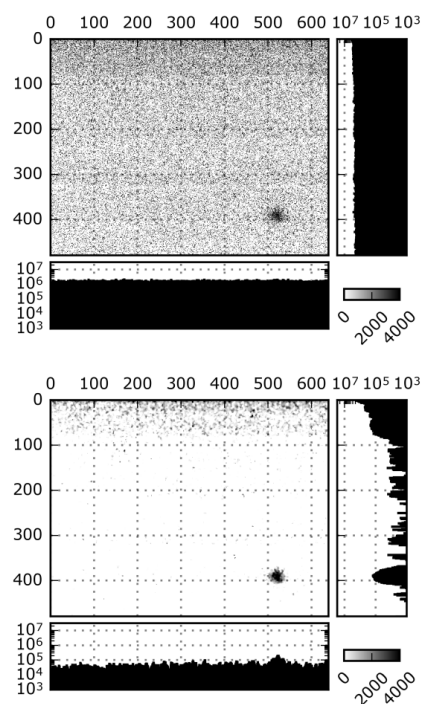


Рисунок 7. Обработанное изображение и применение медианного фильтра.

Для более подробного изучения был выбран сегмент изображения вблизи сигнала пучка (см. Рис. 8), где была проведена аппроксимация функцией Гаусса. Основные интересующие параметры — это амплитуда, горизонтальный и вертикальный размеры пучка и его наклон относительно вертикальной оси (для данного рисунка: 0,18 мм, 0,21 мм, 61 градус соответственно). Масштаб изображения был пересчитан в мм в координатах пучка.

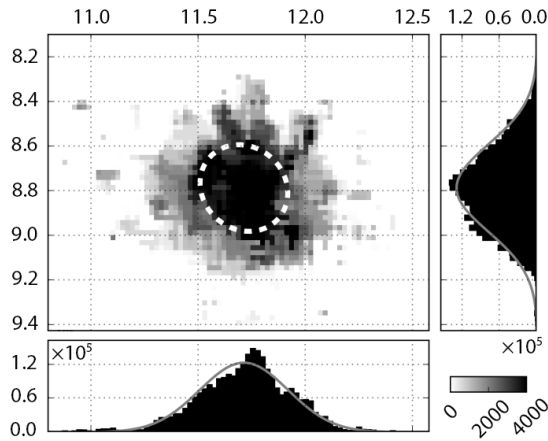


Рисунок 8. Сегмент изображения с ПЗС камеры вблизи пучка при инъекции с линией уровня аппроксимации двумерной функцией Гаусса.

Таким образом, впервые экспериментально показано, что чувствительности камеры достаточно для обеспечения однопролетных измерений. СИ пучка в режиме инъекции интенсивного пучка (ток пучка на уровне рабочих величин  $\sim 50$  мА) дает сигнал на уровне 15% от максимума при наибольшей чувствительности камеры, чего, после обработки, хватает для получения каких-либо количественных параметров.

### Исследование времени жизни пучка в коллайдере ВЭПП-2000, определяемое эффектом Тушека и фотостимулированной десорбцией в процессе обезгаживания

Вакуумная авария на ВЭПП-2000 сопровождалась внештатной разгерметизацией вакуумной системы и натеканием атмосферы в вакуумный объем. После ремонта и установки на место нового сегмента вакуумной камеры из ускорителя была откачана атмосфера и достигнута прежняя степень вакуума, однако в ходе накопления пучка вакуум резко портился, как и время жизни пучка, что связано с процессом фотостимулированной десорбции молекул остаточного газа со стенок вакуумной камеры. Коэффициент десорбции резко возрос после аварии, и для постепенного его снижения проводился процесс обезгаживания — накопления в кольце многосгусткового пучка одного сорта частиц максимальной возможной интенсивности с целью очистки поверхности стенок вакуумного объема под действием синхротронного излучения (СИ) пучка.

В несколько моментов в течении этого процесса проводились эксперименты по регистрации кривых самопроизвольного вымирания пучка (кривых интенсивности пучка в зависимости от времени после заполнения кольца пучком). В качестве модели использовалась аналитическая модель для эффекта Тушека и фотодесорбции — двух основных явлений, определяющих время жизни пучка  $\tau^{-1} = -\dot{N}/N$ , где  $N$  — число частиц.

$$\begin{aligned} \dot{N} &= -\left(\frac{b_{\text{Touschek}}(N)}{\sigma_{x'}(N)V(N)}N^2 + a_{\text{desorption}}N^2\right) \\ &\approx -\left(\frac{b_{\text{Touschek}}}{N^{11/15}}N^2 + a_{\text{desorption}}N^2\right). \end{aligned}$$

Данная модель, полученная и опробованная в 2021 году для бустера БЭП, учитывает одновременно IBS — многократное внутрисгустковое рассеяние и импедансное удлинение пучка. Константа  $b_{\text{Touschek}}$  определяется оптикой (или магнитной структурой) ускорителя, а  $a_{\text{desorption}}$  — коэффициент десорбции, определяется свойствами поверхности вакуумного объема.

Эксперименты проводились попеременно с одним и двумя сгустками в пучке, при этом в модели, в силу природы упомянутых явлений, суммирование эффектов происходило неочевидным образом, поскольку Тушек эффект считаем для каждого пучка по отдельности, а десорбционный член зависит лишь от суммарной интенсивности пучка:

$$\begin{aligned} \dot{N} &= -\left(\frac{b_{\text{Touschek}}}{N_1^{11/15}}N_1^2 + \frac{b_{\text{Touschek}}}{N_2^{11/15}}N_2^2\right. \\ &\quad \left.+ a_{\text{desorption}}(N_1 + N_2)^2\right). \end{aligned}$$

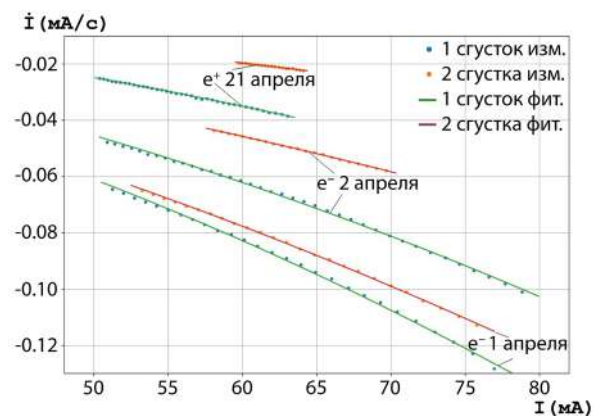


Рисунок 9. Изменения степени десорбции в процессе обезгаживания.

Кривые вымирания пучка для односгусткового и двухсгусткового режима снимались трансформатором постоянного тока (DCCT) и калиброванным электростатическим пикапом, что позволяло измерять токи каждого сгустка по отдельности. Из кривых вычислительными методами извлекалась производная, а далее проводилась аппроксимация моделью. Результаты



изображены на Рис. 9. Измерения, как и само обезгаживание, проводились в теплой оптике (с выключенными сверхпроводящими соленоидами) при энергии пучка 700 МэВ и напряжении ВЧ резонатора 68 кВ. Магнитная структура ускорителя была неизменной.

Аппроксимация модельной функцией каждой кривой по отдельности дала противоречивые результаты. Сильно различаются, практически на порядок в крайних случаях, коэффициенты в слагаемом эффекта Тушека, как попарно для одно- и двухсгусткового режимов, так и для всех трех заходов измерений. Такая ситуация опять же не правдоподобна, поскольку эффект Тушека, согласно модели, зависит только от магнитной структуры, которая была одинаковой.

Рост вычисленных коэффициентов десорбции не соответствует реальности, на деле же было видно, что рост давления остаточного газа от тока пучка снижался. Поэтому в способе аппроксимации необходимо добавить несколько ограничивающих условий:

- положить коэффициенты  $a_{\text{desorption}}$  равными для одного и двух сгустков в пределах одной серии измерений, поскольку десорбция — это свойство, определяемое суммарной интенсивностью всех сгустков

- зафиксировать  $b_{\text{Touschek}}$  для всех заходов измерений, поскольку этот коэффициент, согласно теории, зависит от свойств оптики

- контролировать динамику относительного изменения  $a_{\text{desorption}}$  через измерение давления газа в зависимости от интенсивности пучка, поскольку давление имеет следующую эмпирическую зависимость  $P = P_0(a'_{\text{desorption}} \cdot N)$ .

Качественно картина совпадает с реальностью: уменьшается по модулю скорость выбывания частиц при произвольном значении тока пучка, иными словами, время жизни при произвольном фиксированном значении тока растёт в процессе обезгаживания.

### Моделирование экранировки внешнего магнитного поля соленоида финального фокуса коллайдера ВЭПП-2000 в детекторе СНД

Ускорительный комплекс ВЭПП-2000 включает в себя накопительное кольцо, каналы транспортировки, коллайдер и два детектора КМД-3 и СНД. Особенностью оптики коллайдера является реализация финальной фокусировки сверхпроводящими соленоидами с магнитным полем на оси соленоида до 13 Т. Обратный магнитный поток проходит по магнитопроводу и магнитное поле вне магнитопровода соленоида составляет до 200 Гс на энергии 950 МэВ в пучке. Картина магнитно-силовых линий и карта поля соленоида представлены на Рис. 10.

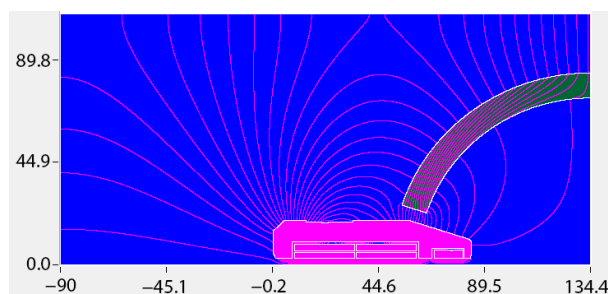


Рисунок 10. Магнитно-силовые линии соленоида ВЭПП-2000 в детекторе СНД. Результат моделирования в программе Mermaid. На рисунке виден цилиндрический магнитопровод соленоида с конусным окончанием и дугообразный металлический экран детектора СНД. По осям отложены геометрические размеры в см.

При работе на высоких энергиях 950 МэВ в пучке и выше внешнее магнитное поле соленоидов начинает искажать сигналы из ближайших к соленоиду фототриодов системы калориметра детектора СНД. Искажение сигналов приводит к рассогласованию детектируемых данных и к увеличению ошибки измерений. Поэтому стоит задача экранировать внешнее поле соленоида. Поскольку конусная часть соленоида стоит вплотную в ответной конусной части детектора, вставить между ними магнитный экран не представляется возможным. Поэтому требовалось найти альтернативное решение. Наиболее эффективным оказалось окружить соленоид снаружи от детектора катушкой толщиной 2 см с плотностью тока 2 А/мм<sup>2</sup>. Данное решение позволяет снизить поле вне магнитопровода соленоида в интересующей нас области до 5 Гс. Картина магнитно-силовых линий и карта поля соленоида с токовой катушкой представлены на Рис. 11.

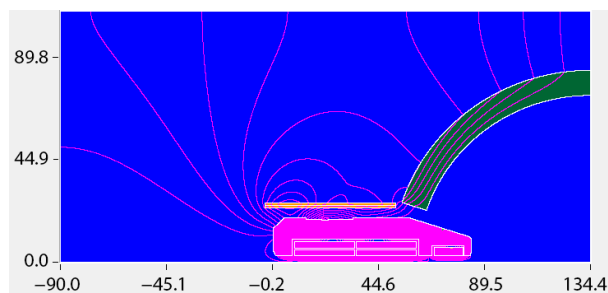


Рисунок 11. Магнитно-силовые линии соленоида ВЭПП-2000 в детекторе СНД при наличии компенсирующей катушки. Результат моделирования в программе Mermaid. На рисунке виден цилиндрический магнитопровод соленоида с конусным окончанием, внешняя компенсирующая катушка и дугообразный металлический экран детектора СНД. По осям отложены геометрические размеры в см.

## ИНЖЕКЦИОННЫЙ КОМПЛЕКС ВЭПП-5

### Введение.

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 (ИК) в ИЯФ СО РАН [1] предназначен для получения, накопления и транспортировки интенсивных пучков электронов и позитронов в действующие в Институте электрон-позитронные коллайдеры ВЭПП-4М и ВЭПП-2000. Он состоит из источника электронов, электронного линейного ускорителя, узла конверсии, включающего в себя высокоэффективную магнитную систему сбора позитронов, позитронный линейный ускоритель, накопитель-охладитель (НО) и каналы транспортировки (К-500) частиц до потребителей – коллайдеров ИЯФ СО РАН.

Линейный ускоритель выполнен на базе ускоряющих структур S-диапазона и состоит из четырех модулей. Каждый модуль включает в себя клистрон 5045 производства SLAC, умножитель мощности типа

SLED и 3 или 4 ускоряющих структуры. В линейном ускорителе всего 14 ускоряющих секций, представляющих из себя диафрагмированный волновод Рисунок 1. Основные параметры линейного ускорителя приведены в Таблица 1.

Таблица 1. Основные параметры линейного ускорителя инжекционного комплекса.

Параметр	Значение
Максимальная энергия пучка	280, 510 МэВ
Частота	2855,5 МГц
Максимальное количество электронов в пучке	$10^{11}$
Максимальное количество позитронов в пучке	$6,3 \cdot 10^9$
Энергетический разброс, позитроны/электроны	3%, 1%
Максимальная частота повторения	50 Гц

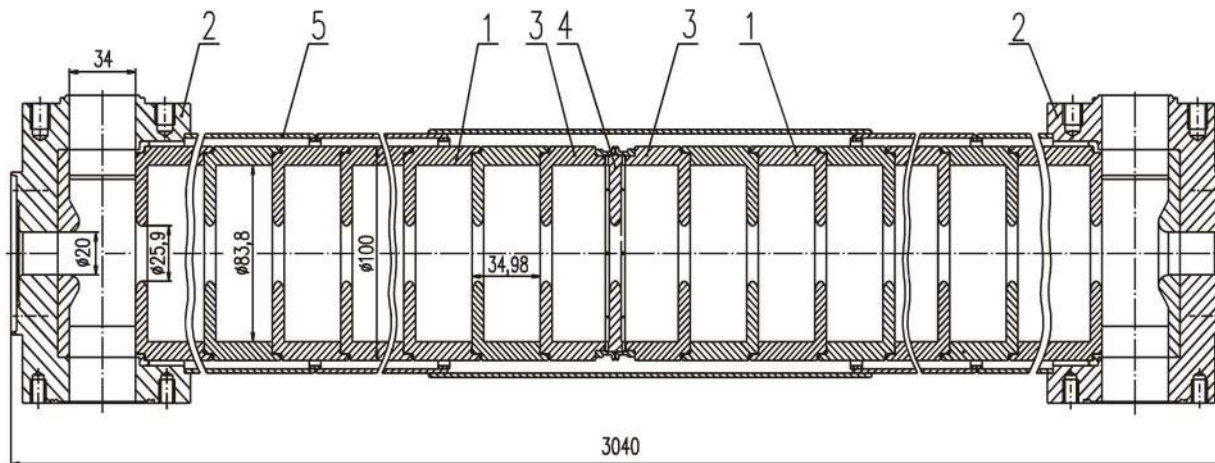


Рисунок 1. Ускоряющая структура. 1 – регулярная ячейка, 2 – трансформатор типа волны, 3 – входная ячейка, 4 – входная диафрагма, 5 – охлаждение.

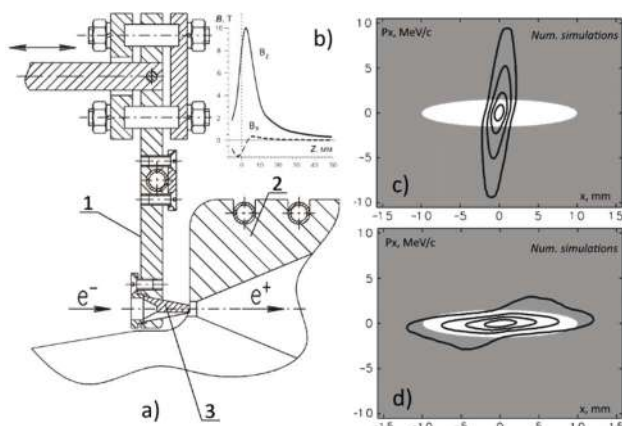


Рисунок 2. Конверсионная система ВЭПП-5. а) 1 – держатель мишени, 2 – магнит-концентратор, б) его магнитные измерения, в) позитронный пучок в фазовом пространстве после мишени, д) позитронный пучок в фазовом пространстве после магнита-концентратора.

Для получения позитронов, ускоренный до 270 МэВ электронный пучок фокусируется на танталовой мишени конверсионной системы (Таблица 2). Вторичные частицы проходят через концентратор магнитного потока, с пиковым «осевым» магнитным полем в 10 Тл. Однако, текущее значение используемого магнитного поля – 7,3 Тл, ввиду того, что дальнейшее увеличение поля незначительно повысит коэффициент конверсии, но сильно уменьшит время жизни устройства Рис. 2.

Накопитель-охладитель спроектирован так, чтобы захватывать пучок из линейного ускорителя S-диапазона со среднеквадратичной длиной пучка около 8 мм. На данный момент накопитель работает с резонатором 1 гармоника (10,94 МГц) запитанным от 2x3,5 кВт полупроводникового усилителя, что позволяет захватывать значительно более длинные пучки. Для инъекции и выпуска пучка используется однооборотная схема с предударом, то есть задействованы по

2 инфлектора на каждый сорт частиц. Ключевые параметры накопителя-охлаждителя приведены в Таблице 3.

Комплекс позволяет получать и накапливать пучки с энергией до 510 МэВ с интенсивностями до  $10^{11}$  частиц в пучке. Инжекционный комплекс обладает уникальными свойствами и не имеет аналогов в России.

Таблица 2. Параметры конверсионной системы инжекционного комплекса.

Параметр	Значение
Максимальное магнитное поле	10 Тл
Ток на поверхности конуса	120 кА
Максимальное напряжение	1,2 кВ
Импульсная энергия	90 Дж
Длительность импульса	26 мкс
Частота повторения	50 Гц
Максимальная средняя мощность	4 кВт

Таблица 3. Ключевые параметры накопителя-охлаждителя инжекционного комплекса.

Параметр	Значение
Максимальная энергия	510 МэВ
Периметр	27,4 м
Частота резонатора	10,94 МГц (1-я гармоника)
Времена радиационного затухания (x, z, s)	42; 37,7; 18 мс
Среднеквадратичная длина пучка	21 см (при токе 30 мА)
Горизонтальный эмиттанс	10 мрад*см
Вертикальный эмиттанс	4 мрад*см

### *Расчет ускоряющей структуры с постоянным градиентом на основе диафрагмированного волновода.*

Для ускорительных комплексов на основе линейных СВЧ ускорителей в качестве основной ускоряющей структуры, как правило, используется диафрагмированный волновод на бегущей волне, разработанный в SLAC [2]. Он состоит из набора периодических ускоряющих ячеек. Ускорение происходит при моде E01 бегущей волны, но, в отличие от регулярного цилиндрического волновода, благодаря периодичности ячеек, фазовая скорость волны замедляется для значений менее, но близких к скорости света. В данном случае становится возможным ускорение релятивистских электронных пучков.

Описанные ускоряющие структуры получили свое распространение именно в ускорительных комплексах, когда энергия электронов измеряется сотнями МэВ, а общая длина линейного ускорителя – десятки или сотни метров. Для промышленных компактных ускорителей, как правило, используют ускоряющие структуры на стоячей волне, которые обладают большей эффективностью, по сравнению со структурами на бегущей волне. Это объясняется тем, линейный ускоритель со структурами на бегущей волне более прост и

надежен в изготовлении и настройке по сравнению со структурами на стоячей волне. Основные преимущества таких ускоряющих структур в следующем: нет отраженного сигнала в момент возбуждения, малое время переходного процесса (возбуждения), широкая полоса, периодичность ускоряющих ячеек, отсутствие излученной в генератор мощности. Ускоряющие структуры на стоячей волне имеют всегда полное отражение в момент возбуждения, требуют настройки излученной мощности в генератор при ускорении значительных токов, длительное время переходного процесса, более сложный дизайн и настройку. Таким образом, несмотря на большую эффективность структур со стоячей волной, для ускорителей, состоящих из нескольких ускоряющих структур, большее распространение получили ускоряющие структуры, разработанные в SLAC – структуры на основе диафрагмированного волновода.

Подобные ускоряющие структуры бывают двух типов: с постоянным импедансом и постоянным градиентом. Первый вид структуры характерен тем, что все ускоряющие ячейки имеют одинаковые размеры. Это позволяет упростить производство, поскольку все ячейки изготавливаются на одном станке без его перестройки. Такой тип структур давно освоен в ИЯФ СО РАН, из них состоит линейный ускоритель инжекционного комплекса ВЭПП-5 [3], а также ЦКП СКИФ [4]. За счет постоянства геометрии возникает постоянство коэффициента резистивных потерь СВЧ мощности. В результате происходит спад амплитуды ускоряющего поля вдоль структуры. Кроме этого, данная структура «прозрачна» для высших мод возбуждения.

Спадающее ускоряющее поле вдоль структуры можно преобразовать в постоянное распределение. Для этого необходимо отверстия диафрагм связи, через которые проходит СВЧ мощность, изменить для каждой ускоряющей ячейки. В этом случае коэффициент резистивных потерь будет переменным вдоль структуры. В результате можно добиться постоянства ускоряющего поля. Главное достоинство такой ускоряющей структуры в том, что за счет переменности геометрии высшие моды в ней не развиваются. Для линейных ускорителей со значительной длиной данное свойство может быть очень востребованным, поскольку влияние на пучок высших мод может иметь продолжительное время, что приведет к ухудшению его качества или даже к потере. Стоит отметить, что такая структура за счет индивидуальности ускоряющих ячеек сложнее и дороже структуры с постоянным импедансом. Однако это только в том случае, если речь идет о небольшой партии структур. При изготовлении десятков ускоряющих структур стоимости двух данных видов становятся одинаковыми, поскольку можно изготавливать сначала ускоряющие ячейки только одного вида, потом другого и так далее для структур с постоянным градиентом.

### Описание ускоряющих структур на основе диафрагмированного волновода.

Ускоряющая структура (УС) с бегущим типом волны, с точки зрения распространяющейся по ней мощности  $P$ , характеризуется следующими параметрами:

- рабочая частота  $f$ ;
- собственная добротность ускоряющей структуры, или волноводная добротность  $Q_{0A}$ ;
- постоянная времени ускоряющей структуры  $\tau_{0A} = 2Q_{0A}/\omega$ ;
- групповая скорость  $v_{gr}$ ;
- коэффициент затухания по полю  $\alpha = 1/\tau_{0A}v_{gr}$ ;
- шунтовое сопротивление ускоряющей пространственной гармоники  $R_{sh}$ .

Амплитуда электромагнитного поля, распространяющегося по волноводу, затухает с коэффициентом затухания  $\alpha$ . Поскольку мощность пропорциональна амплитуде в квадрате, то можно записать  $P \propto e^{-2\alpha z}$ , откуда получается уравнение для распространяющейся мощности вдоль волновода

$$\frac{dP}{dz} = -2\alpha P \quad \text{или} \quad -2\alpha P = \frac{dP}{dz} = \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{v_{gr}} \cdot \frac{\partial P}{\partial t}. \quad (1)$$

Откуда получим

$$\frac{\partial P(z,t)}{\partial z} = -\frac{1}{v_{gr}(z)} \left[ \frac{2}{\tau_{0A}} P(z,t) + \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} \right]. \quad (2)$$

Прямой подстановкой можно проверить, что при граничном условии  $P(z=0, t) = P_0(t)$ , его решение есть

$$P(z, t) = P_0 \left( t - \int_0^z \frac{dz'}{v_{gr}(z')} \right) \cdot \exp \left( -\frac{2}{\tau_{0A}} \int_0^z \frac{dz'}{v_{gr}(z')} \right). \quad (3)$$

$P_0(t) = P(z=0, t)$  – зависимость входной мощности при  $z=0$  от времени.

Ускоряющие структуры с постоянным импедансом (CZ) имеет  $\alpha = const$  вдоль всей структуры. В этом случае групповая скорость  $v_{gr} = const = L/T_f$ , здесь  $L$  – длина структуры, а  $T_f$  – время заполнения ускоряющей структуры. Решение (3) в этом случае будет иметь вид  $P(z, t) = P_0 \left( t - \frac{z}{v_{gr}} \right) \cdot \exp \left( -\frac{2}{\tau_{0A}} \frac{z}{v_{gr}} \right) = P_0 \left( t - \frac{z}{v_{gr}} \right) \cdot \exp(-2\alpha z)$ .

Распределение амплитуды ускоряющей гармоники вдоль CZ-структуры

$$E(z, t) = E_0 \left( t - \frac{z}{v_{gr}} \right) e^{-\alpha z}, \quad (5)$$

где  $E_0 = \sqrt{2\alpha R_{sh} P_0}$ . Из (4) и (5) видно, что вдоль ускоряющей структуры поле и СВЧ мощность не постоянны, а идет их затухание.

В каждом сечении ускоряющей структуры амплитуда ускоряющей гармоники равна  $E(z) = \sqrt{2\alpha(z)R_{sh}P(z)}$ . Шунтовое сопротивление круглого диафрагмированного волновода не зависит

от размеров отверстия связи  $a$ , а коэффициент затухания, напротив, зависит  $\alpha \sim 1/v_{gr} \sim a^{-4}$ . Поэтому, если изменением отверстия связи сделать так, что коэффициент затухания  $\alpha(z)$  изменялся вдоль структуры обратно пропорционально СВЧ мощности  $P(z)$ , то есть  $\alpha(z)P(z) = const$ , то в ней амплитуда ускоряющей гармоники будет постоянна вдоль всей структуры  $E(z) = E_0 = const$ . Такие ускоряющие структуры называются структурами с постоянным градиентом (CG). В этом случае решение для (2) можно представить в виде:

$$P(z) = P_0 - \frac{z}{L}(P_0 - P_L), \quad (6)$$

где  $P_0$  и  $P_L$  – СВЧ мощность на входе и выходе ускоряющей структуры. Если использовать определение постоянной затухания структуры в виде  $\tau = \int_0^L \alpha(z) dz$ , то распределение мощности вдоль структуры можно записать как

$$P(z) = P_0 \left[ 1 - \frac{z}{L}(1 - e^{-2\tau}) \right]. \quad (7)$$

Поскольку

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{P_0 - P_L}{L} = -\frac{P_0}{L}(1 - e^{-2\tau}) = -2\alpha P = -\frac{2}{\tau_{0A}v_{gr}(z)}P(z)$$

то отсюда можно получить выражение для групповой скорости

$$v_{gr}(z) = \frac{2L}{\tau_{0A}} \cdot \frac{1 - \frac{z}{L}(1 - e^{-2\tau})}{1 - e^{-2\tau}} = v_{gr}(0) \cdot \left( 1 - \frac{2z}{\tau_{0A}v_{gr}(0)} \right) \quad (8)$$

и времени заполнения структуры

$$T_f = \int_0^K \frac{dz}{v_{gr}(z)} = \tau_{0A} \cdot \tau. \quad (9)$$

Заметим, что время заполнения CZ-структуры имеет такое же выражение. Другими словами, выражение (8) определяет условие изменения геометрии периода структуры, выполнив которое, можно иметь постоянное ускоряющее поле вдоль всей структуры. Исходя из (8), зависимость коэффициента затухания вдоль структуры есть

$$\alpha(z) = \frac{1}{\tau_{0A}v_{gr}(z)} = \frac{1}{2} \frac{(1 - e^{-2\tau})/L}{[1 - z(1 - e^{-2\tau})/L]}. \quad (10)$$

Для ускоряющей структуры с постоянным импедансом, используемой в ИЯФ СО РАН, характерны следующие величины [3]:  $R_{sh} = 50$  МОм/м,  $v_{gr} = 0,021c$ ,  $\alpha = 0,108$  1/м, где  $c$  – скорость света в вакууме. Для проектирования ускоряющей структуры с постоянным градиентом будем ориентироваться на данные параметры и будем считать, что  $v_{gr}(0) = 0,021c$ ,  $\alpha(0) = 0,108$  1/м. Согласно (8) и (10), с учетом начальных параметров, получим зависимости для групповой скорости и коэффициента затухания, показанные соответственно на Рисунках 3-4.

На Рис. 5 показано распределение амплитуды ускоряющего поля  $E(z) = \sqrt{2\alpha(z)R_{sh}P(z)}$  с учетом выражения (7). Время заполнения (9) равно  $T_f = 195$  нс для структуры длиной 1,5 м.

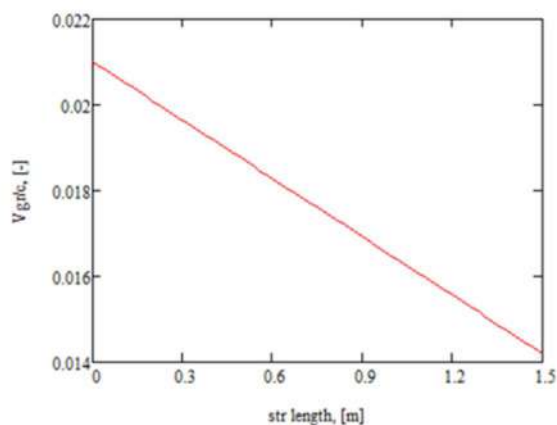


Рисунок 3. Зависимость относительной групповой скорости вдоль ускоряющей структуры с постоянным градиентом.

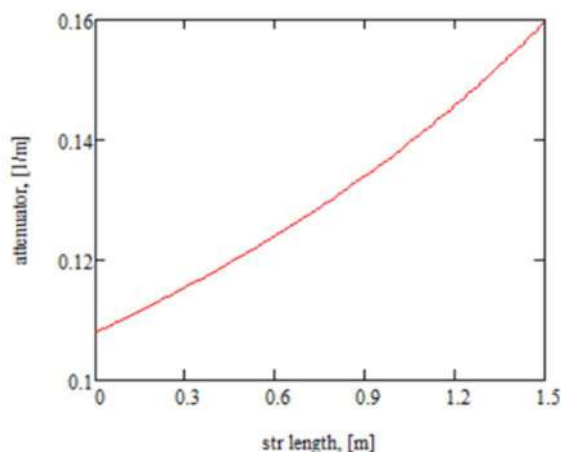


Рисунок 4. Зависимость коэффициента затухания вдоль ускоряющей структуры с постоянным градиентом.

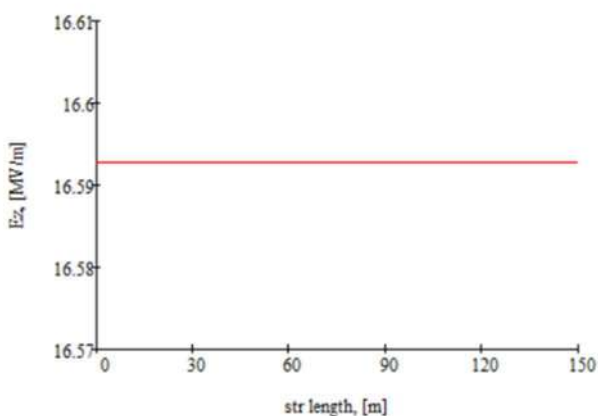


Рисунок 5. Распределение амплитуды ускоряющего поля вдоль структуры при входной мощности 50 МВт.

Как было сказано, выше коэффициент затухания зависит от размера отверстия связи как  $\alpha \sim 1/v_{gr} \sim a^{-4}$ . С учетом того, что для ускоряющей структуры с постоянным импедансом диаметр отверстия связи состав-

ляет 25.9 мм, то его изменение для обеспечения постоянного градиента с учетом Рис. 4 будет иметь вид, показанный на Рис. 6.

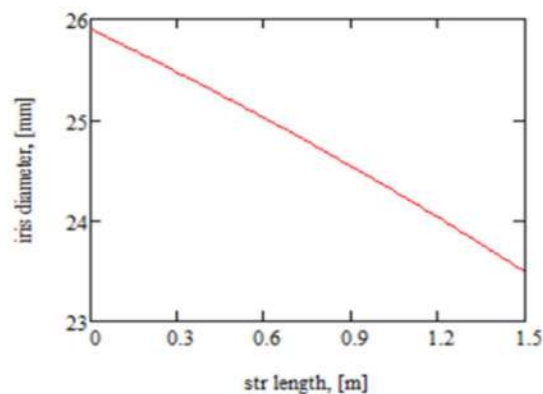


Рисунок 6. Изменение диаметра отверстия связи для обеспечения постоянного градиента ускоряющей структуры.

#### Моделирование ускоряющей структуры с постоянным градиентом.

Моделирование проводилось для структуры длиной 1,5 м. Это связано с тем, что такую структуру проще изготовить в качестве опытного образца. Несмотря на то, что Рис. 6 показывает нелинейное изменение диаметра отверстия связи, для моделирования использовалась линейная аппроксимация, поскольку она весьма близка к зависимости на Рис. 6. Для компенсации ухода частоты каждой резонансной ячейки, вызванного изменением отверстия связи, рабочий диаметр также необходимо было подстраивать. В итоге, радиус резонаторов пришлось линейно менять с 41,165 мм на входе до 40,89 мм на выходе. Геометрии входного и выходного резонаторов (трансформаторы типа волны) пришлось настраивать. Ширина волноводной диафрагмы входного ТТВ составила 25,2 мм, выходного – 23,6 мм. В итоге получилось добиться распределения поля на оси, как показано на Рисунках 7 и 8 показывает распределение амплитуды поля на оси. Коэффициент отражения и фазовый сдвиг на ячейку показаны на Рисунках 9 и 10 соответственно.

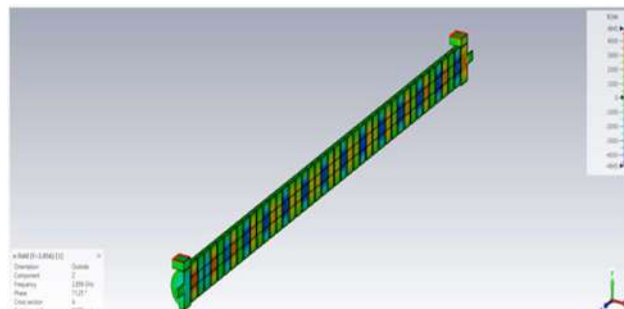


Рисунок 7. Спектрограмма поля на оси структуры с постоянным градиентом при мощности 0,5 Вт.

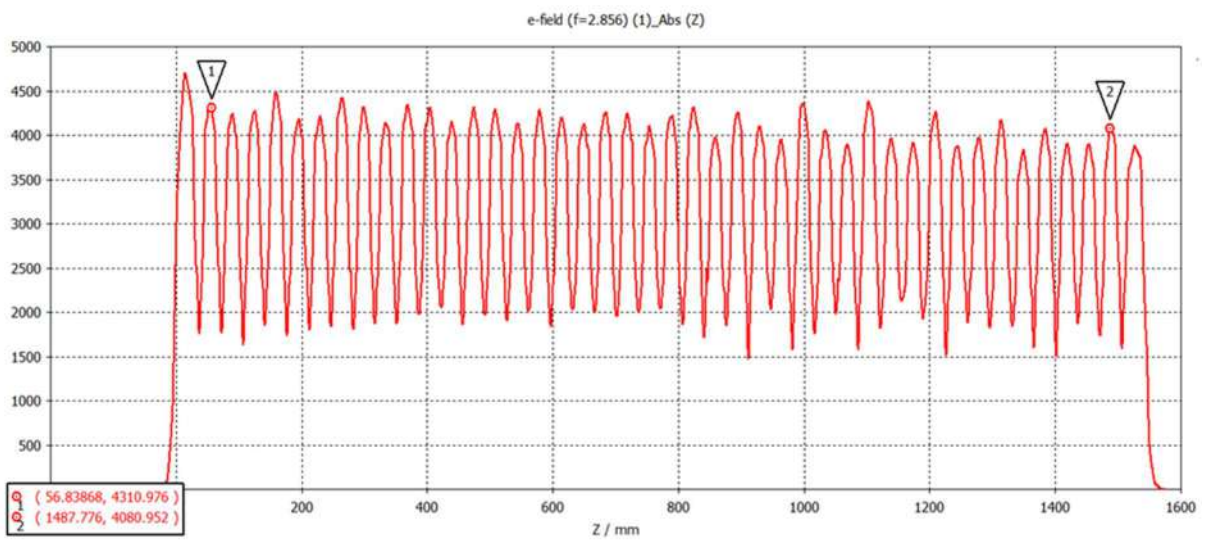


Рисунок 8. Амплитуда поля на оси структуры с постоянным градиентом при мощности 0,5 Вт.

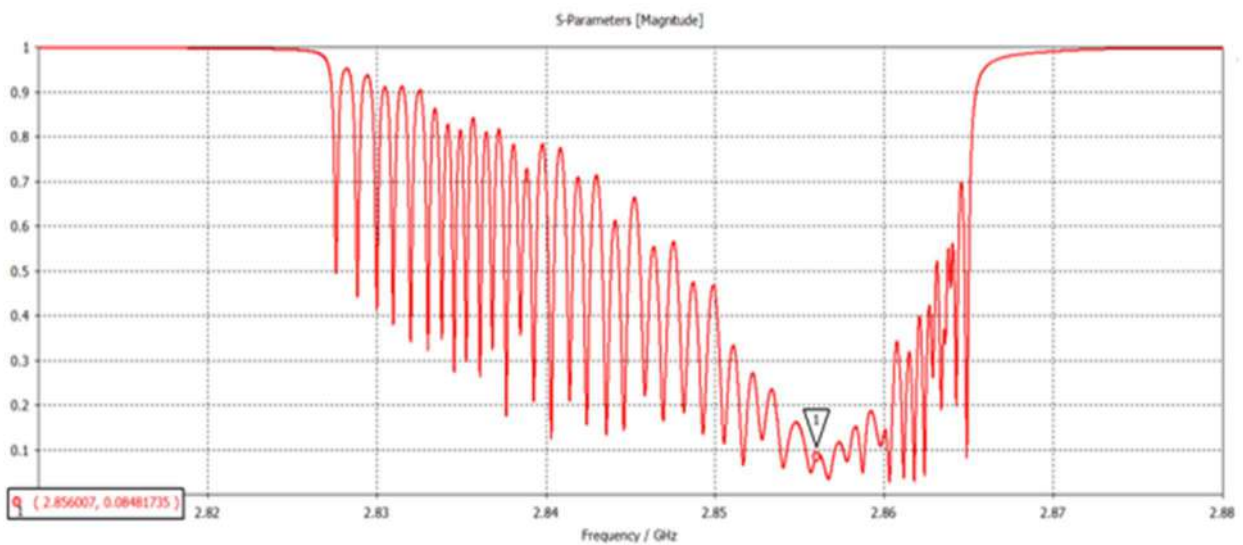


Рисунок 9. Коэффициент отражения от структуры с постоянным градиентом.

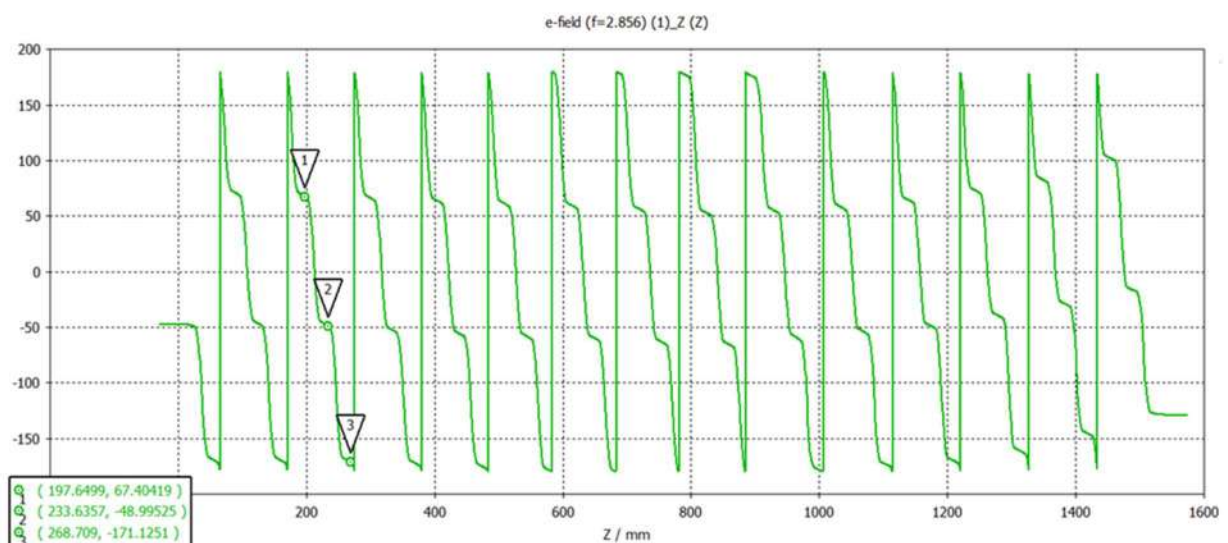


Рисунок 10. Фазовый сдвиг на ячейку в структуре с постоянным градиентом.

Из рисунков 7-10 можно заключить, что достигнуто достаточное согласование ускоряющей структуры с внешним волноводным трактом - отражение по мощности менее 1%. Распределение амплитуды вдоль структуры близко к постоянному градиенту, но не идеально. Совпадение амплитуды в начале и в конце на уровне 95%. Из фазового сдвига видно, что достигнутая мода близка к  $2\pi/3$ , но имеется фазовый сдвиг в некоторых ячейках.

По результатам моделирования можно заключить, что, скорее всего, для достижения постоянного градиента на уровне 100% линейное изменение размеров отверстий связи все-таки недостаточно. Для достижения моды колебания  $2\pi/3$  требуется более тонкая фазовая подстройка, которая связана с уходом резонансных частот ускоряющих ячеек из-за изменений отверстий связи. Данная работа будет продолжена, после чего будет выработано техническое задание для конструкторской проработки.

### *Измеритель временных интервалов TIME24K4 для линейного ускорителя инжекционного комплекса.*

Время - цифровой преобразователь (ВЦП) представляет собой блок для измерения временных интервалов, изготовлен в стандарте КАМАК. Причины выбора именно этого стандарта две. Первая – стандарт КАМАК поддерживается на Инжекционном комплексе ВЭПП-5. Вторая заключается в том, что можно использовать хорошо отработанную технологию, что значительно удешевляет проект и уменьшает время изготовления прибора. Для измерения предполагается диапазон временных интервалов от 100 нс до 20 мс и с дискретностью от 1,5 нс до 2 нс. Диапазон временных интервалов и точность измерения определили выбор схемы прибора и инструменты для реализации проекта. Измерение интервала времени цифровым методом основано на заполнении его импульсами с образцовым периодом. Для проекта выбраны два основных образцовых периода. Первый задается от кварцевого генератора с частотой 25 МГц. Второй образцовый период – от тактовой частоты Инжекционного комплекса. Эта тактовая частота используется для блоков временных задержек и равна удвоенной частоте резонатора накопителя-охлаждителя ( $2 \times 10,937404$  МГц).

Оценим основные параметры измерителя ВЦП. Для временного интервала 20 мс и величине дискретности 1,5 нс получим число тактов ( $\approx 13333333$ ) для измерения временного интервала. Это число близко числу в двоичном коде  $2^{24} = 16777216$ . Двоичная шина на  $n$  контактов представляет число  $2^n - 1$ . Получаем шкалу прибора 24 бита в двоичном коде. Синхронный двоичный счётчик на 24 бита для счета тактов с периодом 1,5 нс изготовить проблематично (стоимость прибора неоправданно повысится). Для измерения временного интервала 20 мс с разрешением 1,25 нс используем две шкалы. Первая шкала с образцовым периодом 1/25 МГц. Количество тактов счётчика для первой

шкалы равно  $20 \times 10^{-3} \text{сек} \times 25 \times 10^6 \text{сек}^{-1} = 500000$ . Число близкое в двоичном коде равно  $2^{19} = 524288$ . Величину первого синхронного двоичного счётчика (для счета тактов с периодом 1/25 МГц) выбираем 19 бит. Для второй шкалы выделяется 5 бит (24 бит – 19 бит). Количество тактов счётчика второй шкалы равно 32. Получим образцовый период для счётчиков второй вспомогательной шкалы  $40 \text{ нс} / 32 = 1.25 \text{ нс}$ , что соответствует частоте 800 МГц. Для сохранения временного разрешения и уменьшения тактовой частоты используем два счётчика для второй шкалы. Первый счётчик считает положительные переходы, а второй счётчик считает отрицательные переходы. Такой вариант позволяет сохранить временное разрешение и уменьшить тактовую частоту второго образцового периода в два раза до 400 МГц. Этот метод построения прибора можно отнести к методу интерполяции.

Одним из методов интерполяции является нониусный (нониус — указатель средства измерения в виде дополнительной шкалы).

### **Сценарий работы.**

Суть этого метода интерполяции состоит в том, что помимо целого числа периодов счетных импульсов (частота  $F_0\text{clk}$ ), заполняющих измеряемый интервал времени, учитываются и дробные части периода, заключенные между началом интервала и первым счетным импульсом, а также между последним счетным импульсом и концом интервала. Для получения дробного временного периода частоту  $F_0\text{clk}$  кварцевого генератора умножаем на 16 ( $25\text{МГц} \times 16 = 400\text{МГц}$ ). Для уменьшения дробного временного периода полученную частоту считаем двумя счётчиками. Положительные переходы первым счётчиком, а инверсные переходы вторым счётчиком. Временной сценарий работы интерполятора представлен на Рис. 11. На счётчики  $iestp$  и  $iestm$  подается частота ( $F_1\text{clk}$ ) дополнительного образцового периода  $F_1\text{clk} = 16 \times F_0\text{clk}$ . Счётчик  $iestp$  считает положительные переходы частоты  $F_1\text{clk}$ . Счётчик  $iestm$  считает отрицательные переходы частоты  $F_1\text{clk}$ . В результате получим величину дополнительного образцового периода  $t_0$  равной величине  $\frac{1}{2} \times (1/F_1\text{clk})$ . Измеряемый временной интервал  $T$  между сигналом Start и сигналом Stop равен сумме трех временных интервалов ( $T = t_1 + t_2 + t_3$ ). Каждый временной интервал ( $t_1, t_2, t_3$ ) измеряется отдельной схемой, а результаты измерения суммируются и записываются в выходной регистр. Первый временной интервал  $t_1$  - это время между сигналом Start и фазой тактового генератора  $F_0\text{clk}$ . Чтобы избежать нулевых значений, для временных интервалов  $t_1$  и  $t_3$  в добавлен временной интервал  $t$  равный половине фазы тактового генератора ( $F_0\text{clk}$ ). Временной интервал  $t_1$  вычисляется как разность временного интервала  $t_{10}$  (сумма счётчиков  $iestp, iestm$ ) и константы  $t$  (где  $t = B''0010000''$ ). Второй временной интервал  $t_2$  измеряется счетом основного образцового периода равного  $t_0 = 1/F_0\text{clk}$ . Временной интервал  $t_3$  вычисляется, как разность константы  $t_{30}$  и измеряемого временного интервала  $t_{31}$ . Кон-

станта  $t_{30}$  равна  $3/2$  фазы основного образцового периода ( $1/F_{0clk}$ ) и равна  $t_{30} = B^*0110000$ ". Для измерения временного интервал  $t_{31}$  используются два счетчика  $ieFp$  и  $ieFm$ . Метод измерения аналогичен измерению временного интервала  $t_1$ . Формула для вычисления

временного интервала  $\Delta T$  с разрешением  $too$  будет выглядеть так  $\Delta T = too \times (32 \times t_2 + (t_{10} - t) + (t_{30} - t_{31}))$ . Где величины  $to = 1/F_{0clk}$ ,  $t = (1/2) \times to$ ,  $t_{30} = (3/2) \times to$ ,  $too = to/32$  являются константами, связанными с основным образцовым периодом тактовой частоты  $F_{0clk}$ .

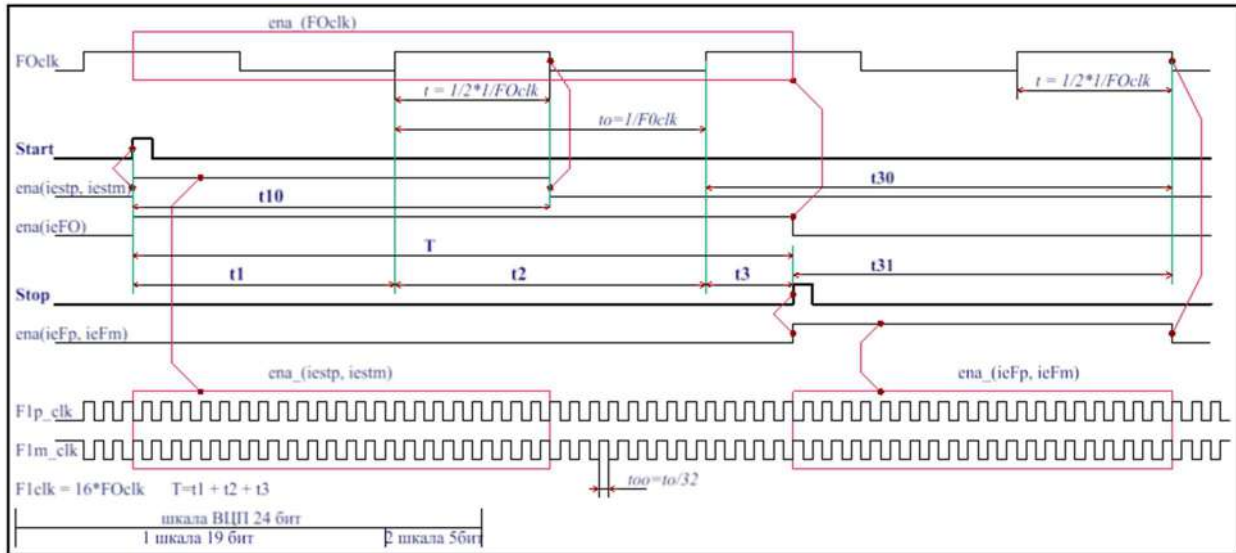


Рисунок 11. Временная диаграмма работы ВЦП Time24k4.

**Измерение точности осциллографа DSO9004A и временной задержки блока Д20х16.**

Проведены калибровочные измерения осциллографа DSO9004A. Осциллографом DSO9004A измерен временной интервал с кабельной задержки, спектр которой представлен на Рис.12. Дисперсия (среднеквадратичная погрешность) кабельной временной задержки равна  $\sigma_{dso} = \text{std dev} = 24.9973$  пс.

Осциллографом DSO9004A измерен временной интервал с блока временных задержек Д20х16. Спектр измерения временного интервала с блока Д20х16, представлен на рисунке 12 (вверху). Суммарная среднеквадратичная погрешность измеренного временного интервала  $\sigma_{изм} = 85.7732$  пс. Среднеквадратичная погрешность  $\sigma_{д20}$  временных интервалов с линии задержки Д20х16 вычисленная из формулы  $\sigma_{изм}^2 = \sigma_{dso}^2 + \sigma_{д20}^2$  равна 82.049 пс.

Временные задержки ( $T_{1-8}$ ) в блоке Д20х16 для выходов OУТ(1÷8) рассчитываются следующим образом:  $T_{1-8} = RA \times (1/F_{clk})$ . Временные задержки (линия "RA")  $T_{1-8}$  имеют шкалу 20 бит и временное разрешение 5,715 нс (частота  $F_{clk} = 174\,963,32$  КГц). Для выходов OУТ(9÷16) установлены дополнительные временные задержки (линия "RB" - DS1021) имеющие шкалу 8 бит и временное разрешение 0,25 нс. Временные задержки для выходов OУТ9÷16 равны  $T_{9-16} = RA \times (1/F_{clk}) + RB \times 250$  пс.

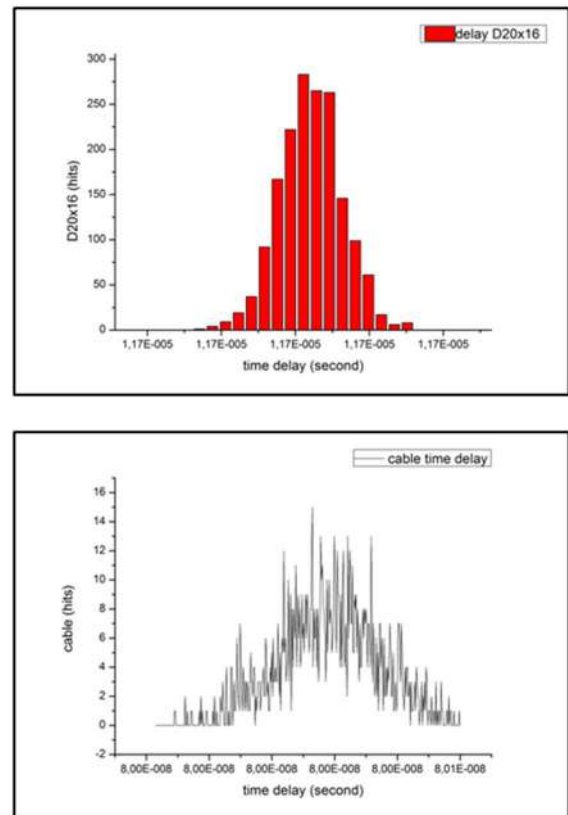


Рисунок 12. Кабельная задержка (внизу) и задержка с блока Д20х16 (вверху).



Параметры дополнительных временных задержек линии “RB” для D20x16 измерены осциллографом DSO9004A. Количество событий набранных для каждого измерения составляет 1400÷1600 событий. Результаты измерений пердставлены на Рис. 13.

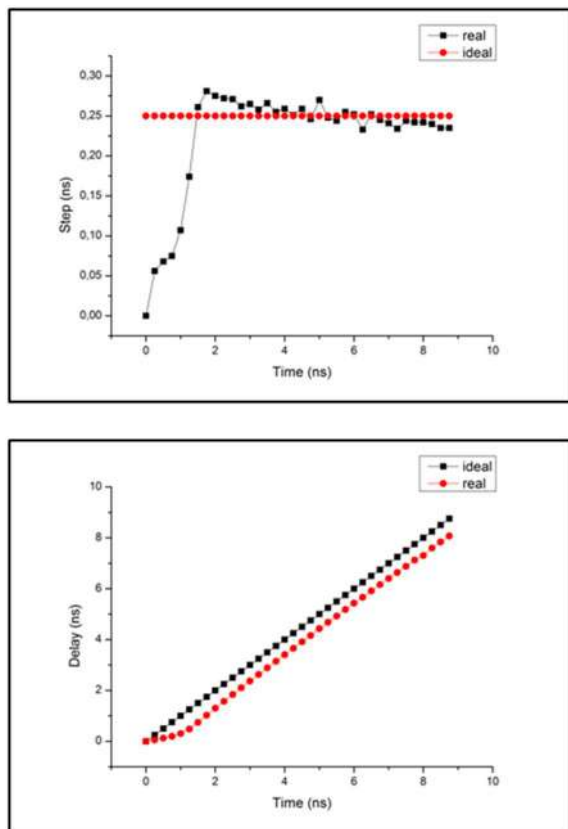


Рисунок 13. Временная задержка (внизу) и шаг (вверху) временной задержки линии “RB” установленной в блоке D20x16.

**Измерение параметров кварцевого генератора ВЦП.**

Образцовый период тактовой частоты определяет точность измерений прибора ВЦП. Один из источников тактовой частоты является кварцевый генератор ВЦП. Параметры этого генератора измерены осциллографом DSO9004A. Точность частоты генератора и основного временного периода *to* представлены на Рисунке 14.

Точность частоты генератора ВЦП;

- 1) Среднее значение частоты  $mean=24,9997897$  МГц
- 2) Среднеквадратичная погрешность частоты  $std\ dev=20,0631$  КГц
- 3) Количество событий  $hits =35,5554$  khits.

Точность основного временного периода *to*.

- 1) Среднее значение временного периода  $mean = 40,0003903$  нс
- 2) Среднеквадратичная погрешность временного периода  $std\ dev = 32,5092$  пс
- 3) Количество событий  $hits =43,734$  khits.

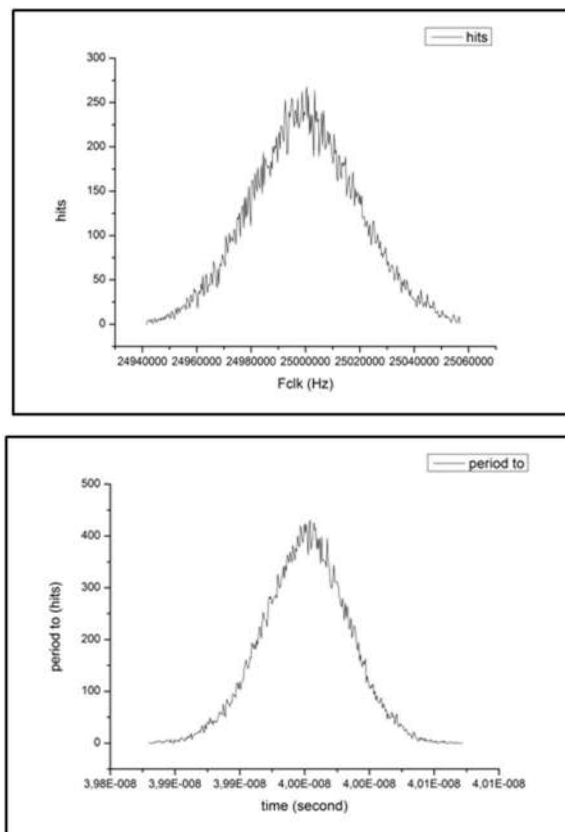


Рисунок 14. Спектр тактовой частоты ВЦП (вверху) и периода *to* ВЦП (внизу).

**Измерение не синхронных временных интервалов прибором ВЦП.**

Схема измерения, не синхронизированного временного интервала, представлена на Рис.15. Не синхронизированные измерения - это измерения, в которых тактовые генераторы Fclk1 и Fclk2 линии задержки D20x16 и ВЦП независимы. Образцовый период тактовой частоты Fclk1 линии задержки D20x16 представлен кварцевым генератором, изготовленным на плате прибора. Образцовый период тактовой частоты Fclk2 временного измерителя ВЦП представлен кварцевым генератором, изготовленным на плате прибора.



Рисунок 15. Измерение с несинхронными Fclk.

На Рис.16 представлен типичный спектр временного интервала полученного от линии задержки D20x16 и измеренного ВЦП. Временное разрешение

ВЦП равно 1,25 нс. Набор спектра производился на внутреннюю память прибора (memo) по процедуре statistics.

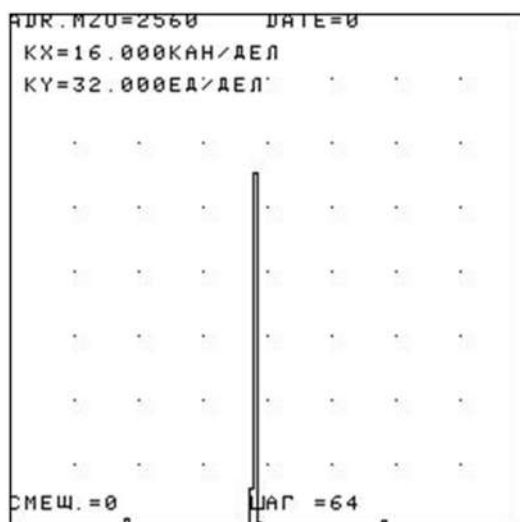


Рисунок 16. Спектр стоп2.

### Измерение профилей каналов первой шкалы и второй шкалы прибора ВЦП.

Профилем канала названа зависимость вероятности регистрации в данном канале от временной задержки между сигналами старт и стоп временного измерителя. Измерены профили каналов первой шкалы, где образцовый тактовый период  $t_0=1/F_0clk=40$  нс. Результаты измерения каналов В и С представлены на Рис.17. Координата Y – вероятность регистрации канала. Координата X – временная задержка при измерении профилей каналов. Временное разрешение равно 40 нс при шкале 19 бит.

Измерен профиль каналов второй шкалы (нониуса), где образцовый тактовый периода  $t_{00}=t_0/32=1,25$ нс. Результаты измерения для каналов 82, 81, 80 представлены на Рис. 17. Временное разрешение равно 1,25 нс при шкале 5 бит.

Величина изменения временной задержки при исследовании профилей каналов первой и второй шкалы равна  $\approx 250$  пс. Измерения профилей каналов для каждой шкалы проведены отдельно.

Измерен профиль каналов шкалы ВЦП. Шкала ВЦП это сумма первой (19 бит) и второй (5 бит) шкалы. Временное разрешение равно 1,25 нс при шкале ВЦП 24 бит. Результаты измерения каналов 30, 29, 28, 27 представлены на Рис. 18.

Закономерность профилей каналов (при измерении не синхронизированного временного интервала) описывается законом Симпсона (треугольник) распределения погрешности не синхронизированного квантования априорно неизвестного временного интервала описанного в литературе [5].

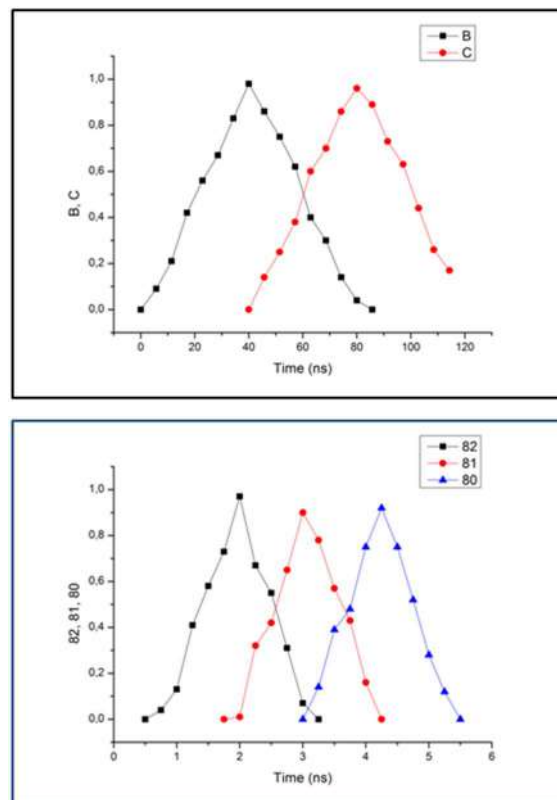


Рисунок 17. Профиль каналов первой (верху) и второй (внизу) шкалы

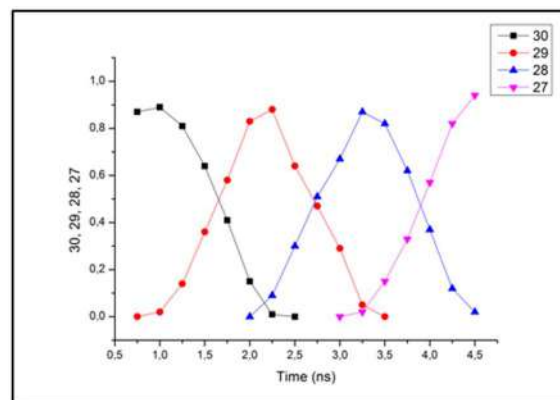


Рисунок 18. Профили каналов 30, 29, 28, 27 прибора ВЦП.

### Измерения с синхронным временным периодом.

Измерения с синхронным временным периодом моделируют процесс измерений временных интервалов на ускорительном комплексе. Схема измерения временных интервалов с синхронным периодом представлена на Рис.19. Временные интервалы для ВЦП получены от линии задержки Д20х16. Вместо частоты ускорительного комплекса на вход внешней частоты измерителя ВЦП подключен кварцевый генератор частоты тактов (Fclk1) линии задержки Д20х16. Таким образом, получаем синхронный образцовый период тактовой частоты для временного измерителя ВЦП. Спектр измеренного временного интервала представлен на Рис. 20. Временное разрешение ВЦП 1,25 нс. Форма

представленного на Рис. 20 спектра типична для всех измерительных входов ВЦП (стоп1÷стоп4).

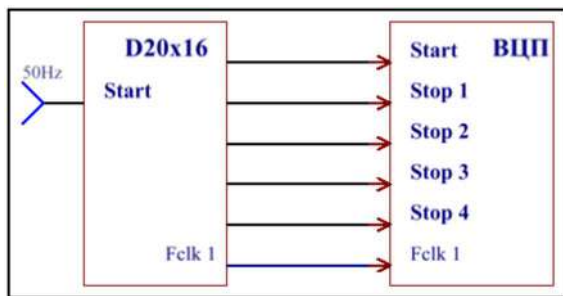


Рисунок 19. Измерение с синхронными Fclk.

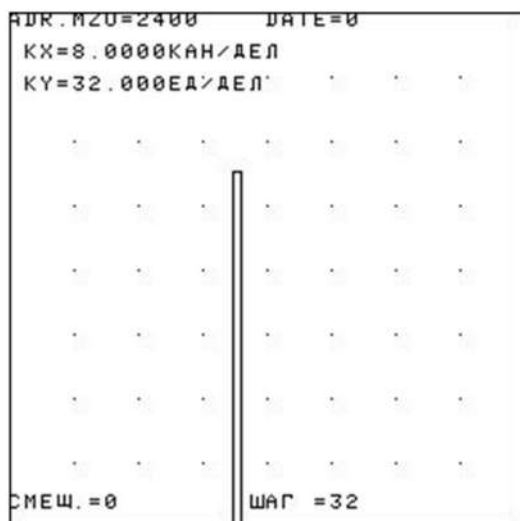


Рисунок 20. Спектр стоп2 ВЦП.

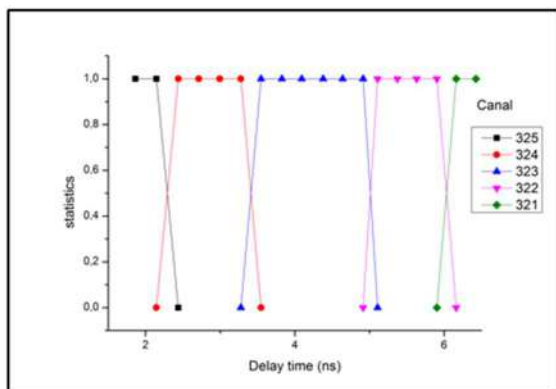


Рисунок 21. Профили каналов 325÷321.

В эксперименте с синхронным образцовым периодом измерен профиль каналов ВЦП. Профиль каналов ВЦП с синхронным образцовым периодом  $t_{00}$  (где  $t_{00}=t_0/32=1,25нс$ ) представлены на Рис. 21. Координата Y – вероятность регистрации каналов 325, 324, 323, 322, 321. Координата X – временная задержка при измерении профилей каналов.

В эксперименте с синхронным образцовым периодом выявлена зависимость ширины от положения канала. На Рис. 22 показано, каким образом получается ширина канала в ВЦП. Необходимо добавить, что для изменения временных интервалов менялась временная

задержка сигнала формирующего старт. Увеличение задержки старта приводило к равному уменьшению временных интервалов для всех входов стоп ВЦП. Шаг изменения задержки для сигнала, формирующего старт равен  $\approx 250$  пс.

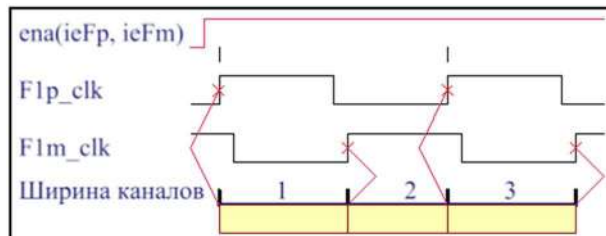


Рисунок 22.Профили каналов 1, 2, 3.

**Измерение равномерного спектра временных задержек.**

Проведено контрольное измерение равномерного спектра временных задержек с помощью осциллографа DSO9004A. Схема эксперимента представлена на Рис. 23. Ширина равномерного спектра равна 80 нс ( $1/12,5МГц$ ). Дифференциальная нелинейность спектра представленного на Рис. 24 составляет около 17%. Количество событий набранных при контрольном измерении 114.159 тысяч событий.

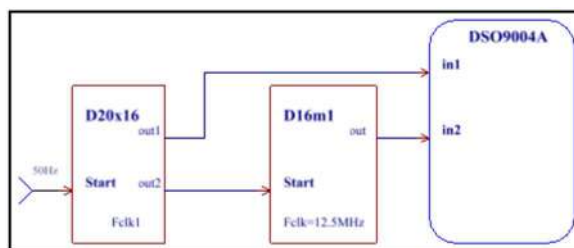


Рисунок 23. Схема для равномерного спектра.

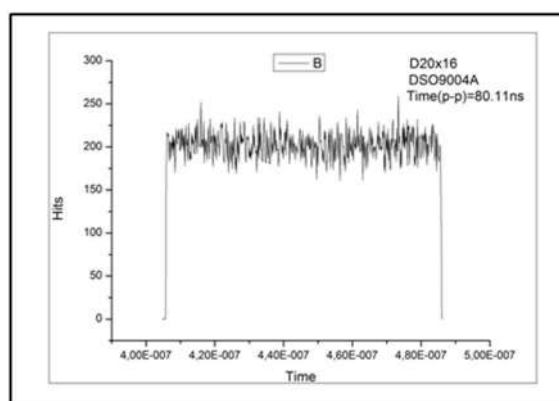


Рисунок 24. Спектр измеренный DSO9004A.

Проведено измерение полученного равномерного спектра временных задержек с помощью измерителя ВЦП. Схема эксперимента представлена на Рис. 25. Дифференциальная нелинейность спектров представленных на Рис. 26 составляет около 16%. Количество

событий набранных ВЦП при измерении (равномерного спектра) оценивается приблизительно 10 тысяч событий.

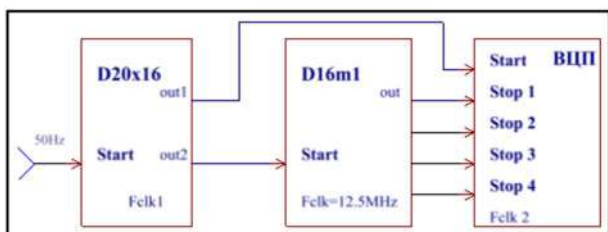


Рисунок 25. Измерение равномерного спектра ВЦП.

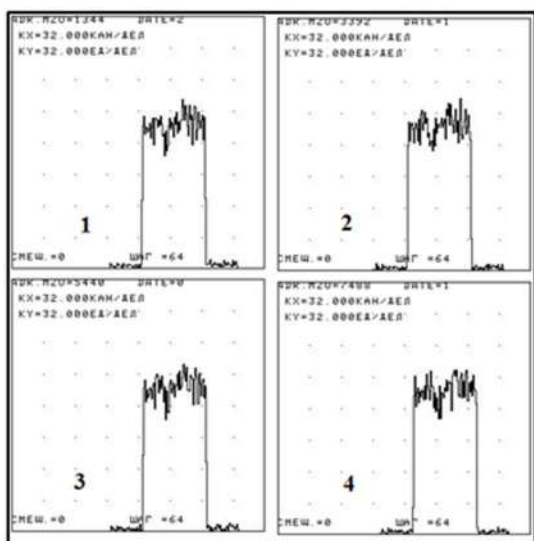


Рисунок 26. Спектры ВЦП стоп1÷4.

Временное разрешение ВЦП равно 1,25 нс. Ширина спектров на рисунке 26 равна 64 единицы. При временном разрешении ВЦП 1,25 нс весь временной спектр имеет ширину 80 нс.

**Измерение больших временных интервалов.**

Максимальный временной интервал доступный для измерения прибором ВЦП равен 20 971 518.75нс  $((2^{24}-1) \times 1.25нс)$ . Для получения такого временного интервала тактовую частоту (Fclk1) прибора Д16м1 уменьшили в 8 раз. Измеренный тактовой период частоты прибора Д16м1 умножаем на восемь и получим тактовый период  $(40.0082691нс \times 8 = 320.0661528нс)$ . При разнице кодов для сигналов стоп и старт  $(65190 - 1 = 65189)$  получим расчетный временной интервал от прибора Д16м1  $(40.0082691нс \times 65189 = 20 864 792,4348792нс)$ . Схема эксперимента представлена на Рис. 27. Контрольное измерение временного интервала (оценочное) от Д16м1 проведено с помощью осциллографа TDS3052 имеет величину 20,8мс. Контрольное измерение представлено на Рис. 28.

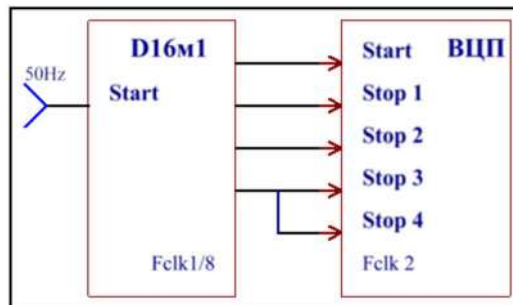


Рисунок 27. Схема измерения 20,8 мс.

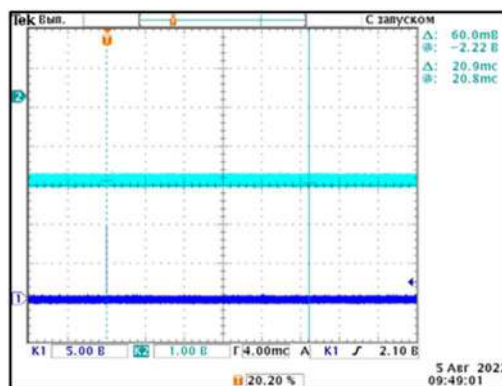


Рисунок 28. Контрольное измерение 20,8мс.

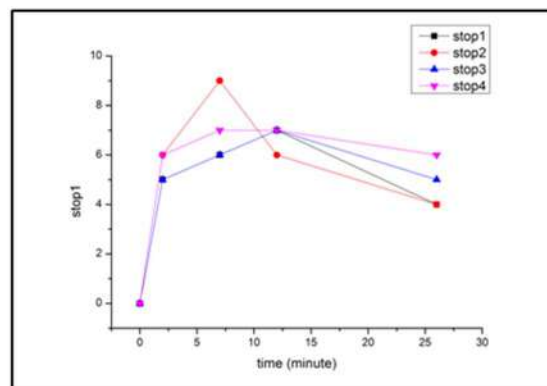


Рисунок 29. Время выхода ВЦП в режим.

В этом эксперименте была проверена скорость выхода ВЦП на рабочий режим и какими процессами оно определяется. Для этого эксперимента блок временных задержек Д16м1 был включён в рабочий режим, который не изменялся примерно 60 минут. Через час после включения блока Д16м1 было включено питание измерителя ВЦП и установлен режим измерения. Измерения временных интервалов производились в течение 30 минут. На Рисунке 29 представлены графики изменения кодов измерительных каналов (stop1÷stop4) после включения ВЦП. На Рисунке 30 показан спектр временного интервала длительностью 20,8 мс  $6Б = 3 \times 1,25$  нс. Точность измерения этого  $(20,8мс)$  временного интервала равна  $3,75$  нс/ $20,8 \times 10^6$  нс  $\approx 1,8 \times 10^{-7}$ .

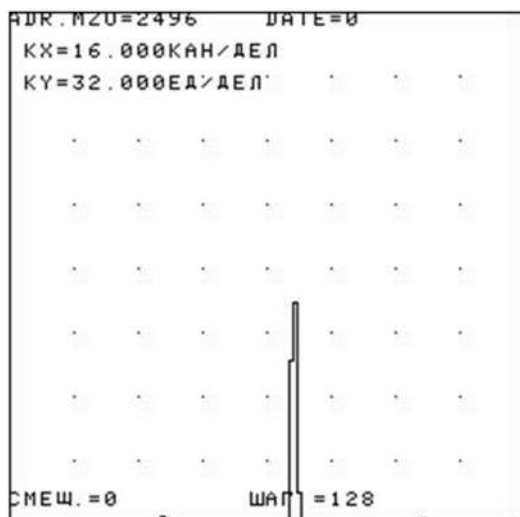


Рисунок 30. Спектр стоп2 ВЦП.

Временное разрешение ВЦП (цена кодов) равна 1,25нс. Из графика видно, что выход на рабочий режим блока ВЦП должен быть не меньше 30 минут и связано это время с установлением температурного режима кварцевого генератора ВЦП. Оценим точность измеренного интервала относительно расчётного. Выбираем измерительный канал стоп2. Временной период тактовой частоты ВЦП (измеренный осциллографом DSO9004A) равен 40.0003025нс. Код измеренный по входу стоп2 (stop2) равен 16691653. Вычисляем измеренный временной интервал, он равен  $(16691653 \times 40.0003025 \text{ нс}/32 = 20\,864\,724.038282265\,625 \text{ нс})$ . Задержки в кабелях и других соединениях не учитываем. Вычислим разницу между расчётным и измеренным ВЦП временным интервалом  $20\,864\,792.4348792 \text{ нс} - 20\,864\,724.038282265625 \text{ нс} = 68.396596934375 \text{ нс} \approx 68.396 \text{ нс}$ . Относительная погрешность между расчётным и измеренным временным интервалом  $(68.396 \text{ нс}/20\,864\,792.4348792 \text{ нс})$  равна  $3,28 \times 10^{-6}$ . Этот грубый эксперимент показывает, что для измерения больших временных интервалов нужно знать с необходимой точностью величину образцового периода тактовой частоты. Для этого необходим генератор тактовой частоты со стабильными параметрами. Измерения на ускорительном комплексе предполагают использовать режим с синхронным образцовым периодом от точного генератора ВЧ системы ускорителя.

Итогом работы стала разработка не настраиваемого с хорошим разрешением прибора на недорогих, широкого использования программируемых микросхемах Cyclone II фирмы Altera Corporation. Для разработчиков прибора, этот проект был продолжением поиска возможности совмещения аналоговых и цифровых элементов в серийных программируемых микросхемах. Такое совмещение позволяет разрабатывать не дорогие с гибкой архитектурой приборы. При сравнении с прибором, приведенным в источнике [9] можно отметить гибкую архитектуру и возможность проводить точные однократные измерения. Температурные уходы, связанные разностью задержек между входом

стартом и входами сигналов стоп, компенсированы схемными элементами, которые изготовлены одинаково. Считаем, что при разрешении 1,25 нс устройство не требует калибровки. Точность прибора определяется точностью и стабильностью профилей каналов измерителя.

Время-цифровой преобразователь Time24k4 изготовлен и проведены тестовые измерения на двух блоках. Тесты показали близкие параметры. Блок изготовлен в стандарте КАМАК. Размеры блока 1М.

### Модернизация системы термостабилизации.

Система термостабилизации является неотъемлемой частью инжекционного комплекса ВЭПП-5. Сверхвысокочастотные структуры (СВЧ) инжекционного комплекса ВЭПП-5 крайне чувствительны к температуре охлаждающей дистиллированной воды. Рабочие температуры для разных структур находятся в диапазоне от 28 до 34°C. Стабильность воды требуется  $\pm 0.1$  °C. Рабочая температура и стабильность достигается подогревом воды с начальной температурой 27-28°C. Дистиллированная вода для каждой структуры нагревается индивидуальной ТеплоСтанцией (ТС №1÷ТС №19). В состав ТеплоСтанции входят два измерителя температуры, шариковый расходомер, три тепло-электронагревателя (ТЭН) на суммарную мощность 12 кВт и система блокировок. Воду, после прохождения СВЧ структур, необходимо охладить до начальной температуры. Охлаждение воды внутреннего контура осуществляется внешним контуром охлаждения, а вот уже его охлаждение осуществляется наружным воздухом. В летнее время года, при высокой влажности и температуре наружного воздуха температура охлаждающего контура поднимается выше 28°C. Работа магнитной системы при такой температуре охлаждающего дистиллята не нарушается, а вот для термостабилизации СВЧ структур такая ситуация является критичной. Водогрейные станции отключаются, температура СВЧ структур растет выше установленных значений, приводя к значительным изменениям геометрии этих структур, и как следствие, к падению ускоряющего напряжения и энергия пучка на выходе из линейного ускорителя.

В этом случае, для охлаждения воды внутреннего контура предусмотрено охлаждение воды чиллером (Рис. 31).

Однако, при режиме работы системы термостабилизации с чиллером возникает другая проблема – постоянное включение и отключение чиллеров (а их в системе охлаждения два) приводило к значительным колебаниям температуры охлаждающей воды (Рис.32, синий график). Полная амплитуда колебаний может достигать 6 °C и выше. При работе только одно чиллера, амплитуда меньше (2,5 °C), но все равно это значение является достаточно большим для стабильной работы СВЧ структур линейного ускорителя инжекционного комплекса (Рис. 33).

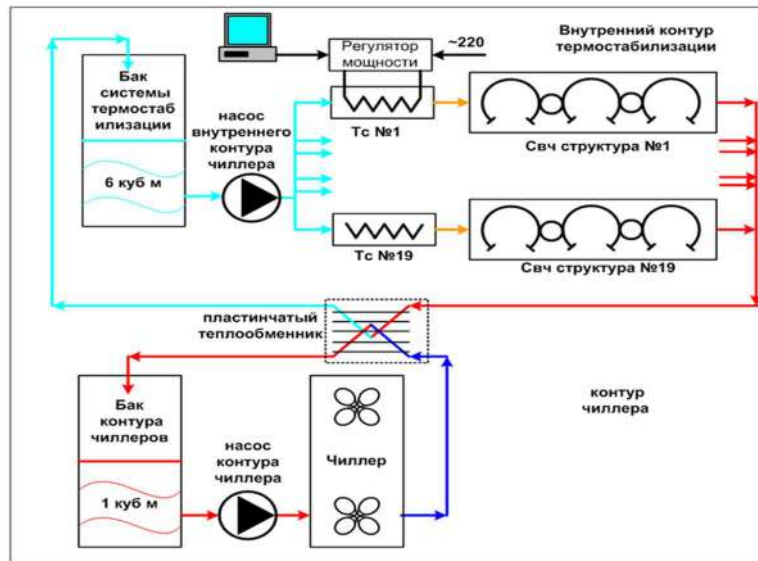


Рисунок 31. Гидравлическая схема системы термостабилизации инжекционного комплекса при работе с чиллером.

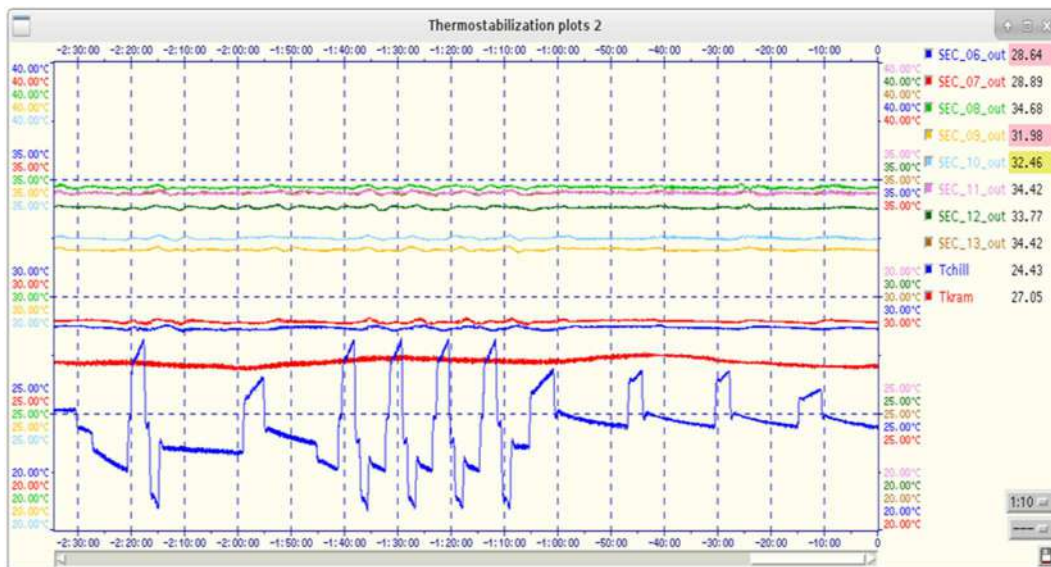


Рисунок 32. Изменение температур ключевых подсистем линейного ускорителя ИК. Амплитуда колебаний охлаждающей воды достигает 6 °С.

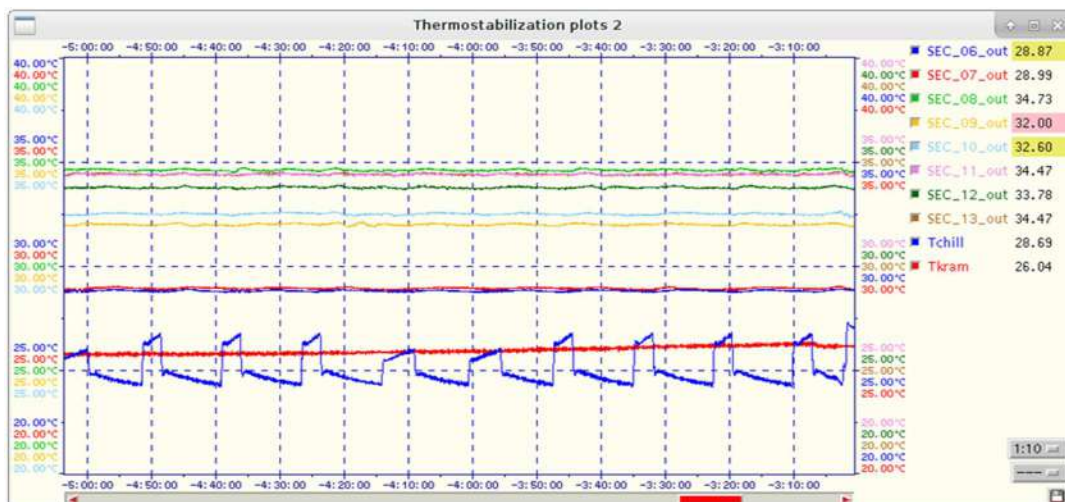


Рисунок 33. Изменение температур ключевых подсистем линейного ускорителя ИК. Амплитуда колебаний охлаждающей воды достигает 2,5 °С.

Чтобы уменьшить колебания охлаждаемой чиллерами воды до приемлемых параметров была предложена и реализована иная система охлаждения технической воды. В старой схеме вода после чиллера напрямую поступала на теплообменник, что и приводило к сильной связи колебания температур секций и охлаждающей воды. В новой же схеме был изменен порядок следования элементов системы термостабилизации (Рис. 34), что позволило направить воду после чиллера в буферный бак большого объема (6 л). После

этого колебания температуры охлаждающей воды значительно снизились, составив величину около 1,2 °С (Рис. 35). Колебания же входной температуры охлаждающей секцию воды уменьшались до значения 0,2 °С.

Как итог, была повышена температурная стабильность СВЧ структур линейного ускорителя до значения 0.2 °С путем изменения гидравлической схемы системы термостабилизации, что привело к уменьшению колебаний температуры входящей охлаждающей воды с 6 °С до значения около 1,2 °С.

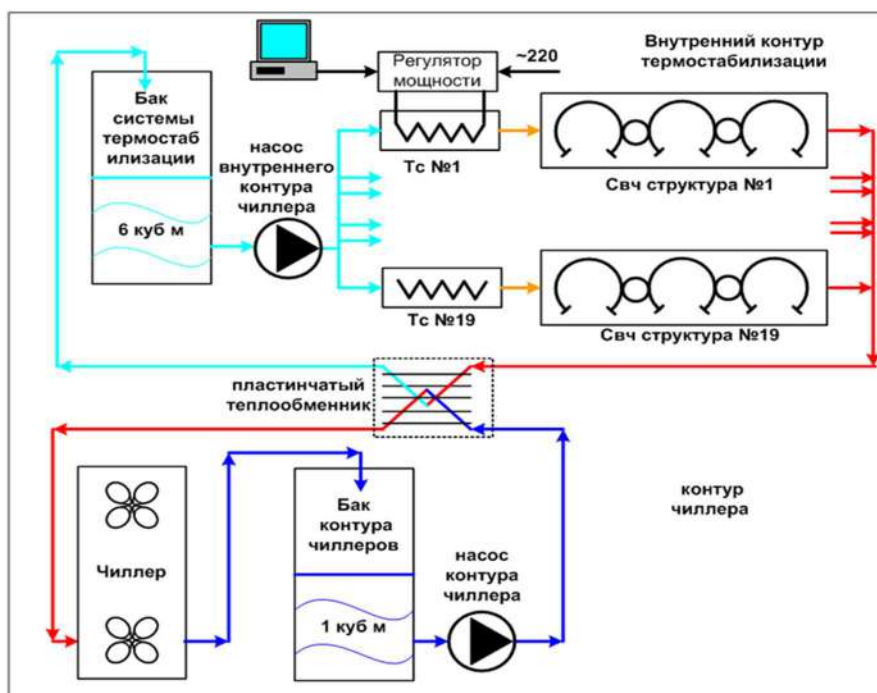


Рисунок 34. Гидравлическая схема системы термостабилизации инжекционного комплекса при работе с чиллером после модернизации.

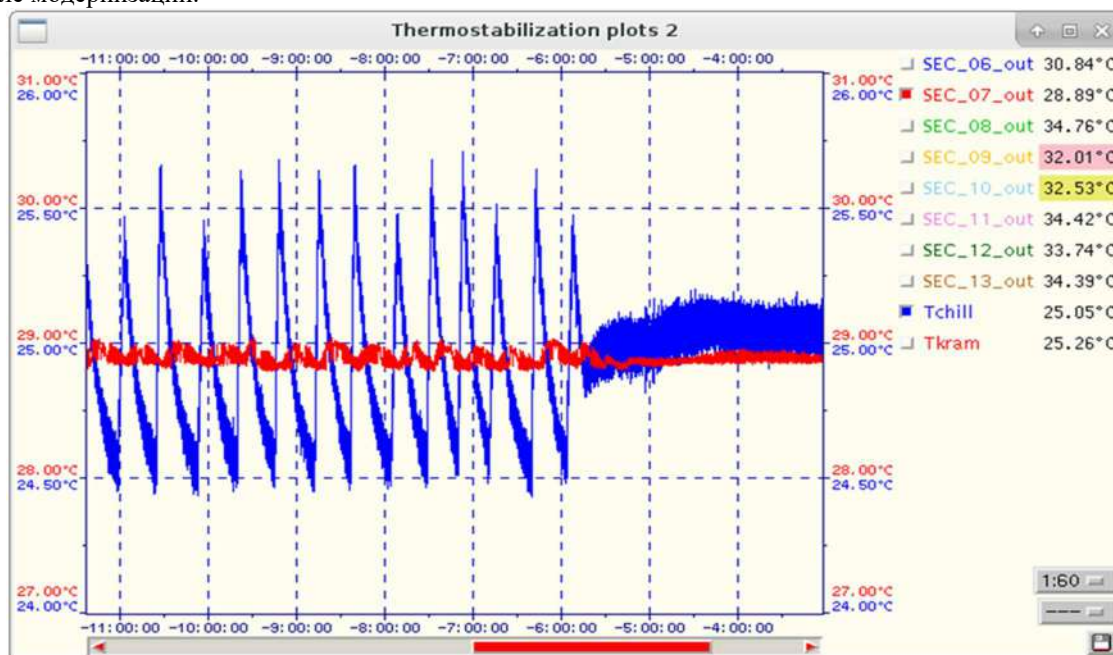


Рисунок 35. Изменение температур ключевых подсистем линейного ускорителя ИК. Амплитуда колебаний входной охлаждающей воды около 1.2 °С (синий график), воды охлаждающей секцию 0.2 °С (красный график).

*Удержание положения пучка в заданном диапазоне значений. Коррекция положения пучка на всем периметре накопителя-охладителя.*

На накопителе-охладителе установлены 16 датчиков положения пучка вдоль периметра вакуумной камеры. Это дает возможность проведения измерений поперечных координат пучка в 16 точках по периметру, и такой массив этих координат в дальнейшем будет называться орбитой пучка. Важнейшей задачей для стабильной работы инжекционного комплекса является удержание этой орбиты в заданном диапазоне значений, ввиду того, что изменения в орбите ведут к изменению углов и координат выпуска пучка, что снижает коэффициент перепуска заряженных частиц через канал К-500 потребителям, а это уже сказывается на стабильности их работы и достижении проектной светимости коллайдеров.

### Накладываемые ограничения

Для начала необходимо определить какой диапазон отклонений для орбиты является допустимым. Для этого была взята модель транспортного канала К-500 в сторону ВЭПП-2000 на позитронном направлении и проведен трекинг частиц с момента их выпуска из накопителя-охладителя до подъема в бустер электронов и позитронов (БЭП). Выбор именно этого направления и частиц объясняется более сложной геометрией

транспортного канала в сторону ВЭПП-2000 и медленного темпа накопления позитронов по сравнению с электронами.

Рассматривались попарные комбинации отклонений координат  $XU$ ,  $X'U'$ ,  $XX'$  и  $YU'$ . Рисунок 36 демонстрирует результаты трекинга - процент пройденных через канал К-500 позитронов в направлении ВЭПП-2000. Видно, что существует область, оставаясь внутри которой пучок будет проходить транспортный канал практически без потерь ("платформа"). Ширина этой области невелика - около  $3 \text{ мм} \times 6 \text{ мм}$  для  $XU$  и  $3 \text{ мрад} \times 3 \text{ мрад}$  для  $X'U'$ .

Другой важный вопрос для проведения корректировок - область линейности измеренной матрицы отклика. В нашем случае основной нелинейный вклад вносят сами датчики положения пучка, которые имеют большую область линейности в своем электростатическом центре и малую - по краям.

Суть определения вклада нелинейности заключалась в следующем.

Пусть имеется величина  $A(x)$ , чье разложение в ряд Тейлора в некоторой точке  $x_0$  задается выражением  $A(x) = A(x_0) + A'(x_0)(x - x_0) + A''(x_0)(x - x_0)^2/2$ , тогда можно определить смещение  $\delta x = x - x_0$ , при котором вклад линейной компоненты (первого члена разложения ряда) и нелинейной (второго) сравниваются. В данной же работе выяснялось значения смещения координат  $X$  и  $Y$ , при котором вклад нелинейной компоненты будет равен 10% от линейной. Далее строились графики нелинейностей, представленные на Рисунке 37.

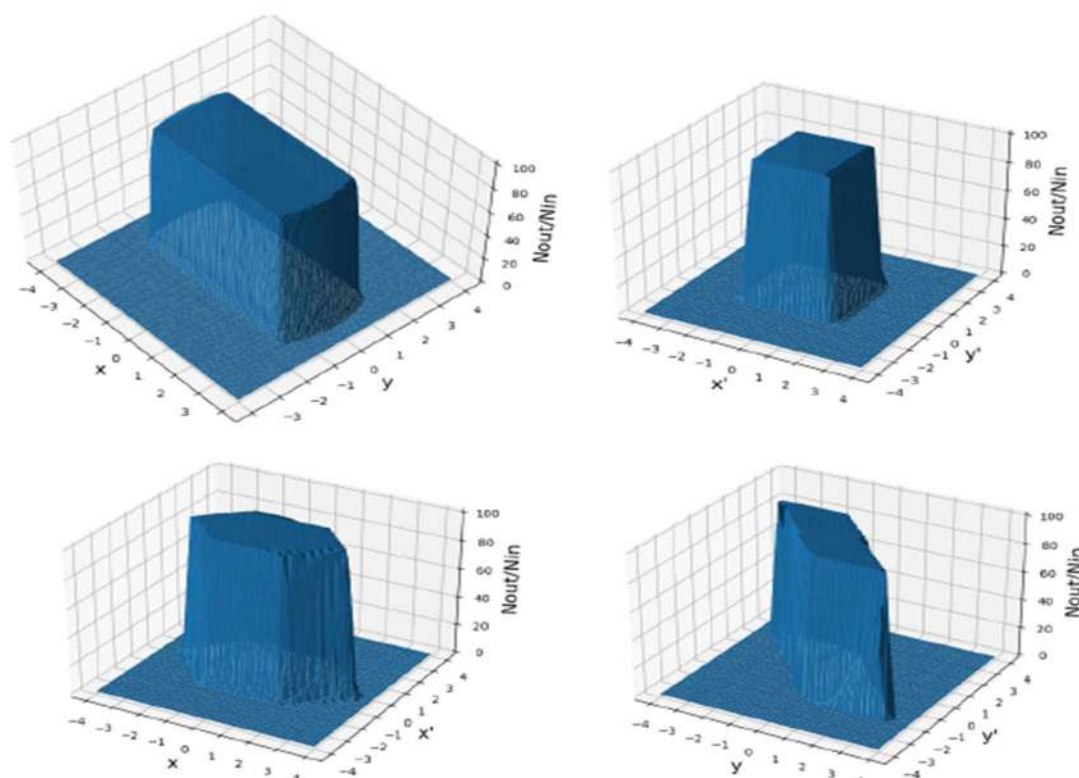


Рисунок 36. Процент пройденных через канал К-500 позитронов в направлении ВЭПП-2000 при попарном варьировании параметром пучка.



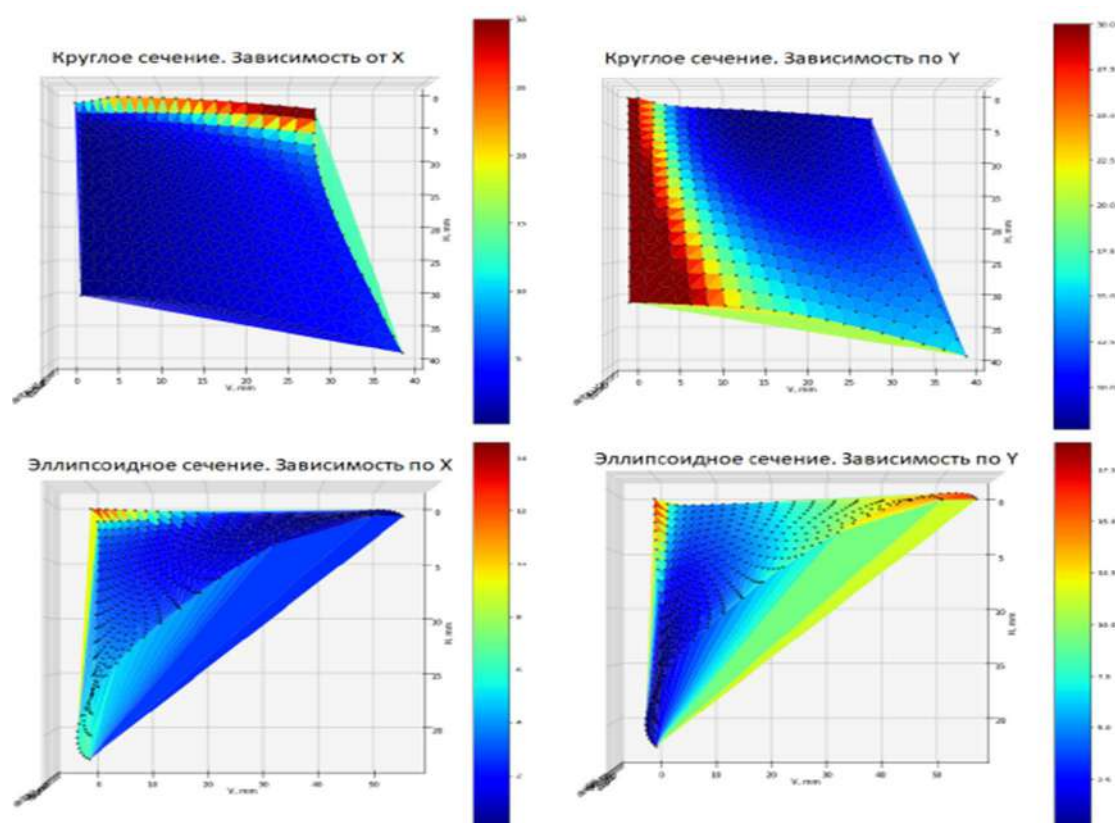


Рисунок 37. Вклад нелинейных компонент определения координат пучка на уровне 10%.

Из графиков нелинейности видно, что область линейного определения координат пучка (по уровню 10%) невелика, в зависимости от положения пучка варьируется в диапазоне от 5-7 мм в центре датчика до 1-2 мм у его края.

#### Алгоритм удержания орбиты пучка

Матрица отклика - это таблица, которая содержит в себе массив изменения координат пучка в зависимости от заданного пучку искажения. Когда речь идет про коррекцию орбиты, обычно возмущение задается изменением тока дипольного корректора. Каждая строка (или столбец, в зависимости от типа представления самой матрицы) соответствует изменению тока одного корректора. Отсюда, найдя обратную матрицу к матрице отклика появляется возможность задавать нужное искажение орбиты и вычислять соответствующее новому положению пучка токи корректоров. Ввиду того, что матрица отклика не является квадратной, для нахождения обратной (псевдообратной) матрицы используется SVD-разложение. При этом надо помнить, что ресурс источников тока, которые питают дипольные корректоры ускорителя ограничены, а это значит, что слишком малые сингулярные числа, вызывающие наибольшие изменения тока корректоров, приходится выбрасывать при обращении матрицы, вследствие чего псевдообратная матрица перестает быть таковой в полном смысле этого слова и коррекцию орбиты нельзя

провести разом за один шаг, алгоритм становится итеративным.

Вышеприведенные рассуждения легли в основу алгоритма, выполняющего коррекцию (удержание) орбиты пучка. Для его функционирования необходима актуальная псевдообратная матрица, которая подготавливается заранее экспериментально, путем нахождения наиболее удачного "отсечения" слишком малых сингулярных чисел SVD-разложения. Программа отображения орбиты пучка постоянно следит за отклонением орбиты от сохраненной оператором и при среднеквадратичном отклонении пучка более 1 мм сигнализирует оператору о необходимости проведения корректировки положения пучка в вакуумной камере накопителя-охладителя. Оператору при этом необходимо остановить автоматику комплекса, накопить в НО ток около 20-30 мА, загрузить приложению псевдообратную матрицу и запустить процесс корректировки орбиты. Алгоритм самостоятельно вычислит искажение орбиты, с помощью матрицы рассчитает смещение токов корректоров накопителя и передаст новые значения токов системе управления. Данный процесс будет повторяться до тех пор, пока среднеквадратичное отклонение орбиты не станет меньше 0,2 мм. В противном случае, если по истечении определенного числа шагов алгоритму не удастся привести орбиту в заданный диапазон значений, то он остановит свою работу и известит об этом оператора. Граница для начала

коррекции в 1 мм выбрана таким образом, чтобы искажения орбиты были недостаточно велики для существенного снижения коэффициента перепуска частиц потребителям, а 0,2 мм - это среднеквадратичное отклонение для измерения координат пучка на некоторых ДПП, потому ставить задачу скорректировать орбиту точнее не имеет физического смысла.

Пример результата коррекции орбиты можно наблюдать на Рисунке 38. Рисунок 39 показывает значение токов корректоров перед коррекцией и после. Само искажение было задано изменением тока одного корректора - "2F1\_X", чья уставка была изменена со значения 0 мА до 2500.

Разработанное ПО повышает стабильность работы комплекса в долгосрочной перспективе, исключая из "функции" работы комплекса зависимость от параметра "изменение углов и координат выпуска пучка в канал К-500".

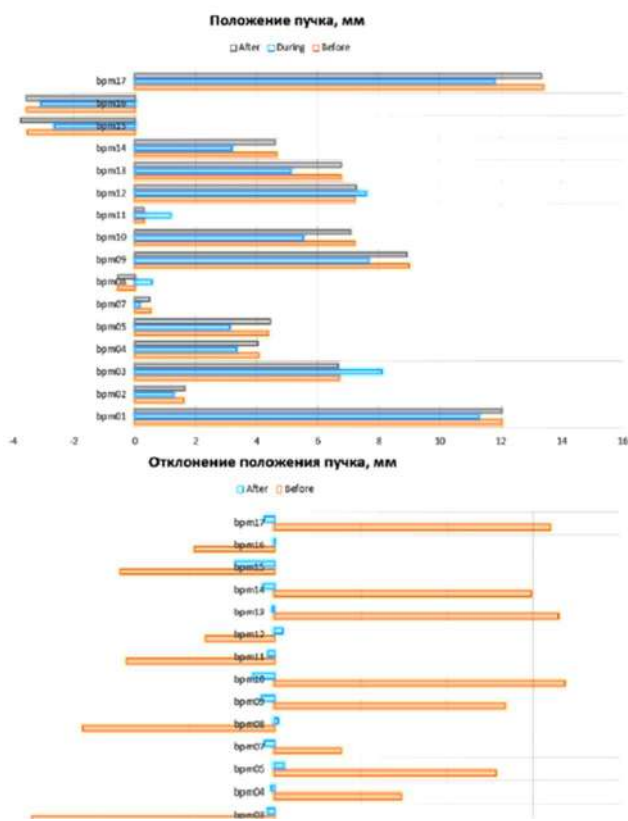


Рисунок 38. Коррекция положения пучка. Сверху представлены изначальные координаты пучка до искажения (синий), после искажения (оранжевый) и после проведения коррекции орбиты (серый). Снизу показано то, какое искажение орбиты было выполнено и каким оно осталось после коррекции.

*Развитие программного обеспечения.*

Программное обеспечение комплекса построено на основе модульного фреймворка CXv4 [6]. Изначально этот фреймворк служил для абстракции оборудования

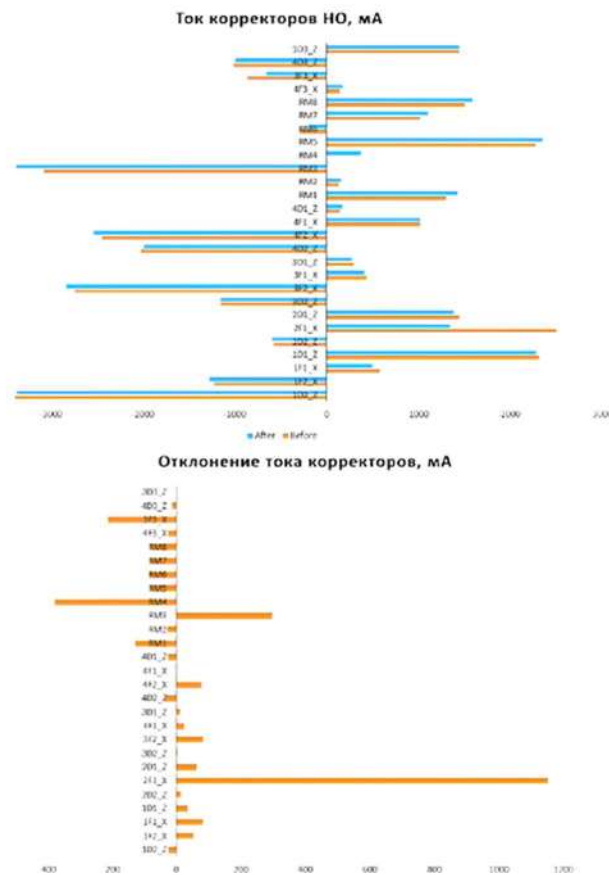


Рисунок 39. Изменение токов корректоров при коррекции орбиты пучка. Сверху представлены изначальные токи (синий) и после проведения коррекции (оранжевый). Снизу показано то, какое изменение токов было выполнено.

ускорителя, но к настоящему времени сложилась практика использования CX-серверов для обмена данными между программами на клиентском уровне. То есть CXv4 служит в качестве общей программной шины, благодаря чему сильно упрощаются связи между программами. На инжекционном комплексе используется централизованная загрузка/сохранение состояний установки, для которого была необходима конфигурационная база данных, содержащая структурированную информацию о подсистемах и устройствах. Загрузчик состояний служит основой для автоматки, которая реализует цикл накопления-выпуска и переключение между потребителями или видами частиц [7]. Для работы автоматического программного обеспечения сразу же потребовалось обмениваться данными с системами управления потребителями пучка. Ситуация осложняется тем, что системы управления инжекционного комплекса и потребителей пучка изначально развивались независимо, и в результате, в них используется разное базовое программное обеспечение. Со стороны ВЭПП-4 – EPICS, на ВЭПП-2000 VCAS и TANGO. На ранних этапах работ необходимые для автоматки данные передавались при помощи программ-шлюзов с использованием общей сети института.

Остальные данные, например, диагностическая информация канала К-500 не передавались, а вместо этого была принята практика удаленного запуска клиентских программ. К настоящему моменту времени полностью построена общая сеть Инжекционного комплекса и коллайдеров, в которой для обмена данными между системами управления со стороны каждой установки работает шлюзовая виртуальная машина (Рис.40).

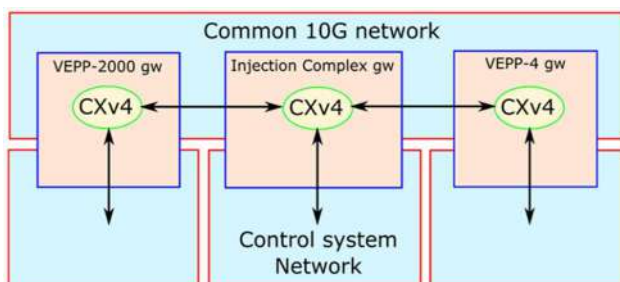


Рисунок 40. Схема общей сети инжекционного комплекса и ускорителей потребителей.

Для улучшения взаимодействия с потребителями пучка для CXv4 ранее были разработаны модули клиентские модули для VCAS, EPICS, TANGO, и на настоящем этапе работ был создан серверный модуль EPICS. Клиентские модули дают возможность средствами клиентских библиотек CX получать доступ к данным из стороннего ПО, а серверный модуль позволяет CX-серверу отвечать по протоколу другого фреймворка. Так же для CXv4 был реализован драйвер для зеркалирования данных устройства или отдельных каналов. Такой набор средств позволяет создавать очень гибкие «шлюзы» между всеми имеющимися установками.

Конфигурационная БД комплекса к настоящему времени дополнена и средствами автоматизации конфигурирования CXv4, значительно упростилась настройка CX-серверов, которые служат для обмена данными как внутри системы управления ИК так и с потребителями пучка. В настоящий момент конфигурационная БД применяется и в качестве источника данных для прикладных программ. Изначально все описанные архитектурные подходы были применены при создании программ для автоматизации основных технологических процессов инжекционного комплекса (которые упомянуты выше). Благодаря этому структура прикладного ПО комплекса сильно упростилась и приблизительно соответствует следующей схеме.

Позднее архитектура была применена и в ряде других прикладных программных комплексов, например, программные инструменты управления накопителем охладителем [8], в которые программы-обработчики данных обмениваются с пользовательскими приложениями через CX-сервера и конфигурационная БД задействована для выбора используемых в измерении матрицы откликов элементов магнитной системы и т.д.

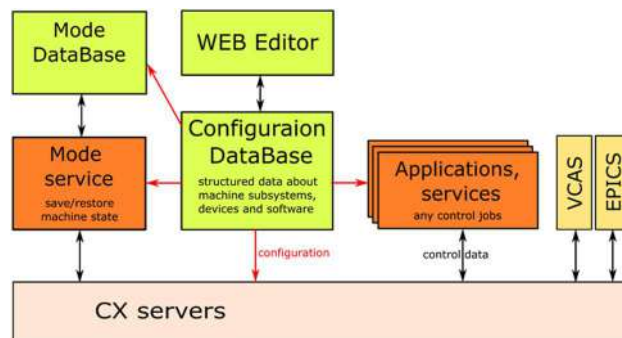


Рисунок 41. Схема прикладного программного обеспечения инжекционного комплекса.

Для взаимодействия с комплексом ВЭПП-4 и возможности использовать программные инструменты, созданные для EPICS, с CXv4 был разработан модуль `cxsd_fe_epics`. Он необходим для доступа к CX-серверу из EPICS по протоколу Channel Access и является самым существенным дополнением к инфраструктуре CXv4 за 2022 год.

Модуль создан с использованием поставляемой в комплекте EPICS версии 3 библиотеки `libcas` (portable Channel Access Server), реализующей серверную часть протокола Channel Access и позволяющей сделать любую программу EPICS-сервером. Поскольку интерфейс `libcas` требует C++, а CX-сервер написан на C, то модуль `cxsd_fe_epics` состоит из двух частей, связанных простым API:

1. `cxsd_fe_epics_meat.cpp`, взаимодействующий с `libcas`;
2. `cxsd_fe_epics.c`, взаимодействующий с CX-сервером.

При этом часть `cxsd_fe_epics.c` сделана максимально независимой от специфики EPICS/libcas и фактически представляет из себя реализацию API для простого доступа к внутренней инфраструктуре CX-сервера. Это позволит в будущем, при возникновении потребности добавить доступ к CX-серверу по ещё какому-нибудь протоколу, решить такую задачу максимально просто и с меньшими трудозатратами.

Сделано мониторингирование через модуль CDAC20 тока ионного насоса, установленного на 1-м клистронной галереи ИК. В перспективе оно может быть расширено на остальные клистроны. Также библиотека устройств, подключаемых через CAN-bus, была расширена поддержкой источника MPS6 с подключением через CEAC208.

Были решены задачи по расширению поддержки осциллографов ADC250 и ADC1000 и была создана программа менеджер прошивок VME-устройств.

В конце 2021года в новой прошивке ADC250 была добавлена возможность так называемого "прореживания" данных, когда в память сохраняется не каждое измерение, а каждое N-е ( $0 < N < 65536$ ). Это потребовало модификации, как драйвера устройства, так и инженерной программы "осциллограф ADC250". Также в драйвере была доработана часть, обеспечивающая взаимодействие с PLL-чипом, в соответствии с модификациями прошивки.

Для измерений на ИК встала необходимость применения осциллографов ADC1000 со скоростью 1 гигаэмпл в секунду. Соответственно, потребовалось создать драйвер ADC1000 для CXv4.

Осциллографы ADC1000 и ADC250 построены на единой аппаратной платформе "ADC4X250" и их программирование в значительной степени унифицировано.

Поэтому вместо создания отдельного драйвера для ADC1000, в котором бы дублировалась значительная часть драйвера ADC250, вся логика работы с обоими устройствами была сосредоточена в едином исходном файле, с условными конструкциями для различающихся аспектов работы.

Это позволило не только избежать дублирования кода, но и в будущем при добавлении в прошивку линейки ADC4X250 новой функциональности (например, меняющей работу с PLL-чипом) достаточно будет создать и отладить её поддержку один раз для всех устройств.

Также в будущем это позволит сравнительно небольшими усилиями создать поддержку для построенных на этой же платформе ADC4X250-APD (вариант ADC250 с оптовходами) и ADC500 (вариант с 2 каналами по 500 мегасэмплов в секунду).

Для оперативного обновления прошивок в VME-устройствах производства Лаб. 6 ИЯФ СО РАН была создана программа-менеджер прошивок `lab6_vme_firmware_common`. Она позволяет обновлять прошивки в устройствах непосредственно в управляющем крейте на Инжекционном комплексе. Тем самым устранена необходимость для любой модификации прошивки извлекать VME-модуль и нести его на сервисное обслуживание производителю. Это позволило значительно быстрее находить и исправлять проблемы в прошивках, поскольку сократило цикл "перепрошивка, тестирование" с часов до нескольких минут и дало возможность менять прошивки без остановки работы системы управления.

Также были выполнены усовершенствования общего характера в основной скелет фреймворка CXv4, которые включают в себя 3 основных блока.

#### **Возможность указания значений по умолчанию в конфигурации CX-сервера.**

В модуль CX-сервера, отвечающий за конфигурирование обслуживаемой аппаратуры (т.н. "статическая БД") добавлена возможность указания прямо в конфигурации параметров каналов, обычно указываемых драйвером устройства, таких, как возраст свежести значения, а главное - значения по умолчанию.

Это значительно упрощает создание искусственных устройств как информационных, так и синтетических, применяемых для представления подмножеств реальных устройств (например, 1-канального осциллографа, представляющего часть реального 4-канального устройства) либо комбинирующих в одном синтетическом устройстве данные от нескольких физических. Поддерживается указание значений всех типов - как

целочисленных и вещественных, так и текстовых, а также векторов.

#### **Инфраструктура CX-сервера для хранения бинарных конфигурационных данных.**

Для хранения в бинарном виде такой конфигурационной информации, как значения каналов по умолчанию, в CX-сервере была создана инфраструктура хранения произвольных бинарных данных, получившая условное название "BinBuf" (Binary Buffer), по аналогии с существующей изначально в CXv4-сервере инфраструктурой хранения текстовой конфигурационной информации "StrBuf" (String Buffer).

Поскольку парсинг конфигурации идёт последовательно (например, текстовые строки считываются символ за символом, а числовые массивы поэлементно), то API BinBuf создан с учётом такой поэлементной спецификации и позволяет добавлять бинарные данные по сегментно, а не только весь блок целиком.

За счёт того, что инфраструктура BinBuf позволяет хранить в CX-сервере произвольную конфигурационную информацию (а не только значения каналов по умолчанию), её наличие упрощает планируемое в будущем расширение функциональности CX-сервера, в частности, возможность преобработки данных на стороне сервера.

#### **Модификация работы UDP-резолвинга в реализации CX-протокола на стороне клиентской библиотеки.**

Когда в 2017 году в CXv4 была добавлена возможность автоматического поиска каналов (резолвинга имён без указания ссылки на конкретный сервер) в локальной сети посредством broadcast-UDP-запросов, она была реализована простейшим способом: запросы отправлялись на IP-адрес 255.255.255.255.

В Linux эта технология хорошо работает в ситуации, когда у хоста есть единственный сетевой интерфейс. Если же у хоста задействовано несколько сетевых интерфейсов, то пакеты на адрес 255.255.255.255 отправляются в "интерфейс по умолчанию" (default), который необязательно является интерфейсом, используемым для связи с остальными компьютерами системы управления.

Поскольку компьютеры системы управления ИК изначально оснащены несколькими сетевыми интерфейсами, а в последнее время в серверные компьютеры добавлены новые 10Gb-интерфейсы и топология сети модифицируется (в т.ч. в интересах взаимодействия с комплексами-потребителями), то схема работы через 255.255.255.255 перестала быть надёжной.

Поэтому вместо отправки UDP-запросов на адрес 255.255.255.255 теперь клиентская библиотека CX использует отправку т.н. "directed broadcasts", при которой отдельные пакеты отправляются на broadcast-адрес каждого сетевого интерфейса.

Такой вариант гарантирует, что пакеты broadcast-UDP-запросов будут получены CX-сервером, в какой бы из сетей, подключенных к компьютеру-отправи-

телю, он бы ни был доступен. Однако сам процесс получения списка всех сетевых интерфейсов компьютера, к сожалению, не очень хорошо стандартизован между разными вариантами ОС семейства UNIX, поэтому текущий вариант гарантированно работает лишь под Linux, а в случае необходимости поддержки BSD-систем (включая Darwin/OS-X) потребуются дополнительная работа по адаптации.

Подводя итог, можно заключить, что было завершено создание общей сети инжекционного комплекса и коллаидеров, которая позволяет обмениваться данными между ускорителями с системами управления, построенными на различных фреймворках (CXv4, VCAS, EPICS, TANGO). Реализованный набор средств позволяет создавать очень гибкие «шлюзы» между всеми имеющимися установками.

Была расширена поддержка целого ряда устройств для инжекционного комплекса: осциллографы ADC250 и ADC1000, источник MPS6 через CEAC208, а также мониторинг тока ионного насоса через модуль CDAC20 и менеджер прошивок для VME-устройств.

Также были выполнены усовершенствования общего характера в основной скелет фреймворка CXv4, которые включают в себя модификацию работы UDP-резолвинга в реализации CX-протокола на стороне клиентской библиотеки, инфраструктуру CX-сервера для хранения бинарных конфигурационных данных и возможность указания значений по умолчанию в конфигурации CX-сервера.

### *Заключение.*

Суммируя результаты проведенных исследовательских работ, можно сделать вывод, что государственное задание 2022 года по теме «Исследование и развитие методов получения пучков частиц высокой интенсивности для электрон-позитронных коллаидеров» выполнено. В Приложении А приведено 9 публикаций в изданиях, индексируемых в российский и международных информационно-аналитических системах научного цитирования: РИНЦ, Web of Science, Scopus и др.

Была завершена разработка не настраиваемого с хорошим разрешением прибора на недорогих, широкого использования программируемых микросхемах Cyclone II фирмы Altera Corporation. Для разработчиков прибора, этот проект был продолжением поиска возможности совмещения аналоговых и цифровых элементов в серийных программируемых микросхемах. Такое совмещение позволяет разрабатывать не дорогие с гибкой архитектурой приборы. При сравнении с прибором, приведенным в источнике [9] можно отметить гибкую архитектуру и возможность проводить точные однократные измерения. Температурные уходы, связанные разностью задержек между входом стартом и входами сигналов стоп, компенсированы схемными элементами, которые изготовлены одинаково. Считаем, что при разрешении 1,25 нс устройство

не требует калибровки. Точность прибора определяется точностью и стабильностью профилей каналов измерителя.

Время-цифровой преобразователь Time24k4 изготовлен и проведены тестовые измерения на двух блоках. Тесты показали близкие параметры. Блок изготовлен в стандарте КАМАК. Размеры блока 1М.

Основные параметры прибора:

- 1) Шкала 24 бита
- 2) Временное разрешение 1.25 нс и 1.428 нс
- 3) Максимальный временной интервал 20.97 мс и 23.8 мс
- 4) Неравномерность (чет - нечет) ширины каналов 10%
- 5) Интегральная нелинейность на 90% шкалы лучше 0.001%
- 6) Набор статистики четыре страницы шириной 11 бит и глубиной 8 бит
- 7) Вход для внешней тактовой частоты и выход тактовой измерителя

Другим важным результатом проделанной работы является подготовленный и протестированный на накопителе-охладителе алгоритм по корректировке положения пучка. Он, имея в своем арсенале подходящую псевдообратную матрицу отклика, помогает оператору удерживать орбиту пучка в заданном диапазоне значений. Это повышает стабильность работы комплекса в долгосрочной перспективе, исключая из "функции" работы комплекса зависимость от параметра "изменение углов и координат выпуска пучка в канал".

Кроме того, была повышена температурная стабильность СВЧ структур линейного ускорителя до значения 0,2 °С путем изменения гидравлической схемы системы термостабилизации, что привело к уменьшению колебаний температуры входящей охлаждающей воды с 6 °С до значения около 1,2 °С.

Другим важным результатом является завершение создания общей сети инжекционного комплекса и коллаидеров, которая позволяет обмениваться данными между ускорителями с системами управления, построенными на различных фреймворках (CXv4, VCAS, EPICS, TANGO). Реализованный набор средств позволяет создавать очень гибкие «шлюзы» между всеми имеющимися установками.

Была расширена поддержка целого ряда устройств для инжекционного комплекса: осциллографы ADC250 и ADC1000, источник MPS6 через CEAC208, а также мониторинг тока ионного насоса через модуль CDAC20 и менеджер прошивок для VME-устройств.

Также были выполнены усовершенствования общего характера в основной скелет фреймворка CXv4, которые включают в себя модификацию работы UDP-резолвинга в реализации CX-протокола на стороне клиентской библиотеки, инфраструктуру CX-сервера для хранения бинарных конфигурационных данных и возможность указания значений по умолчанию в конфигурации CX-сервера.

Проводимые исследования в области развития линейных СВЧ ускорителей для научных задач показали достижение достаточного согласования ускоряющей структуры с внешним волноводным трактом и высокое совпадение значений амплитуд в начале и конце на уровне 95%. Из фазового сдвига видно, что достигнутая мода близка к  $2\pi/3$ , но имеется фазовый сдвиг в некоторых ячейках.

По результатам проведенного моделирования можно заключить, что, скорее всего, для достижения постоянного градиента на уровне 100% линейное изменение размеров отверстий связи все-таки недостаточно. Фазовая подстройка для достижения моды колебания  $2\pi/3$  требуется более тонкая и связана с уходом резонансных частот ускоряющих ячеек из-за изменений отверстий связи. Данная работа будет продолжена, после чего будет выработано техническое задание для конструкторской проработки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *K. V. Astrelina et al.* «Production of intense positron beams at the VEPP-5 injection complex», JETP, 2008, Vol 106, p. 94-114.
2. *J.W. Wang.* RF properties of periodic accelerating structures for linear colliders. Stanford Linear Accelerator Center. 1989.
3. *M.S. Avilov, V.E. Akimov, A.V. Aleksandrov et al.* Test of accelerating section for VEPP-5 pre-injector. BUDKERINP 2000-50
4. *Andrianov A., Arsentyeva M., Barnyakov A., Chekmenev D., Levichev et al.* Development of 200 MeV linac for the SKIF light source injector. Journal of Instrumentation. V 17, Iss 2. 2022
5. Алёшечкин А.М., Кокорин В.И. Методы измерения частотно-временных параметров сигналов. Красноярск: Изд-во КГТУ. 2001. 96 с
6. *D. Yu. Bolkhovityanov, P. B. Cheblakov, F. A. Emanov* «CXv4, a Modular Control System» 15th International Conference on Accelerator and Large Experimental Physics Control Systems: ICALEPCS 2015, Melbourne, Australia, 17–23 октября 2015 года.
7. *Ф. А. Еманов, Д. Е. Беркаев, Д. Ю. Болховитянов,* «Программное обеспечение системы управления инжекционного комплекса ВЭПП-5» Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2018. – Т. 15. – № 7(219). – С. 949-952.
8. *В. Балакин, К. Астрелина, Д. Беркаев, Ф. Еманов, Ф. Роговский,* «Разработка инструментов контроля и управления параметрами накопителя-охладителя инжекционного комплекса ВЭПП-5 с новой электроникой датчиков положения пучка», Письма в журнал Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2020. – Т. 17. – № 4(229). – С. 589-594.
9. *Д.Е. Беркаев, Е.В. Быков, В.Р. Козак, С.В. Тарарышкин* Измеритель временных интервалов ИЯФ 2011-6.

## ЭЛЕКТРОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

### Низковольтная система электронного охлаждения для бустера НИКА.

ИЯФ СО РАН в рамках сотрудничества уже изготовил и поставил в Дубну систему электронного охлаждения (СЭО) для бустера NICA с параметрами энергии до 50 киловольт. В 2022-2023 годах сотрудники ИЯФ и ОИЯИ совместными усилиями получили охлаждение ионов ксенона на энергии инжекции в присутствии ВЧ. На рисунке 1 показан сигнал с быстрого трансформатора тока (пояса Роговского). За время порядка 100-200 мс ионный пучок охлаждается в продольном направлении. На рисунке 2 показано как выглядит сигнал при отсутствии электронного тока. Достигнутое уменьшение размера пучка в Бустере привело к более эффективному переводу его в Нуклотрон, что примерно в 1,5-2 раза повысило интенсивность ускоренного пучка. Поперечный профиль пучка регистрировался на люминофоре, который был установлен в канале между Бустером и Нуклотроном. Восстановленный поперечный профиль пучка показан на рисунке 3. Охлаждение в Бустере ионов  $^{124}\text{Xe}^{28+}$  также увеличило вдвое скорость счёта детектора эксперимента Baryonic Matter @ Nuclotron (BM@N), что позволяет быстрее набрать необходимую статистику. И это при том, что ионы после охлаждения ускоряются в Бустере до энергии выпуска, обдираются до голого ядра на выходе, переводятся в Нуклотрон, где снова ускоряются и медленным выводом переводятся в соседнее здание на детектор BM@N.

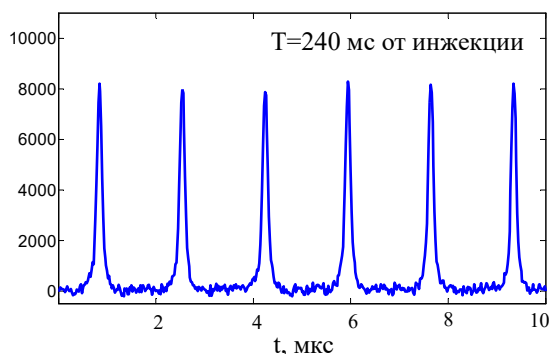


Рисунок 1. Действие электронного охлаждения и ВЧ пятой гармоники на ионный пучок в СЭО бустера НИКА.

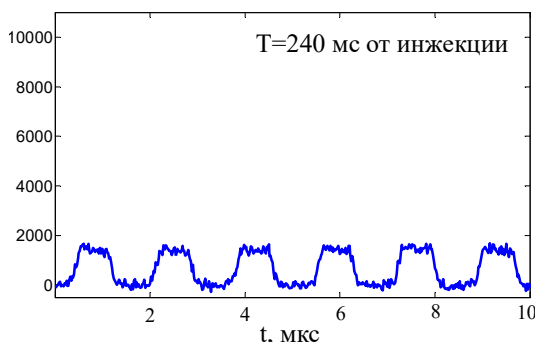


Рисунок 2. Сигнал с быстрого трансформатора тока в отсутствие действия электронного охлаждения.

Настройка электронного охлаждения была осуществлена в ходе сеанса пусконаладки на комплексе NICA при работе ускорительного комплекса на эксперимент BM@N в так называемом «фоновом» режиме (то есть процесс настройки не должен был мешать набору статистики). Для получения эффективного охлаждения было выполнено точное выравнивание ионного и электронного пучков с помощью пикап диагностики разработанной в лаб.6-0 Бехтеновым Е.А и Карповым Г.В. Впервые была использована опция измерения положения ионного пучка по внешнему запуску во время цикла работы бустера.

Параметры эксперимента:

Тип ионов	$^{124}\text{Xe}^{28+}$
Энергия ионов, Mev/u	3,2
Потенциал ускорителя электронов, кВ	1,83
Ток электронного пучка, А	0,05
Магнитное поле в секции охлаждения	700 Гс
Диаметр электронного пучка, мм	28

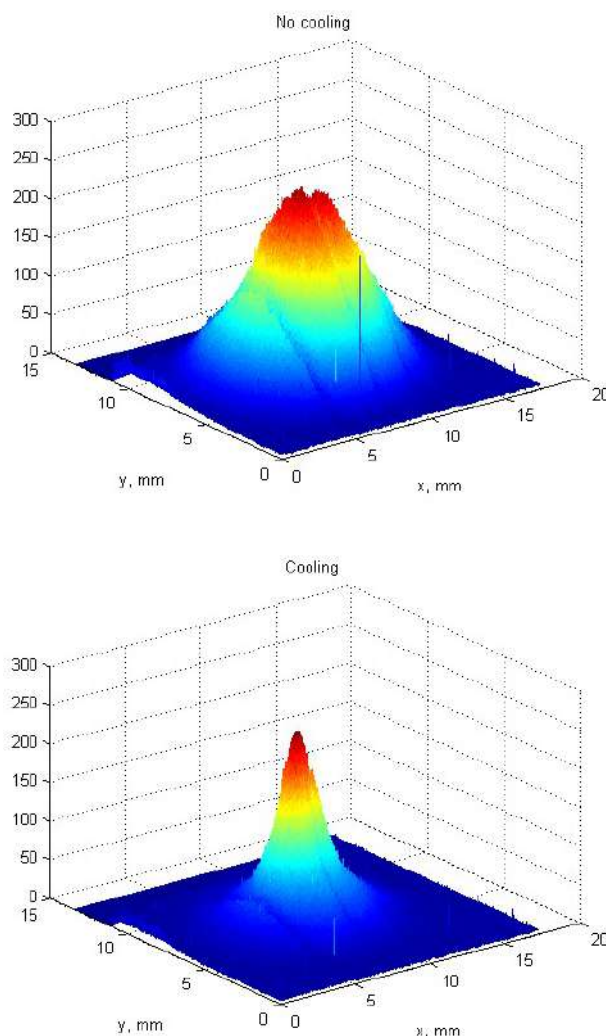


Рисунок 3. Распределение плотности тока на люминоформном экране без электронного охлаждения (верхний) и с охлаждением (нижний).

### *Высоковольтная система электронного охлаждения для коллайдера НИКА.*

Были продолжены работы по разработке высоковольтной системы электронного охлаждения СЭО для коллайдера НИКА. НИКА (NICA) – ускорительный комплекс класса мегасайенс, который создается на базе Института ОИЯИ, г. Дубна. Электронное охлаждение широко применяется в мире, однако после пионерских исследований в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера на территории России оно больше не

использовалось. В ИЯФ СО РАН было создано несколько систем для европейских стран и Китая. Сейчас благодаря проекту NICA эта технология вернулась на свою родину. Установка СЭО для коллайдера имеет классическую компоновку с продольным магнитным полем и двумя секциями для охлаждения встречных пучков с малым расстоянием между собой (32 см), что сильно осложнило ее техническое проектирование и производство. На рисунке 4 показана сборка магнитных элементов расположенных рядом с электростатическим ускорителем перед их отправкой в ОИЯИ.



Рисунок 4. Магнитные элементы СЭО расположенные в области электростатического ускорителя.



## МАСС-СПЕКТРОМЕТР

### Международное кросс-тестирование УНУ УМС ИЯФ в составе совместной лаборатории Golden Valley.

В 2022 году УНУ УМС ИЯФ в составе совместной лаборатории Golden Valley прошел международное кросс тестирование The Glasgow International Radiocarbon Inter-comparison (GIRI). Целью данного кросс тестирования является сопоставление результатов полного цикла измерений  $^{14}\text{C}$  разными лабораториями в мире на одинаковом наборе натуральных образцов. Результаты кросс тестов публикуются в журнале Radiocarbon. По этим результатам становится ясно, какие радиоуглеродные лаборатории заслуживают доверия, а какие нет. В мировом радиоуглеродном сообществе данные кросс тестирования считаются сертификацией лабораторий.

Совместная лаборатория AMS Golden Valley была создана в мае 2020 года на основе соглашения о совместной работе между четырьмя научными организациями Новосибирского Научного Центра в Академгородке: Института ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ), Новосибирского Государственного Университета (НГУ), Института катализа им. Г.К. Борескова (ИК) и Института археологии и этнографии (ИАЭТ). Лаборатория зарегистрирована на сайте журнала Radiocarbon как радиоуглеродная лаборатория AMS Golden Valley (краткий индекс - GV). Данное название выбрано в соответствии с местом основания новосибирского Академгородка.

Цель создания совместной лаборатории – использование опыта работы УМС ИЯФ для успешной эксплуатации Micasdas, проведение перспективных прикладных и фундаментальных научных исследований с использованием ускорительной масс-спектрометрии, подготовки высококвалифицированных кадров, оказания услуг исследователям и научным коллективам институтов.

Лаборатория радиоуглеродного анализа AMS Golden Valley оснащена двумя ускорительными масс-спектрометрами: установка УНУ УМС ИЯФ и МИКАДАС-28 (IonPlus AG, Швейцария), и двумя системами графитизации: AGE-3 (IonPlus AG, Швейцария) и абсорбционно-каталитической установкой, разработанной в Институте катализа им. Борескова (АСУ БИК).

В ноябре 2021 года в Новосибирск прибыли 17 натуральных образцов GIRI. Содержание  $^{14}\text{C}$  в образцах участникам кросс теста не сообщалось. Первая часть образцов GIRI была взята организаторами из предыдущих кросс тестов для сравнения с прошлыми результатами. Возраст этой группы образцов был известен организаторам. Вторая часть состояла из образцов известного возраста, которые не применялись в прошлых кросс тестах. Цель данной группы образцов – проверить сходимость результатов измерений  $^{14}\text{C}$  разными лабораториями на новых образцах. Третья группа состояла из образцов не известного возраста. Данные образцы имели существенно большее количество, по

сравнению с двумя первыми группами. Цель данных образцов - использование в будущем качестве сверочных между разными лабораториями и в качестве внутреннего стандарта внутри одной лаборатории.

В 2022 году в лаборатории AMS Golden Valley проведен полный цикл УМС анализа 17 образцов GIRI, включающий химическую обработку, графитизацию, измерение  $^{14}\text{C}$ . В апреле 2022 года результаты 3-х линейно-независимых экспериментов направлены организаторам кросс-теста в Глазго:

Серия 1: AGE-3 (швейцарский графитизатор) + MICADAS (швейцарский AMS),

Серия 2: AGE-3 (швейцарский графитизатор) + УНУ УМС ИЯФ (наш AMS),

Серия 3: АСУ БИК (наш графитизатор) + MICADAS (швейцарский AMS).

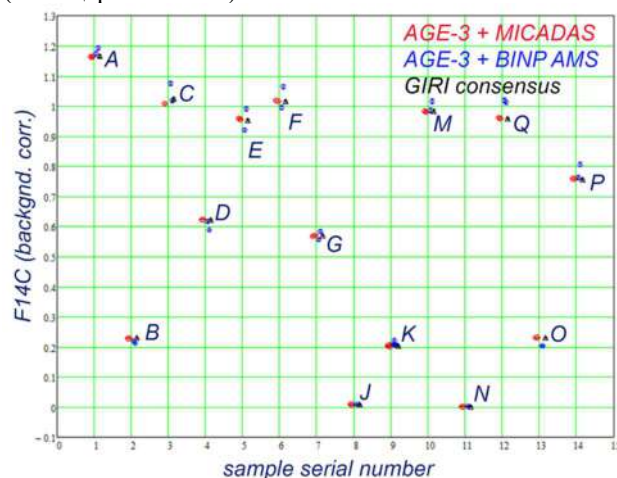


Рисунок 1. Результаты кросс тестирования GIRI для экспериментов Серия 1: AGE-3 + MICADAS, Серия 2: AGE-3 + УНУ УМС ИЯФ и предварительные результаты GIRI. Видно хорошее совпадение результатов УНУ УМС ИЯФ и MICADAS.

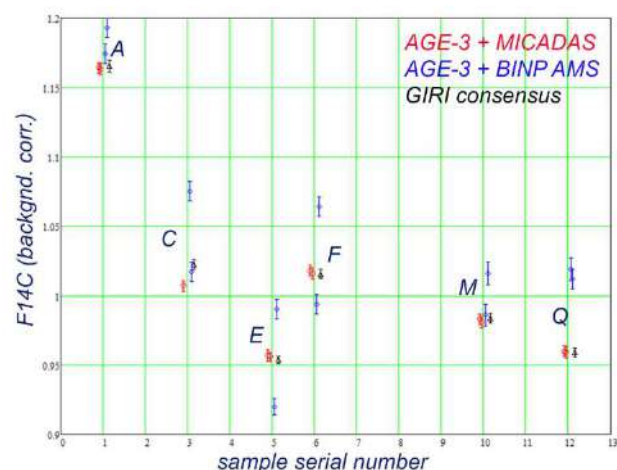


Рисунок 2. Современные образцы экспериментов Серия 1, Серия 2 и предварительные результаты GIRI в крупном масштабе. Среднее значение по дублям УНУ УМС ИЯФ вполне совпадает с MICADAS и предварительными результатами GIRI. Ошибки результатов УНУ УМС ИЯФ больше по сравнению с MICADAS из-за меньшей набираемой статистики.

Результаты были представлены на 24th Radiocarbon Conference and 10th 14C & Archaeology Conference в Швейцарии и полностью совпали с общими предварительными результатами.

В таблице 1 представлены наши результаты GIRI для экспериментов Серия 1: AGE-3 + MICADAS, Серия 2: AGE-3 + УНУ УМС ИЯФ и предварительные результаты GIRI. Из 17 образцов GIRI одновременно в сериях 1 и 2 удалось измерить только 14 образцов. Это вызвано малым количеством вещества в отдельных образцах GIRI. Образцы во всех сериях измерялись дуб-

лями для исключения ошибок случайного перепутывания образцов. На рис 1 и 2 представлены эти результаты в графическом виде. Видно, что среднее значение по дублям УНУ УМС ИЯФ вполне совпадает с MICADAS и предварительными результатами GIRI. Ошибки результатов УНУ УМС ИЯФ больше по сравнению с MICADAS из-за меньшей набираемой статистики.

Таким образом, была продемонстрирована способность УНУ УМС ИЯФ производить достоверное измерение 14C в образцах пользователей.

Таблица 1. Результаты кросс тестирования GIRI для экспериментов Серия 1: AGE-3 + MICADAS и Серия 2: AGE-3 + УНУ УМС ИЯФ.

The Glasgow International Radiocarbon Intercomparison						
Серия 1						
№	Код образца	Описание	$\delta^{13}\text{C} \pm 1\sigma$	F14C (backgnd. corr.) $\pm 1\sigma$ error		
				AGE-3 + MICADAS	AGE-3 + BINP AMS	GIRI consensus
1	A	Размолотое ячменное зерно	-26 $\pm$ 0.1	1.164 $\pm$ 0.004 1.163 $\pm$ 0.004	1.174 $\pm$ 0.007 1.193 $\pm$ 0.007	1.1652 $\pm$ 0.0044
2	B	Гуминовая кислота (хим. обр. не нужна)	-29.7 $\pm$ 0.1	0.229 $\pm$ 0.001 0.229 $\pm$ 0.001	0.221 $\pm$ 0.003 0.212 $\pm$ 0.003	0.2298 $\pm$ 0.0013
3	C	Размолотое ячменное зерно	-28 $\pm$ 0.1	1.007 $\pm$ 0.004 -	1.075 $\pm$ 0.007 1.017 $\pm$ 0.007	1.0225 $\pm$ 0.0036
4	D	Гуминовая кислота (хим. обр. не нужна)	-28.5 $\pm$ 0.1	0.623 $\pm$ 0.002 0.623 $\pm$ 0.002	0.617 $\pm$ 0.005 0.588 $\pm$ 0.005	0.6217 $\pm$ 0.0030
5	E	Древесина (Дуб)	-26 $\pm$ 0.1	0.957 $\pm$ 0.004 0.956 $\pm$ 0.003	0.92 $\pm$ 0.006 0.99 $\pm$ 0.007	0.9538 $\pm$ 0.0027
6	F	Размолотое ячменное зерно	-26.6 $\pm$ 0.1	1.018 $\pm$ 0.004 1.016 $\pm$ 0.004	0.994 $\pm$ 0.007 1.064 $\pm$ 0.007	1.0156 $\pm$ 0.0032
7	G	Древесина (Лиственница)	-23.4 $\pm$ 0.1	0.567 $\pm$ 0.002 0.571 $\pm$ 0.002	0.555 $\pm$ 0.005 0.583 $\pm$ 0.006	0.5693 $\pm$ 0.0026
8	J	Древесина агатиса новозеландского	-21.7 $\pm$ 0.1	0.009 $\pm$ 0.001 0.009 $\pm$ 0.001 0.008 $\pm$ 0.001	0.0088 $\pm$ 0.0008 0.009 $\pm$ 0.0009 -	0.00814 $\pm$ 0.0007
9	K	Китовая кость	-14.8 $\pm$ 0.1	0.203 $\pm$ 0.001 0.203 $\pm$ 0.001 0.205 $\pm$ 0.001 0.202 $\pm$ 0.001	0.209 $\pm$ 0.004 0.222 $\pm$ 0.004 0.205 $\pm$ 0.004 0.208 $\pm$ 0.004	0.2033 $\pm$ 0.0020
10	M	Целлюлоза (хим. обр. не нужна)	-25.5 $\pm$ 0.1	0.983 $\pm$ 0.004 0.981 $\pm$ 0.004	0.986 $\pm$ 0.008 1.016 $\pm$ 0.008	0.9838 $\pm$ 0.0034
11	N	Древесина агатиса новозеландского	-22.1 $\pm$ 0.1	0.002 $\pm$ 0.001 0.002 $\pm$ 0.001	0.003 $\pm$ 0.0007 0.0009 $\pm$ 0.00006	0.0018 $\pm$ 0.0009
12	Q	Древесина, отдельное годовичное кольцо	-25.4 $\pm$ 0.1	0.960 $\pm$ 0.004 0.959 $\pm$ 0.004	1.019 $\pm$ 0.008 1.012 $\pm$ 0.007	0.959 $\pm$ 0.0031
Серия 2						
13	O	Гуминовая кислота (хим. обр. не нужна)	-29.9 $\pm$ 0.1	0.230 $\pm$ 0.001 0.231 $\pm$ 0.001	0.204 $\pm$ 0.003 0.203 $\pm$ 0.003	0.22967 $\pm$ 0.0016
14	P	Древесина (Дуб)	-24.4 $\pm$ 0.1	0.758 $\pm$ 0.003 0.758 $\pm$ 0.003	0.762 $\pm$ 0.007 0.806 $\pm$ 0.007	0.7569 $\pm$ 0.0029

# **СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ**



## РАБОТА НА ПУЧКАХ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

### Обеспечение выполнения исследований с пучками СИ из накопителей ВЭПП-3 и ВЭПП-4М.

Работы с использованием синхротронного излучения проводились одновременно на двух накопительных кольцах ВЭПП-3 и ВЭПП-4М. Учитывая, что накопитель ВЭПП-3 также выполняет функции инжектора в более высокоэнергетичный коллайдер ВЭПП-4М, периодически возникала необходимость остановки проведения экспериментов на станциях ВЭПП-3 для подготовки пучков и последующей их инжекции в ВЭПП-4М. Однако, не смотря на данные неудобства, общая эффективность использования ускорительного комплекса и объем проводимых работ оставался существенно выше чем при раздельном функционировании установок практика которых существовала раньше.

Работы с использованием синхротронного излучения велись в рамках общего распределения операционного времени работы ускорительных комплексов между различными исследовательскими программами. В первой половине 2022 году на данные работы выделялись полуторанедельные интервалы, которые принято называть «заходами». График одного из заходов представлен на Рисунке 1.

Во второй половине года, в связи техническими проблемами получения позитронных пучков на инжекции-

онном комплексе ИЯФ, другие исследовательские программы, реализуемые на комплексе ВЭПП-3/ВЭПП-4М были приостановлены, что способствовало увеличению удельного времени для использования синхротронного излучения (СИ).

Работы с использованием СИ на накопителе ВЭПП-3 проводятся в двух режимах с энергией пучка 2 ГэВ, для большинства пользовательских станций (на рис. 1-а данный режим выделен голубым цветом). Режим с энергией 1,2 ГэВ необходим для проведения специфических работ на станции LIGA, и не может использоваться для других станций (на рис. 1-а данный режим выделен желтым цветом).

Аналогично для станций на каналах вывода СИ из коллайдера ВЭПП-4М для всех станций используется режим с энергией 4,5 ГэВ (на рис. 1-в данный режим выделен красным цветом), за исключением станции «Метрология» в мягком рентгеновском диапазоне работа которой происходит на энергии инжекции (1,9 ГэВ, на рис. 1-в данный режим выделен сиреневым цветом). Энергия пучков на рисунках в различных смегах отмечается цветом.

В 2021 году появился новый режим работ с использованием СИ на накопителе ВЭПП-4М с энергией электронов 2,5 или 3 ГэВ. Данный режим предназначен для реализации спектроскопических методик в мягком рентгеновском диапазоне на станции «Метрология». В 2022 году данные режимы также активно использовались для проведения данных работ (на рис. 1-в данный режим выделен сиреневым цветом).

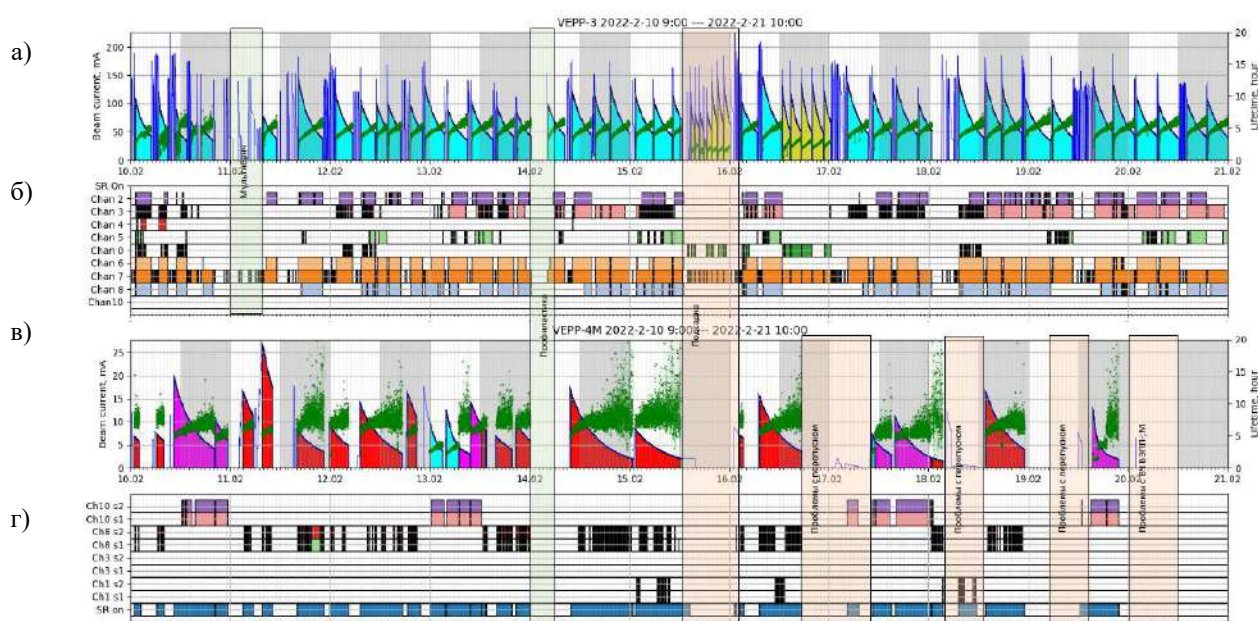


Рисунок 1. График захода по работам с использованием СИ в период с 24.02 по 5.03.2021 а) и в) графики токов пучков и времени жизни на ВЭПП-3 и ВЭПП-4М соответственно, б) и г) график отрывания радиационных затворов на пользовательских станциях ВЭПП-3 и ВЭПП-4М соответственно.

В общем итоге в 2022 году на ВЭПП-3 полное операционное время работы установки, подходящее для проведения экспериментов, составило 1360 часов. Данная сумма не включает в себя время, потраченное на подготовку пучков и аварийные простои. Аналогично, на ВЭПП-4М данное время составило 836 часов.

На рисунке 2 показано распределение операционного времени работы комплекса ВЭПП-3/ВЭПП-4М для работ с использованием СИ в течении 2022 года с делением по неделям.

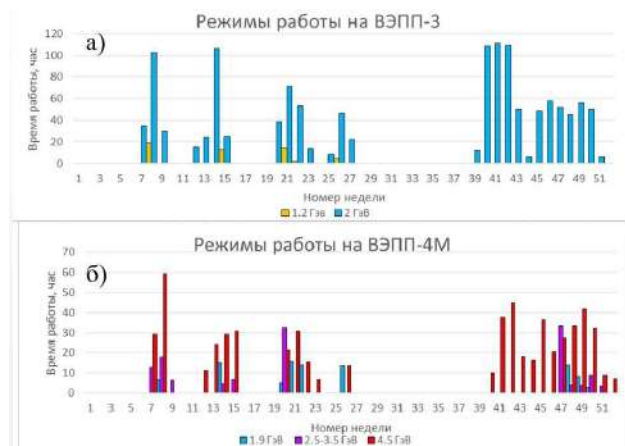


Рисунок 2. Распределение времени работы комплекса ВЭПП-3/ВЭПП-4М для работ с использованием СИ в течении 2022 года.

Исследования проводились на 16 экспериментальных станциях СИ (см. табл. 1 и табл.2). За весь период реализации проекта услугами Центра воспользовались 46 организаций в рамках реализации около 50 исследовательских программ, проектов, грантов, договоров о научно-техническом сотрудничестве, тематических планов бюджетных организаций. В настоящее время имеется 46 договоров о сотрудничестве с различными научными и производственными организациями. Исследования покрывают широкий спектр по пяти приоритетным направлениям развития науки, технологий и техники РФ.

Таблица 1. Экспериментальные станции на накопителе ВЭПП-3.

№ канала	Название станции
0-А	LIGA-технология и рентгеновская литография
0-Б	Субмикросекундная диагностика (ВЭПП-3)
2	Прецизионная дифрактометрия и аномальное рассеяние
3	Локальный и сканирующий рентгенофлуоресцентный элементный анализ
4	Дифрактометрия при высоких давлениях
5-А	Рентгеновская микроскопия и томография
5-Б	Дифракционное "кино"
6-А	Прецизионная дифрактометрия-2
6-Б	Люминесценция с временным разрешением
8	EXAFS-спектроскопия

Таблица 2. Экспериментальные станции на накопителе ВЭПП-4М.

№ канала	Название станции
1	Технологическая станция СИ (ВЭПП-4)
10	"КОСМОС" - ВУФ и МР Метрология (ВЭПП-4)
3	Прецизионная дифрактометрия и рефлектометрия (ВЭПП-4)
8-А	Жесткая рентгеноскопия (ВЭПП-4)
8-Б	Экстремальное состояние вещества (ВЭПП-4)
8-В	"Плазма"

Результаты работ по использованию экспериментальных станций и их модификаций проводимы в рамках реализации данного проекта представлены в следующих разделах.

### Установка на метрологической станции «Космос» на ВЭПП-4 спектрометра «Стеарат», и получение на нем первых результатов.

Ранее станция использовалась для измерения спектральных коэффициентов поглощения исследуемых образцов. При уменьшении энергии поглощение резко возрастает, в результате чего существенно осложняется измерение полезного сигнала. В то же время флуоресцентная составляющая напротив, возрастает, и появляется возможность работы по флуоресцентному сигналу. Поскольку спектрометр «Стеарат» оптимизирован под измерение флуоресцентной составляющей, на станции были проведены предварительные тестовые измерения именно в этой моде. Для этого измерительная схема станции была дополнена двумя дополнительными детекторами. Компоновка измерений приведена на рисунке 3.

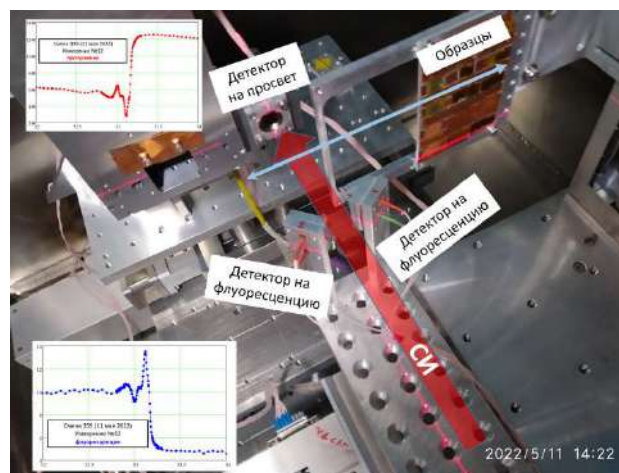


Рисунок 3. Компоновка измерительной схемы в экспериментальном объеме станции «Космос».

На рисунке 4 приведены результаты измерения тестового образца гипса ( $\text{CaSO}_4 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ), поведение кото-

рого является пограничным и позволяет проводить измерения как в моле пропускания, так и во флуоресцентной моде.

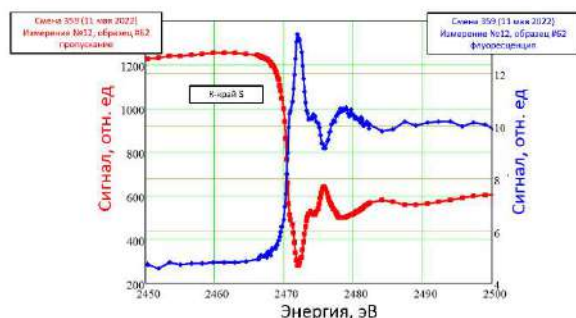


Рисунок 4. Результат измерений образца во флуоресцентной моде.

В настоящее время закончена процедура конструирования вакуумной системы откачки спектрометра, изготовлены детали и начата ее сборка. Кроме того, изготовлена и смонтирована подставка под спектрометр, станция подготовлена к установке спектрометра на пучок.

### Модернизация оптической схемы метрологической станции «Космос» на накопителе ВЭПП-4.

В рамках работы по установке зеркал полного внешнего отражения на станции «Космос» были проведены измерения коэффициента отражения золотого зеркала на энергиях фотонов 2,5, 3, 4,2 и 5 кэВ. Оптическая схема измерений приведена на рисунке 5.

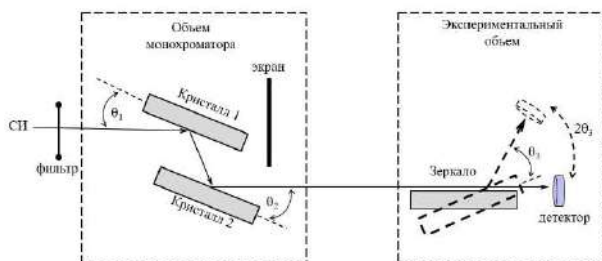


Рисунок 5. Оптическая схема тестирования измерения отражения золотого зеркала.

Белый пучок СИ проходил через двухкристальный монохроматор и попадал в экспериментальный объем, в котором была установлена система « $\theta$ - $2\theta$ » манипулирования зеркалом и детектором. Для зеркала также была предусмотрен вертикальный актуатор, позволяющий вводить и выводить его из пучка. Такая система позволяла последовательно измерять интенсивность пучка до его отражения от зеркала и после отражения. Внешний вид механизма представлен на рисунке 6.

Поскольку имеющийся монохроматор на основе кристаллов Si(111) позволял получать энергию фотонов не менее 2 кэВ, измерения были проведены в точ-

ках 2,5, 3, 4,2 и 5 кэВ при угле между пучком и зеркалом  $1^\circ$ . Сравнение измерений с теоретическим расчетом показывает, что шероховатость поверхности имеющегося зеркала составляла порядка 2,5 Å.

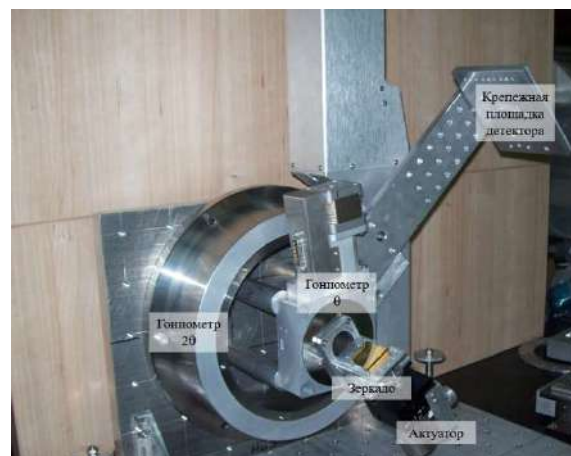


Рисунок 6. Механизм « $\theta$ - $2\theta$ » на монтажном столе перед установкой в экспериментальный объем.

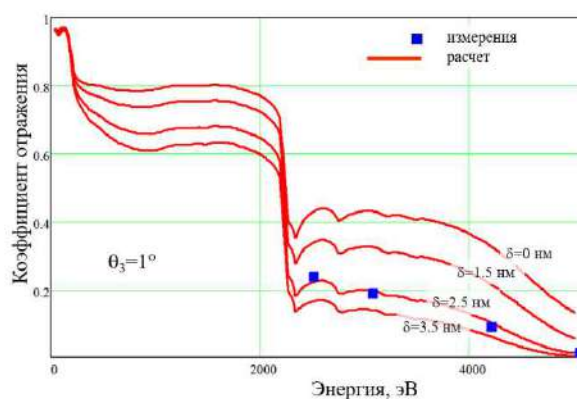


Рисунок 7. Расчетные и измеренные коэффициенты отражения от золотого зеркала.

Из расчетных графиков (Рис.7) видно, что с увеличением шероховатости спектральной коэффициент отражения падает, и экспериментальные точки ложатся на кривую, соответствующую шероховатости 2,5 нм. Очевидно, что при использовании такого зеркала фотоны с энергией более 5 кэВ будут эффективно подавляться, не внося вклада в измеряемый сигнал. В настоящее время ведутся работы по изготовлению зеркала с водяным охлаждением и с меньшей шероховатостью.

### Модернизация монохроматора станции «Космос» на накопителе ВЭПП-4.

Целью данной работы является переход на новые кристаллы с целью расширения спектрального диапазона в область низких энергий до 470 эВ для проведения экспериментов с высоким спектральным разрешением.

Спектральный диапазон монохроматора на основе кристаллов Si(111) ( $2d=6,27 \text{ \AA}$ ) снизу ограничен энергией 2000 эВ. Для расширения диапазона предложено

использовать кристаллы с большим межплоскостным расстоянием. Наилучшими кандидатами признаны кристаллы  $KAP(001)$  и  $RbAP(001)$  ( $2d=26,6$  и  $25,8$  Å, соответственно). Однако, поскольку эти кристаллы проявляют существенную неустойчивость под действием прямого пучка СИ, было принято решение построения гибридной оптической схемы «многослойное рентгеновское зеркало – кристалл». При этом период многослойного рентгеновского зеркала (МРЗ) должен в точности соответствовать периоду кристалла с учетом коэффициента рефракции. В рамках научно-технического сотрудничества с ИНХ СО РАН был заказан и изготовлен набор многослойных зеркал с соответствующими периодами. Широкая кривая качания МРЗ позволяет установить спектральные элементы на версию монохроматора с двумя независимыми гониометрами, тем самым обеспечив фиксацию выходного пучка и гибкость настроек (см. Рис. 8).

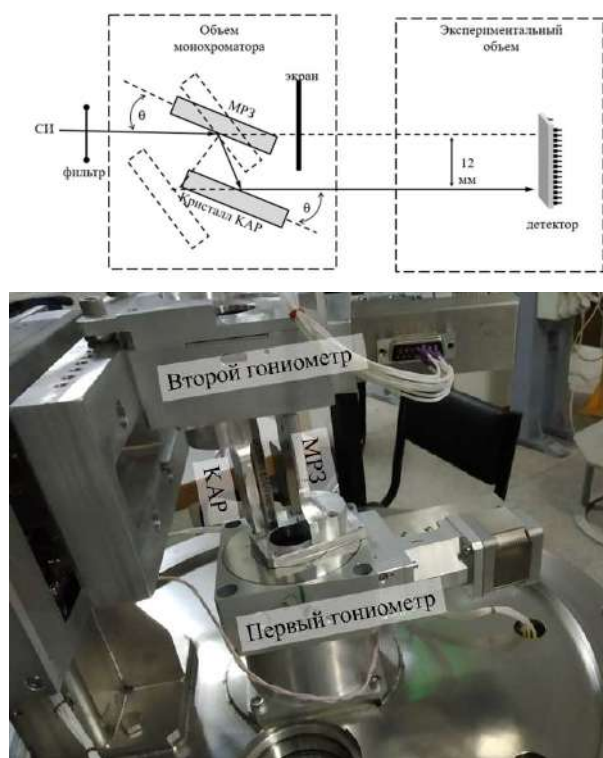


Рисунок 8. Оптическая схема монохроматора и его внешний вид.

Проведены работы на пучке с использованием новых элементов. Получены спектры пропускания алюминия вблизи его К-края с выраженной тонкой послекраевой структурой и L-края меди (932 эВ). Спектры представлены на рисунке 9. Продолжаются работы по получению спектров в более мягкой области, доступной этому набору спектральных элементов.

Аттестация монохроматора на станции «Космос» для спектрального диапазона 500-700 эВ планируется в 2023 году.

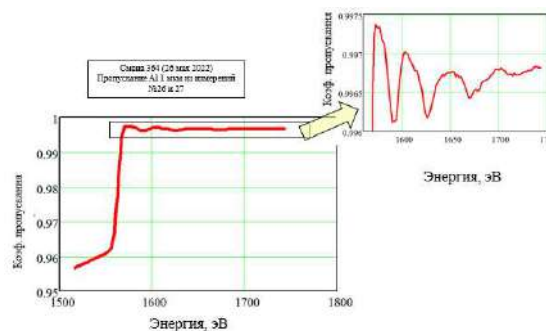


Рисунок 9. Спектральное пропускание Al пленки 0,5 мкм с выраженной тонкой послекраевой структурой.

*Использование высокоэнергетических монохроматических фотонов (60 - 120 кэВ) синхротронного излучения накопительного кольца ВЭПП-4М для определения следовых концентраций редкоземельных и тяжелых элементов методом РФА-СИ.*

Проанализированы оптимальные энергии возбуждения для панорамного определения следовых количеств (менее ppm) тяжелых и редкоземельных элементов (РЗЭ) в стандартных образцах методом энергодисперсионного РФА-СИ. Получены данные по минимальным пределам обнаружения (МПО) РЗЭ при различных энергиях возбуждения от 60 до 112 кэВ. Проанализированы экспериментальные данные для панорамного определения следовых количеств (менее ppm) тяжелых платинойдов (Os, Ir, Pt) и Au энергодисперсионным методом РФА-СИ.

Энергодисперсионный рентгенофлуоресцентный анализ (РФА) является хорошо известным и широко применяемым многоэлементным аналитическим методом, способным предоставить надежную количественную информацию о содержании химических элементов в различных материалах. Использование синхротронного излучения (СИ) для возбуждения флуоресценции резко улучшает возможности классического РФА за счет уменьшения фона от рассеянных первичных фотонов, а также за счет возможности выбора энергии возбуждающих фотонов.

Спектры РФА-СИ были получены на 8-ом канале накопительного кольца ВЭПП-4М с использованием излучения из 9-полюсного вигглера в Сибирском Центре Синхротронного и Терагерцового Излучения (СЦСТИ) на базе ИЯФ СО РАН. В качестве стандартных образцов использовались российские и международные эталоны магматических горных пород (AGV-1, BCR-1, DNC-1, BIR-1, SGD-1A и G2).

На рисунках 10 – 17 показаны экспериментальные спектры РФА – СИ и рассчитанные по ним минимальные пределы обнаружения (МПО) для различных редкоземельных элементов от La до Lu. Анализ и обработка спектров РФА-СИ проводился с использованием



программы AXIL (QAXS). Экспериментальные значения минимальных пределов обнаружения редкоземельных элементов от La до Lu находятся в диапазоне от 100 ppb до 1 ppm. На рисунках 10, 12, 14, 16 показаны упругое, комптоновское и двойное комптоновское рассеяние для различных энергий возбуждения. Очевидно, что с увеличением энергии возбуждения сдвиг между упругим и комптоновским пиками резко возрастает. Так, для энергии возбуждения 60 кэВ этот сдвиг составляет 7 кэВ, а на энергии возбуждения 112 кэВ этот сдвиг составляет уже 17 кэВ. Кроме того, из рисунков 11,13,15,17 видно, что с увеличением энергии возбуждения сдвиг между пиками комптоновского и двойного комптоновского рассеяния также увеличивается. Так, при увеличении энергии возбуждения от 60 до 112 кэВ существенное уменьшение фона под аналитическими линиями исследуемых химических элементов смещается лишь на 6 – 8 кэВ в высокоэнергетическую область. Таким образом, из результатов эксперимента видно, что дальнейшее увеличение энергии возбуждения не даст значительно продвинуться в область тяжелых элементов для их определения с низкими пределами обнаружения. К-линии W и Pb на рисунках 14, 16 обусловлены от вольфрамовых рентгеновских ножей ограничивающих размер монохроматического пучка на образце и от свинцового коллиматора, установленного на приемной части германиевого энергодисперсионного детектора.

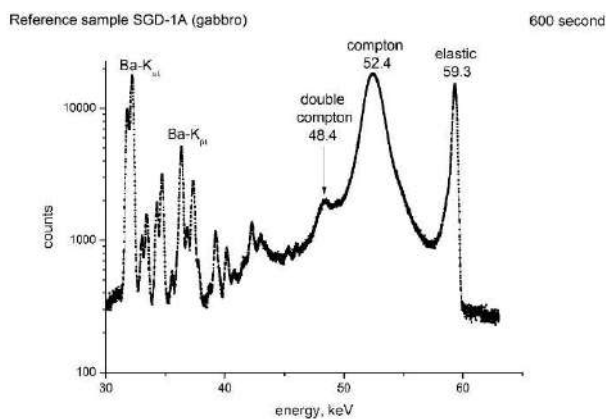


Рисунок 10. Энергетический спектр от стандартного образца СГД-1А (габбро), энергия возбуждения 59,3 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

Из анализа экспериментальных данных видно, что оптимальные энергии возбуждения для анализа следовых количеств легких редкоземельных элементов (от La до Eu) составляют 65 – 70 кэВ. Для анализа следовых количеств тяжелых редкоземельных элементов (от Gd до Lu) она составляет 86 кэВ (до К – края Pb).

Из рисунка 16 (энергия возбуждения 112 кэВ) видно, что  $K\beta$  – линии W находятся в области высокого фона.  $K\beta$  – линии W расположены также в диапазоне  $K\alpha$  – линий тяжелых платиноидов (Os, Ir, Pt) и Au. Таким образом, даже при энергии возбуждения 112 кэВ

затруднительно измерить методом энергодисперсионного РФА-СИ тяжелые платиноиды (Os, Ir, Pt) и Au со следовыми количествами (менее ppm).

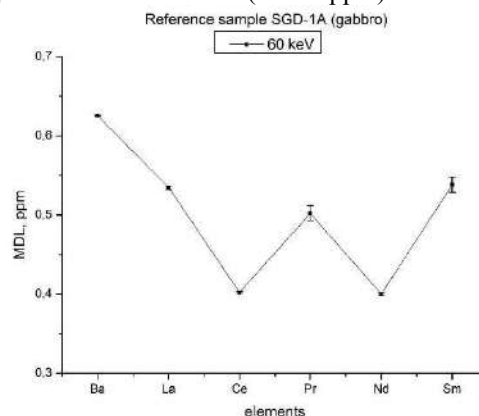


Рисунок 11. Минимальный предел обнаружения для РЗЭ от стандартного образца СГД-1А (габбро), на энергии возбуждения 59,3 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

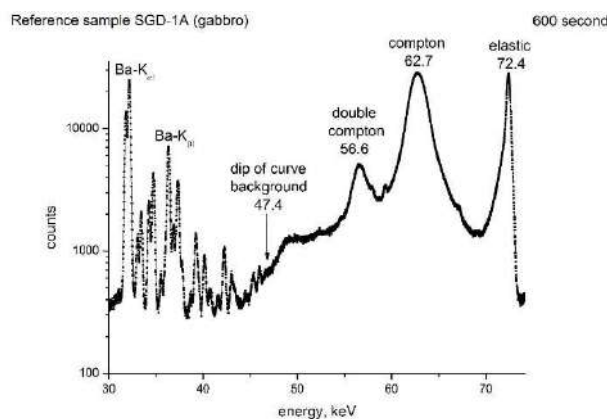


Рисунок 12. Энергетический спектр от стандартного образца СГД-1А (габбро), энергия возбуждения 72,4 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

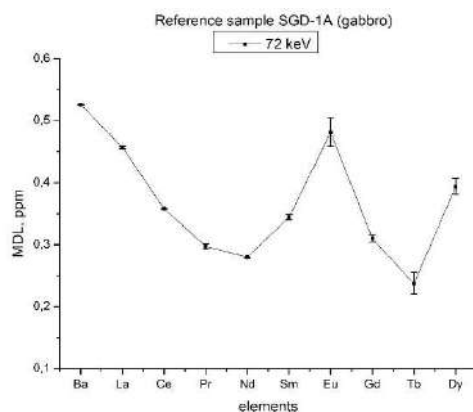


Рисунок 13. Минимальный предел обнаружения для РЗЭ от стандартного образца СГД-1А (габбро), на энергии возбуждения 72,4 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

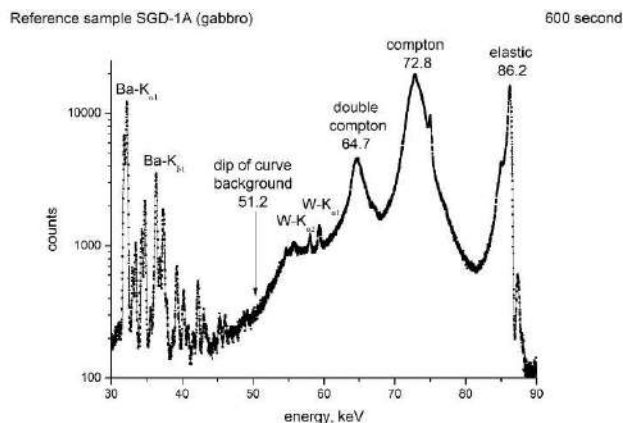


Рисунок 14. Энергетический спектр от стандартного образца СГД-1А (габбро), энергия возбуждения 86,2 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

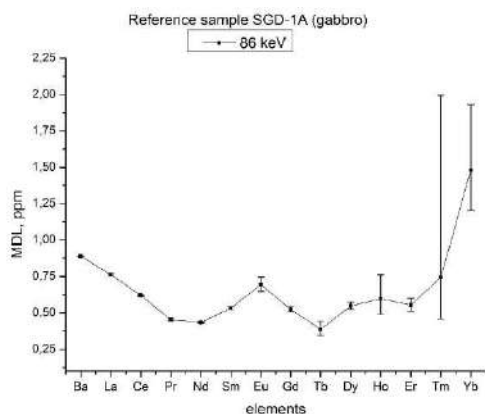


Рисунок 15. Минимальный предел обнаружения для РЗЭ от стандартного образца СГД-1А (габбро), на энергии возбуждения 86,2 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

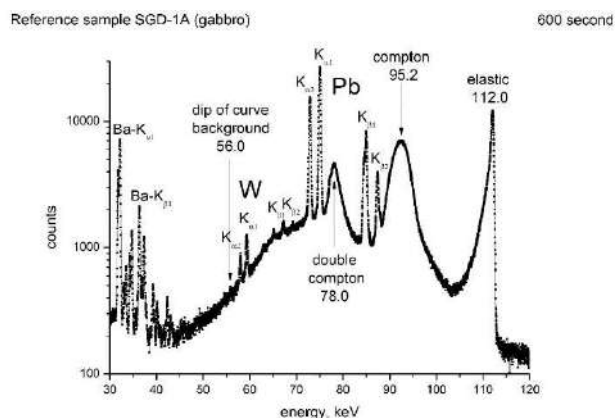


Рисунок 16. Энергетический спектр от стандартного образца СГД-1А (габбро), энергия возбуждения 112,0 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

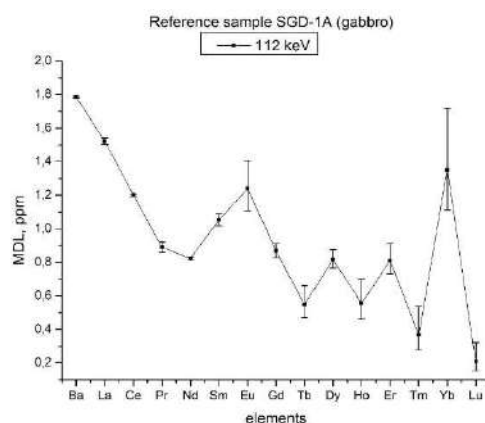


Рисунок 17. Минимальный предел обнаружения для РЗЭ от стандартного образца СГД-1А (габбро), на энергии возбуждения 112,0 кэВ, время накопления спектра 600 секунд.

Таким образом, можно заключить, что Плановый ожидаемый результат на 2022 год связанный с оптимизацией процедуры сбора и анализа экспериментальных рентгенофлуоресцентных данных с целью понижения минимальных пределов обнаружения для тяжелых и редкоземельных элементов (La-Au) по линиям К-серий, успешно достигнут.

### *Эксплуатация станций «Исследования быстропотекающих процессов» на накопителях ВЭПП-3, ВЭПП-4М.*

В течение 2022 года продолжалась работа исследовательских групп на станции «Субмикросекундная диагностика» на накопителе ВЭПП-3 и «Экстремальное состояние вещества» на накопителе ВЭПП-4М. Проводились эксперименты по изучению ударно-волновых процессов, в частности, изучение явлений, возникающих при выходе ударной волны на свободную поверхность – «пыление», а также эксперименты по изучению детонационных явлений во взрывчатых составах нового поколения.

Одной из проведенных работ являлось изучение закономерностей процесса «пыления» на примере порошка вольфрама, нанесенного на поверхность стального диска. Диаметр диска (12Х18Н10Т) равен 30 мм, толщина 5 мм. На полированную поверхность диска наносилась тонкая полоска вольфрамового порошка (18 x 8 мм, вес 10 – 40 мг). В части экспериментов порошок вольфрама имел форму круга, диаметром 20 мм. С обратной стороны диска находился заряд взрывчатого вещества (ВВ), диаметром 20 мм и длиной 20 мм. Эксперименты проводились на станции «Субмикросекундной диагностики». Энергия СИ ~ 20 кэВ, длительность импульса – 1 нс, период следования – 124 нс. Пучок СИ представлял собой полосу шириной 35 мм и толщиной 0,25 мм. Регистрация проходящего излучения проводилась рентгеновским детектором DIMEX-G. Детектор имеет 512 каналов (шириной 100 мкм), которые записываются в память за один импульс СИ

(1 нс), образуя один кадр. Следующий кадр записывается через 124 нс. Всего детектор может записывать 100 кадров. На рисунке 18 показан результат одного из экспериментов в постановке, когда ось образца перпендикулярна плоскости пучка СИ. На рисунке 18 показана схема постановки эксперимента (справа) и X-T диаграмма результата эксперимента (слева). На диаграмме видно, что под действием ударной волны свободная поверхность изгибается и из нее вылетает пыль, которая имеет две фракции быструю и медленную. Массу пыли можно рассчитать по поглощению СИ, зарегистрированному детектором.

Пример эксперимента, проводимого на станции «Экстремальное состояние вещества» на накопителе ВЭПП-4М, - распространение (затухание) ударной волны в пенопласте. Запись рентгенограммы проводилась на DIMEX-G и одновременно на радиоинтерферометр РИФ (длина волны 3 мм). РИФ измеряет скорость движения проводящей зоны сквозь сплошную среду (не проводящую). Проводится измерение частоты отраженной волны, и по ее изменению вычисляется скорость фронта детонации. Схема эксперимента показана на рисунке 19.

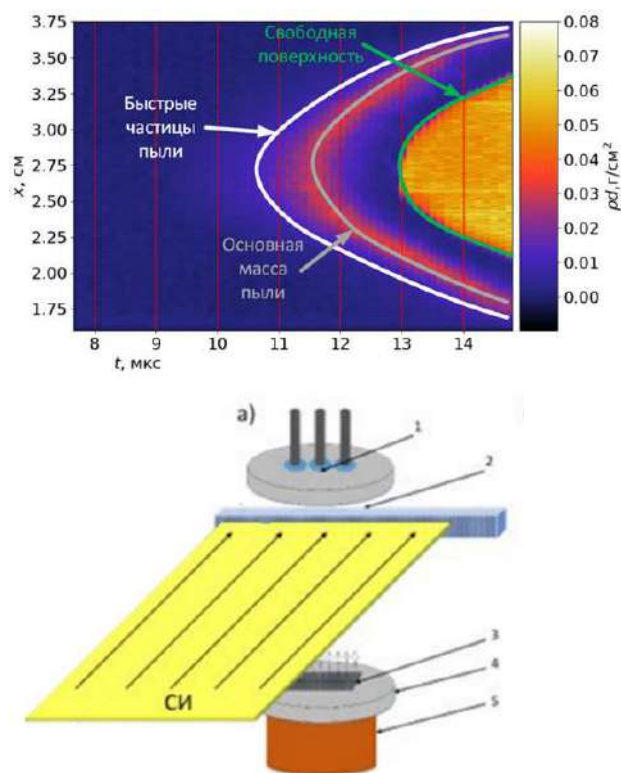


Рисунок 18. Распределение линейной массы от координаты и времени при поперечной съемке. Каждый кадр – вертикальная линия на картинке. Внизу – постановка эксперимента.

Пример эксперимента, проводимого на станции «Экстремальное состояние вещества» на накопителе ВЭПП-4М, - распространение (затухание) ударной волны в пенопласте. Запись рентгенограммы проводилась на DIMEX-G и одновременно на радиоинтерферометр РИФ (длина волны 3 мм). РИФ измеряет скорость

движения проводящей зоны сквозь сплошную среду (не проводящую). Проводится измерение частоты отраженной волны, и по ее изменению вычисляется скорость фронта детонации. Схема эксперимента показана на Рис. 19.

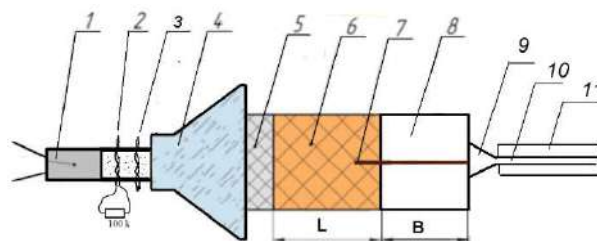


Рисунок 19. Схема эксперимента: 1 – детонатор ЭДВ-1, 2 – Проволочный датчик на DIMEX-G, 3 – датчик на РИФ, 4 – линза, 5 – промежуточный заряд, 6 – основной заряд, 7 – пучок СИ (32 мм), измеряется ударная волна в пенопласте, 8 – пенопласт В, толщина L1 = 19,84/19,85/19,84 мм. Плотность = 0,38 г/см3, 9 – антенна радиоинтерферометра РИФ, 10 – волновод (фторопласт 1 x 2 мм), 11 – оболочка волновода (поролон, диаметр 16 мм).

Результаты измерений детектором DIMEX-G и РИФ показаны на Рис. 20 и 21.

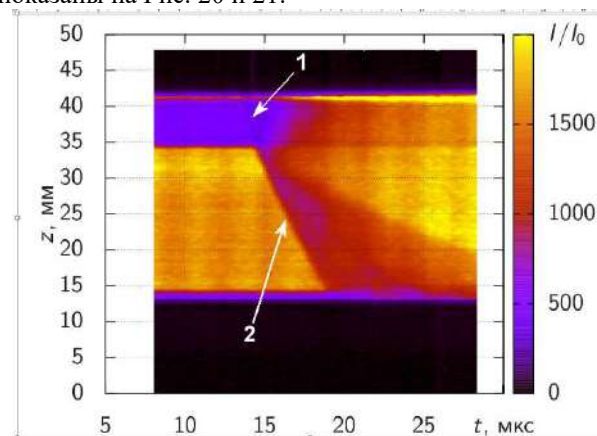


Рисунок 20. Кино DIMEX. Каждый кадр – вертикальная линия. 1 – детонация ТАТЬ, 2 – ударная волна в пенопласте.

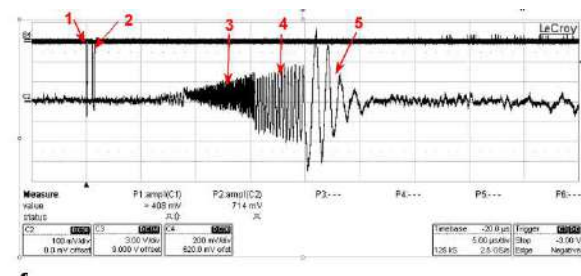


Рисунок 21. Запись радиограммы РИФ. 1 – запуск осциллографа РИФ, 2 – запуск DIMEX, 3 - детонация в линзе, 4 – детонация в ТАТЬ, 5 – затухание УВ в пенопласте.

### Дальнейшее изучение характеристик прототипа DIMEX-Si со следующей версией электроники регистрации.

Формулировка требований к дальнейшим изменениям в дизайне электроники и детектора в целом, разработка дизайна полноформатной ИС на 64 канала регистрации.

Прототип DIMEX-Si с первой версией ИС DMXS6A, был исследован в более ранних работах. Было показано, что кремниевый микрополосковый детектор действительно дает возможность существенно повысить максимальный регистрируемый поток фотонов от одного сгустка электронов в накопителе, улучшить пространственное и временное разрешение, а новая электроника регистрации дает возможность повысить частоту записи кадров до 40 МГц. Однако существенным недостатком новой ИС был высокий уровень шума, который не позволял повысить отношение сигнала к шуму по сравнению с газовым детектором. В результате моделирования и дальнейшего анализа был найден источник повышенного шума. Им оказалась схема компенсации темнового тока. В этой схеме выход усилителя в цепи обратной связи оставался подключенным к управляющему входу генератора компенсирующего тока во время экспозиции. В то же время вход усилителя в обратной связи в этой фазе был отключен от цепи сигнала. В результате, шум на выходе усилителя в обратной связи существенно возрастал, что приводило к соответствующему увеличению шума тока компенсации. В новой версии ИС DMXS6B в схему компенсации темнового тока был добавлен ключ, отключающий выход усилителя в обратной связи от управляющего входа генератора тока компенсации. При этом напряжение обратной связи сохранялось на специальной емкости, подключенной к управляющему входу генератора тока компенсации. Новая версия ИС была произведена в 2021 году, и все измерения в течение 2022 года проводились с прототипом DIMEX-Si с электроникой регистрации на основе ИС DMXS6B.

Для демонстрации низкой величины шума с электроникой с ИС DMXS6B и правильности оценки величины регистрируемого потока и шума, были сделаны снимки малоcontrastного тест-объекта (Рис.22а). Тест-объект представляет собой блок из полиметилметакрилата (ПММА) с четырьмя ступеньками высотой 1 мм и шириной 2,5 мм. Данные, получаемые с детектора, представляют собой набор из 32 массивов по 96 чисел. Каждое число – это сигнал, полученный из соответствующего канала детектора. Массив из 96 чисел соответствует сигналу, полученному от одной вспышки СИ, в дальнейшем мы будем называть такой массив кадром. Весь набор из 32 кадров будем называть фильмом. Для получения изображения тест-объекта из первичных данных, полученных экспозицией тест-объекта от вспышек СИ, соответствующих отдельным сгусткам, вычитались пьедесталы, то есть данные, полученные без облучения детектора. Далее, полученные данные нормировались на изображение «плоского

поля», то есть на результат экспозиции детектора без тест-объекта с повышенной статистикой. Для получения изображения «плоского поля» было сделано 100 фильмов в режиме, идентичном режиму экспозиции тест-объекта, и усредненный результат использовался для нормировки. Одномерное изображение тест-объекта показано на рисунке 22б. Из рисунка видно, что контрастность ступеньки ПММА высотой 1мм равна примерно 5%, а значение потока фотонов, вычисленное по величине флуктуаций сигнала (поток эквивалентный шуму, NEQ) равно примерно 10000 фотонов/канал.

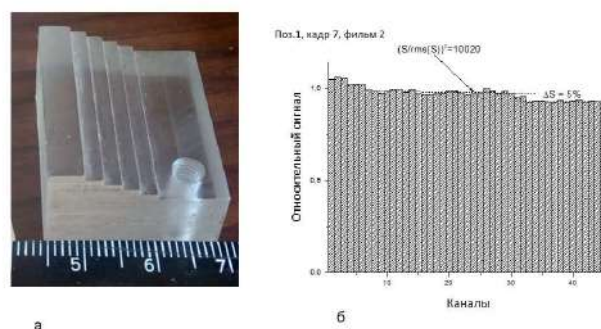


Рисунок 22. Изображение тест-объекта, полученное в режиме с максимальным регистрируемым потоком фотонов 10000 фотонов/канал: а) Внешний вид тест-объекта; б) Изображение рентгеновской тени тест-объекта на детекторе.

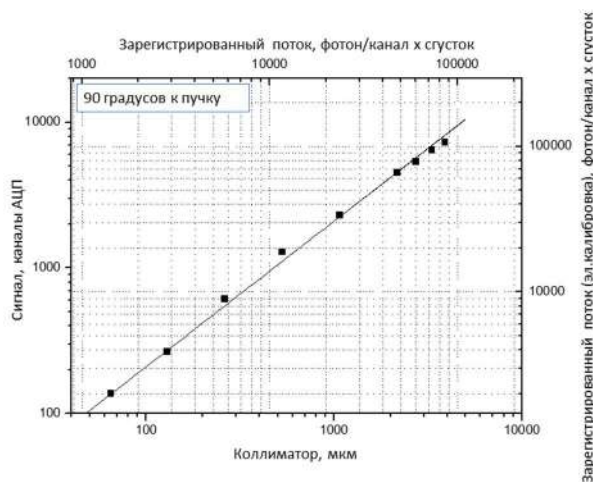


Рисунок 23. Зависимость сигнала в детекторе от высоты коллиматора и поглощенного потока фотонов, измеренная в режиме ослабленного в 10 раз тока на входе каналов регистрации (резисторы на входе 100 кОм). Верхняя шкала – расчет поглощенного потока по высоте коллиматора на основе измерения с мониторным детектором; правая шкала – расчет поглощенного потока с использованием электронной калибровки.

Для получения максимального регистрируемого потока  $10^5$  фотонов/канал резисторы на входе каналов регистрации были заменены на с 10 кОм на 100 кОм, и все последующие измерения проводились с измененным вариантом электроники регистрации. Результат

измерения зависимости сигнала от регистрируемого потока фотонов приведен на рисунке 23. Из рисунка видно, что поток в  $10^5$  фотонов может быть зарегистрирован в этом режиме на самом краю линейного диапазона работы интеграторов.

Предложение гибкому управлению временной диаграммой работы чипа DMXS64. Задача: обеспечить гибкое управление, при котором можно было бы пропускать кадры, в которых отсутствует сигнал.

Для гибкого управления работой чипа предлагается завести 4 сигнала, каждый из которых управляет работой одного из 4-х интеграторов. Временная диаграмма работы приведена на рисунке 24.

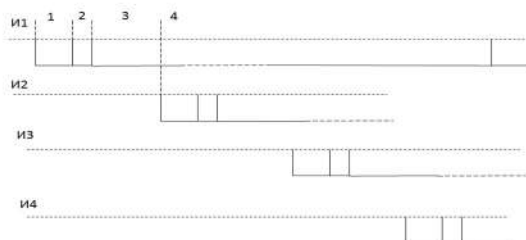


Рисунок 24. Временная диаграмма сигналов, необходимых для гибкого управления работой чипа регистрации.

Сигналы И1, И2, И3, И4 управляют работой соответствующих интеграторов. Фаза 1 – интегрирование входного тока, фаза 2 – запись в аналоговую память, фаза 3 – сброс. Сброс держится до прихода следующей фазы интегрирования, то есть сгустка 5. Во втором интеграторе фаза интегрирования сдвинута относительно первого на время между сгустками. Таким образом, сброс всегда включен во всех интеграторах, кроме промежутков времени, когда пришел очередной сгусток и нужно переписать сигнал в очередную ячейку памяти. Этот процесс идет, пока не закончится непрерывная последовательность сгустков. Во время разрыва этот цикл останавливается и включается схема компенсации темнового тока. Перед началом последовательности сгустков схема компенсации отключается и опять запускается цикл измерения. Программе в ПЛИС нужно будет передать номер сепаратрисы, с которой начинается цикл, длительность фазы интегрирования, расстояние между соседними сгустками и номер сепаратрисы конечного сгустка (или количество сгустков в последовательности). Фазу переписи в память можно жестко зашить в чипе.

Начало разработки схемы и топологии полноформатного чипа DMXS64 планировалось на начало 2022 года, однако из-за введенных санкций фабрика – производитель чипов отказалась принимать заказы из России. Мы были вынуждены искать другого производителя, поэтому начало разработки полноформатного чипа сдвинулось на конец года. В настоящее время производитель найден и начата разработка схемы DMXS64 с использованием библиотеки этой фабрики.

### *Отладка работы прототипа DIMEX-Si в многосгустковом режиме на ВЭПП-4М. Разработка и проверка электроники синхронизации детектора и накопителя.*

В течение 2022 года была продемонстрирована возможность работы прототипа DIMEX-Si в многосгустковом режиме, имитирующем работу на СКИФ. При этом все кольцо ВЭПП-4М заполнялось сгустками электронов, следующими через 55 нс (10 сепаратрис), и создавался пустой промежуток длительностью 200-300 нс. Ниже показан пример такого эксперимента, когда в кольце накоплено 17 сгустков через 55 нс и имеется пустой промежуток в 290 нс. В течение этого интервала необходимо запустить детектор. На рисунке 25 показан сигнал с мониторингового кремниевого детектора на осциллографе, демонстрирующий последовательность сигналов от 17 последовательных вспышек СИ и пустой промежуток перед следующим оборотом пучка.

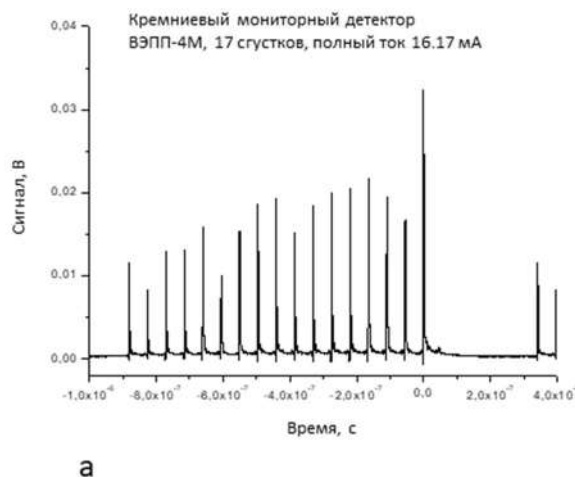
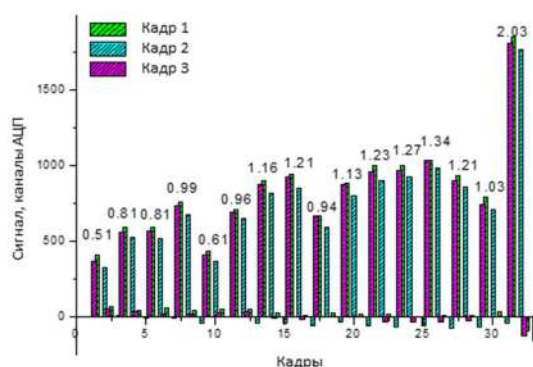


Рисунок 25. Сигналы на осциллографе, измеренные с одной из полосок мониторингового кремниевого микрочипового детектора. Видна последовательность из 17 вспышек СИ, соответствующих 17 сгусткам электронов.

На рисунке 26 показаны результаты измерения сигнала в одном из каналов прототипа DIMEX-Si. Прототип работал с установленным временем кадра 27,5 нс. При этом кадры, содержащие сигнал от вспышек СИ следуют через один. На рисунке показаны сигналы в трех последовательных фильмах (последовательностях из 32 кадров). Сигналы от вспышек СИ в прототипе DIMEX-Si и в мониторинжном детекторе хорошо соответствуют друг другу. Тем не менее в результатах измерений на прототипе видны ненулевые значения сигналов в промежуточных кадрах, где сигнал должен быть равен нулю. Это свидетельствует о не вполне точной синхронизации работы детектора с накопителем, что говорит о необходимости дальнейшей работы в этом направлении.



6

Рисунок 26. Результаты измерения сигналов от 16 сегментов прототипом DIMEX-Si.

### *Изучение возможности применения сенсоров на основе GaAs для регистрации прямого и рассеянного излучения в быстропротекающих процессах.*

Для изучения быстропротекающих процессов на пучке синхротронного излучения необходимо, чтобы детектор регистрировал прямой пучок СИ из вигглера, поток фотонов в котором находится в диапазоне  $10^{13} - 10^{15}$  фотонов/мм<sup>2</sup>с, а средняя энергия в спектре примерно равна 30 кэВ на ВЭПП-4М и 25 кэВ на будущем источнике СКИФ (станция 1-3 «Быстропротекающие процессы»). В настоящее время для регистрации таких потоков предполагается использовать детектор на основе кремниевого микрополоскового сенсора. Однако кремний является материалом с низкой плотностью и малым  $Z$ , поэтому для того, чтобы достичь эффективности 40-50% для фотонов с энергией 25-30 кэВ, необходимо располагать тонкий кремниевый сенсор (320 мкм) под малым углом к пучку, около 2 градусов. При этом для того, чтобы сделать двух-координатный детектор, необходимо расположить несколько однокоординатных сенсоров один над другим на малом расстоянии друг от друга. Это достаточно сложная технологическая задача. Существенно более простым решением выглядит применение сенсора из тяжелого материала с большим  $Z$ , расположенного перпендикулярно пучку СИ. При этом на сенсоре можно сделать матрицу площадок с шагом 50-100 мкм по координате в направлении плоскости орбиты накопителя и 1 мм в перпендикулярном направлении. Таким материалом является, например, арсенид галлия. Сенсор из арсенида галлия толщиной 0,5 мм обеспечит эффективность более 50% для фотонов с энергией 30 кэВ. Для изучения возможности применения сенсоров из GaAs, компенсированных хромом (GaAs:Cr), разрабатываемых и изготавливаемых в Центром «Перспективные технологии в микроэлектронике» Томского государственного университета было подготовлено несколько микрополосковых сенсоров из

GaAs:Cr, предоставленных Центром «Перспективные технологии в микроэлектронике» Томского государственного университета. Каждый тестовый сенсор имеет электродную структуру в виде полосок длиной 10 мм, следующих с шагом 50 мкм. Толщина сенсора 0,5 мм, площадь –  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>, число полосок 150. Все полоски, кроме одной в центре соединены с электродом, находящимся в контакте с «нулевым» полюсом источника питания напряжения смещения, подаваемого на сенсор. Одна полоска в центре сенсора соединена с разъемом для вывода сигнала на осциллограф. Внешний вид сенсора, смонтированного для измерений показан на рисунке 27.



Рисунок 27. Микрополосковый сенсор из GaAs:Cr, смонтированный для измерений.

Для изучения сигнала, генерируемого в сенсоре прямым пучком СИ из вигглера, сенсор в тестовом корпусе размещался в детекторном хатче станции «Экстремальное состояние вещества» на накопителе ВЭПП-4М. Одна полоска сенсора была присоединена ко входу цифрового осциллографа с помощью коаксиального кабеля с волновым сопротивлением 50 Ом. На входе осциллографа включена нагрузка 50 Ом. Облучение сенсора проводилось через быстрый затвор – свинцовый диск с двумя щелями, который обеспечивает облучение пучком СИ в течение примерно 100 мкс с интервалом в 20 мс. На рисунке 28 показан пример сигнала, генерируемого GaAs:Cr сенсором, при облучении через быстрый затвор. Сенсор облучается со стороны полосок, на общий электрод на противоположной стороне сенсора подано положительное напряжение смещения 700 В. При этом, поскольку фотоны СИ в основном поглощаются около полосок на входе в сенсор, основной сигнал на полоски наводится движением электронов, которые дрейфуют через всю толщину сенсора.

На осциллограмме видна последовательность сигналов от отдельных вспышек СИ. Более подробно такой сигнал показан на рисунке 29.

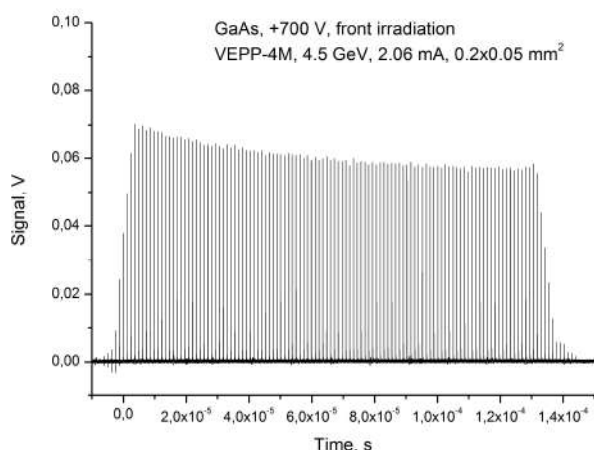


Рисунок 28. Осциллограмма сигнала с одной полоски сенсора из GaAs:Cr. Условия измерения указаны на рисунке.

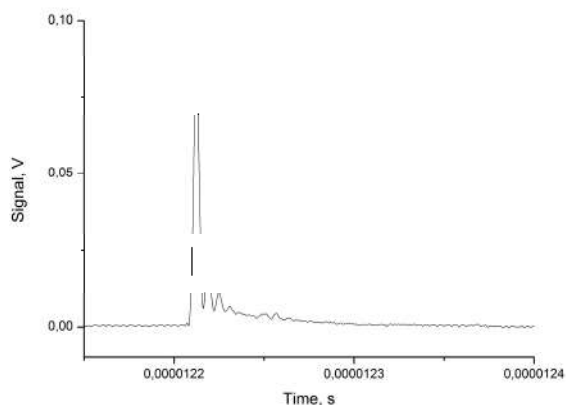


Рисунок 29. Более подробная осциллограмма сигнала в GaAs:Cr сенсоре от вспышки СИ. Осцилляции после первого импульса вызваны паразитной индуктивностью в тестовой плате. Одно деление горизонтальной шкалы равно 50 нс.

На рисунке 29 виден спад сигнала от времени после открытия быстрого затвора. Такое поведение сигнала, по-видимому, связано с накоплением объемного заряда в GaAs:Cr. При увеличении напряжения сигнал становится более стабильным (Рис. 30).

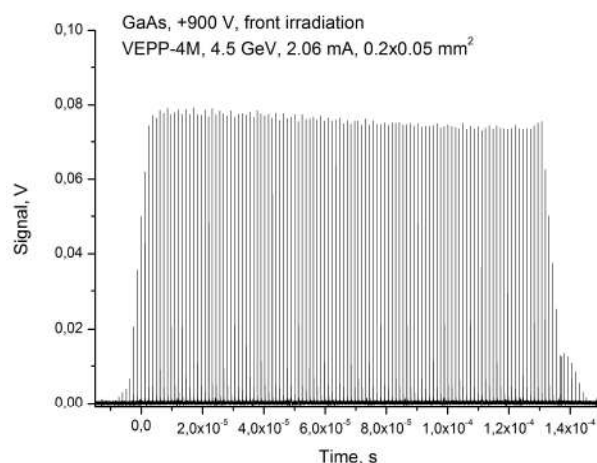


Рисунок 30. Осциллограмма сигнала с GaAs:Cr сенсора при напряжении смещения 900 В.

Однако, поскольку требуемая точность измерения сигнала детектором должна быть лучше 1%, полученная нестабильность сигнала все еще слишком велика. Кроме того, при ослаблении сигнала с помощью медного поглотителя в  $\sim 7$  раз нестабильность сигнала значительно выросла (Рис.31), а не уменьшилась, как можно было бы ожидать.

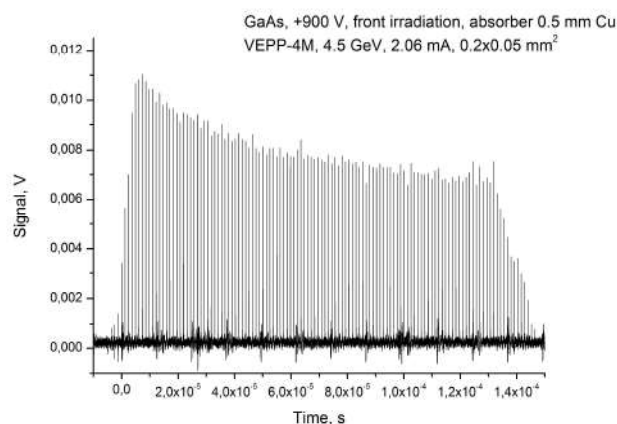


Рисунок 31. Осциллограмма сигнала с GaAs:Cr сенсора при напряжении смещения 900 В и потоке СИ, ослабленном в  $\sim 7$  раз.

Таким образом, в 2022 году были начаты исследования поведения сигналов в GaAs:Cr сенсорах при облучении прямым пучком СИ. Наблюдается нестабильность сигнала, очевидно, связанная с накоплением объемного заряда. Однако, простая гипотеза об уменьшении эффекта нестабильности при уменьшении потока СИ не подтвердилась, и требуются дальнейшие исследования этой проблемы.

### Структурные особенности и транспортные свойства кислорода решетки

$Nd_{1.6}Ca_{0.4}Ni_{1-x}Cu_xO_{4+\delta}$  (Институт высокотемпературной электрохимии УРО РАН, Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН).

Глицин-нитратным методом была синтезирована серия образцов  $Nd_{1.6}Ca_{0.4}Ni_{1-y}Cu_yO_{4+\delta}$  ( $y = 0, 0, 0, 4$ , в дальнейшем обозначаются как NCNCO01-04). Финальная прокалка порошков проводилась при  $1100^\circ\text{C}$  в течение 60 часов. Эти материалы являются перспективными для использования в качестве катодов средне-температурных твердооксидных топливных элементов.

Структурные особенности и кислородный состав образцов исследовался с привлечением нейтронной дифракции в Лаборатории Нейтронной Физики им. И.М. Франка (ОИЯИ, Дубна), а также методом *in situ* синхротронной дифракции на станции «Прецизионная дифрактометрия II» (СЦСТИ, Новосибирск).

Исследования исходных образцов показали, что все образцы обладают структурой с пр.гр.  $Bmab$  и, помимо стандартных позиций кислорода в вершинах октаэдров  $NiO_6$  (см. Рис. 32), в структуре наблюдаются междузельные позиции O3 с координатами (0,25, 0,25, z). Причем их заселенность зависит как от парциального давления кислорода над образцом, так и от степени замещения никеля медью. Так, образец NCNCO04 обладал наиболее стабильным кислород-дефицитным составом (атомное количество кислорода 3,77(4) для исходно синтезированного образца), в отличие от NCNCO01 (атомное количество кислорода 4,00(2) для исходно синтезированного образца).

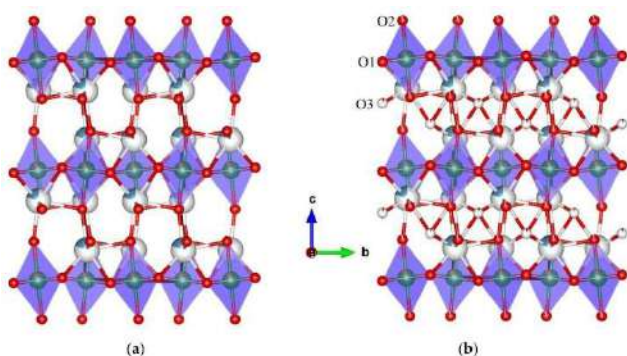


Рисунок 32. Визуализация структуры образца NCNCO01 после синтеза (а); после высокотемпературной обработки на воздухе (б). На картинке атомы кислорода представлены красным, Ni/Cu зеленым (с оранжевыми частями) и Nd/Ca белым (с синими частями). Частичная окраска атомов показывает степень заселенности позиции.

Рентгеновская дифракция показала, что для всех образцов наблюдается обратимый структурный переход (см. Рис. 33 и 34) из орторомбической сингонии  $Bmab$  в менее напряженную тетрагональную  $I4/mmm$  при подъеме температуры. Причем температура фазового

перехода сдвигается в высокотемпературную область при понижении парциального давления кислорода.

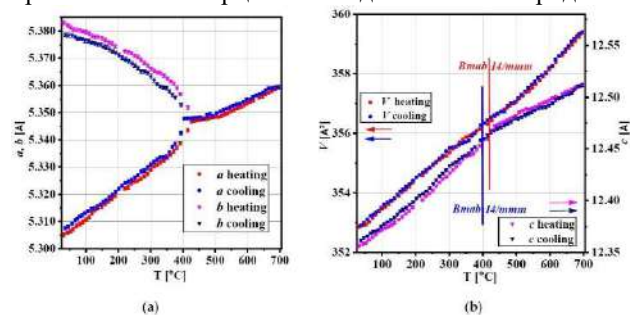


Рисунок 33. Изменения параметров элементарной ячейки а и b (а); параметра элементарной ячейки с и объема элементарной ячейки V (б) для образца NCNCO02 при нагреве/охлаждении в синтетическом воздухе. Параметры тетрагональной структуры с пр.гр.  $I4/mmm$  даны в нетрадиционной пр.гр.  $F4/mmm$  для прямого сравнения с параметрами орторомбической структуры с пр.гр.  $Bmab$ .

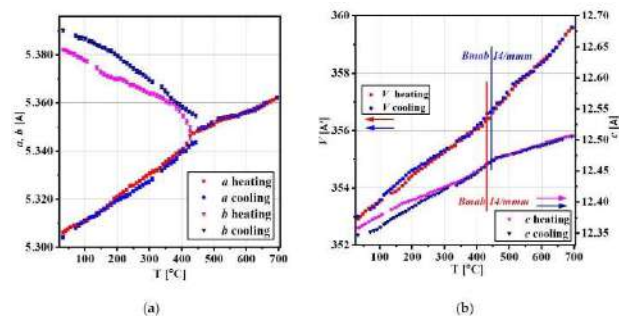


Рисунок 34. Изменения параметров элементарной ячейки а и b (а); параметра элементарной ячейки с и объема элементарной ячейки V (б) для образца NCNCO02 при нагреве/охлаждении в гелии. Параметры тетрагональной структуры с пр.гр.  $I4/mmm$  даны в нетрадиционной пр.гр.  $F4/mmm$  для прямого сравнения с параметрами орторомбической структуры с пр.гр.  $Bmab$ .

Из температурных зависимостей объема элементарной ячейки для всех образцов были посчитаны объемные КТР. Все значения лежат в диапазоне  $8-12 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , что является приемлемым для использования с наиболее распространенными электролитными материалами (GDC, YSZ и др.).

Дополнительные исследования кислородной подвижности образцов методом изотопного обмена с  $C^{18}O_2$  показали (см. Рис. 35), что с увеличением содержания Cu уменьшается коэффициент диффузии кислорода, что, в свою очередь, коррелирует с уменьшением количества высокоподвижного междузельного кислорода в структуре.

По результатам данной работы была опубликована статья в Applied Sciences

Maksimchuk, T.; Filonova, E.; Mishchenko, D. et al. High-Temperature Behavior, Oxygen Transport Properties, and Electrochemical Performance of Cu-Substituted



Nd<sub>1.6</sub>Ca<sub>0.4</sub>NiO<sub>4+δ</sub> Electrode Materials. Appl. Sci. 2022, 12, 3747. <https://doi.org/10.3390/app12083747>.

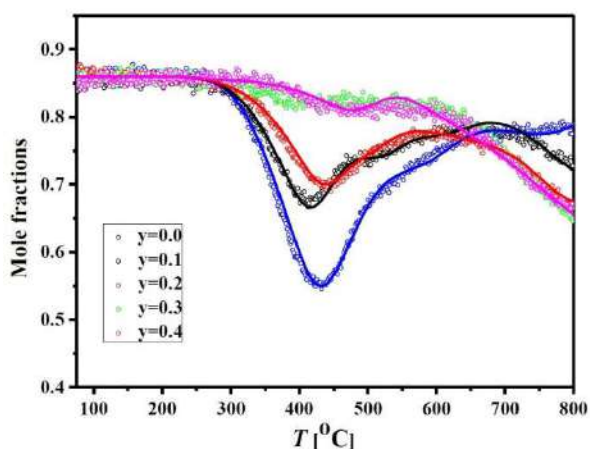


Рисунок 35. Кривые изотопного обмена с  $C^{18}O_2$  в проточном реакторе для образцов NCNCO00-04. Точки – экспериментальные данные, сплошные линии – модельные.

*Термическая устойчивость порошка Al-2,3%V в сравнении с Al, применяемым на 3D-принтерах, в зависимости от скорости нагрева (Институт химии твердого тела УРО РАН, Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН).*

Порошок сплава Al-2,3%V с размером частиц 20-40 мкм был получен в «Институте Легких Материалов и Технологий» (ООО «ИЛМиТ», г. Москва) на установке Blue Power AU12000 (Indutherm) методом распыления азотом расплавленного технологически чистого алюминия марки A85 (содержащий 99,85 масс. % Al), и лигатуры состава Al<sub>3</sub>V с высоким содержанием ванадия (около 70%).

Изучение особенностей фазообразования при окислении исходного порошка Al и модифицированного (легированного) ванадием в потоке газовой смеси 20%O<sub>2</sub> + 80%N<sub>2</sub> проводили in situ рентгенодифракционным методом, используя синхротронное излучение, на станции «Прецизионная дифрактометрия II» (СЦСТИ, Новосибирск).

Дифракционные исследования (Рис. 36) показали, что в составе исходного порошка сплава Al-2,3%V помимо металлического Al (94,5 масс. %, пр. гр. Fm(-)3m: a=4,0520, для PDF № 4-787; a = 4,0494) присутствуют интерметаллиды Al<sub>10</sub>V с кубической структурой типа Mg<sub>3</sub>Cr<sub>2</sub>Al<sub>18</sub> (4,6 масс. %, пр. гр. Fd(-)3m) и Al<sub>3</sub>V (0,9 масс. %, пр. гр. I4/mmm). Параметр решетки для фазы Al<sub>10</sub>V составил: a = 14,504(1) Å (пр. гр. Fm(-)3m, для PDF2 № 65-6305 параметр составлял a = 14,492(4) Å). Параметры решетки у Al<sub>3</sub>V: a = 3,7786(5) Å, c = 8,323(3) Å, (пр. гр. I4/mmm, для PDF2 № 65-5860 параметры составляли a = 3,780(1) Å, c = 8,322(1) Å).

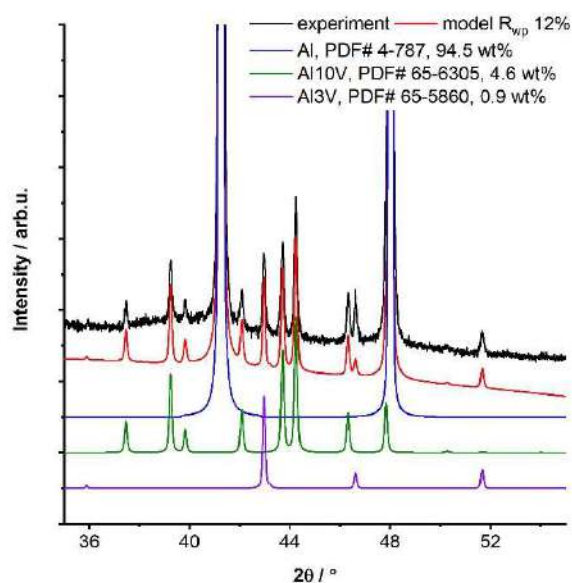


Рисунок 36. Дифрактограмма исходного образца Al+2,3%V и модельные дифрактограммы алюминия Al и интерметаллидов Al<sub>10</sub>V и Al<sub>3</sub>V.

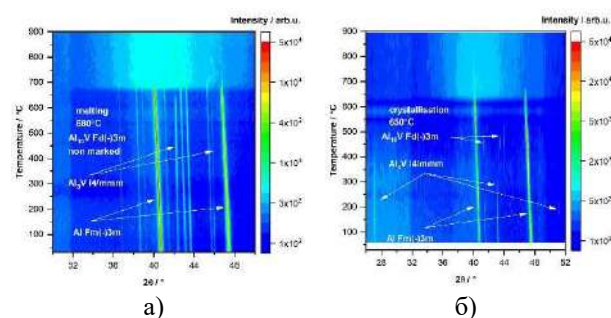


Рисунок 37. Карты дифракционной интенсивности от угла дифракции и температуры для образца Al-2,3%V при нагреве со скоростью 100 °C/мин. – а) и охлаждении со скоростью 30 °C/мин. – б) в потоке синтетического воздуха.

При нагреве до 900 °C со скоростью 10 °C/мин. фиксируется появление расплава алюминия в окрестности 680 °C (рис. 37). При обратном же охлаждении со скоростью 30 °C/мин. кристаллизация сплава происходит при 650 °C. В процессе нагрева фиксировались переходы между различными фазами интерметаллидов. Начиная от температуры 630 °C, пропадают рефлексы фазы Al<sub>3</sub>V одновременно с ростом интенсивности рефлексов Al<sub>10</sub>V, однако, уже после плавления, примерно при температуре 740 °C, происходит обратный переход. Далее скачки интенсивности для отдельных рефлексов затрудняют фазовую идентификацию, тем не менее, можно говорить о существовании крупных кристаллитов фазы Al<sub>3</sub>V вплоть до 850 °C.

Стоит отметить рефлекс в окрестности 44°, появляющийся при температуре 720 °C, который можно отнести к фазе AlV (пр. гр. Im(-)3m, PDF2 № 65-8569). Сильно уширенный рефлекс в области 49°, появляющийся при подходе к 900 °C и сохраняющийся после

охлаждения, в свою очередь, может относиться к рефлексу (400) фазы  $\gamma$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$  (пр. гр. Fd(-)3m, PDF2 № 50-741).

Эксперименты по нагреву модифицированного порошка Al в потоке искусственного воздуха со скоростью 100 °C/мин. в диапазоне от комнатной температуры до 900 °C и обратному охлаждению со скоростью 30 °C/мин. показали схожие результаты, что и при более медленном нагреве - новых фаз интерметаллидов не появлялось. Единственное что можно отметить, это более высокую температуру перехода в расплав - около 720 °C, что скорее всего связано с инерционностью системы, поскольку сигнал температуры снимался с газовой смеси, а не непосредственно с образца.

Кроме легированного ванадием образца были проведены аналогичные эксперименты с исходным алюминием (рис. 38). По данным дифракции температуры плавления и кристаллизации отличались незначительно: 680 °C для эксперимента со скоростью нагрева 10 °C/мин. и 700 °C для 100 °C/мин., кристаллизация в обоих случаях происходила в окрестности 650 °C.

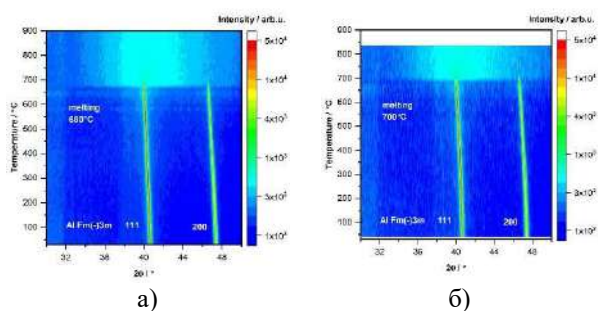


Рисунок 38. Карты дифракционной интенсивности от угла дифракции и температуры для исходного Al при нагреве со скоростью 10 °C/мин. – а) и со скоростью 100 °C /мин. – б) в потоке синтетического воздуха.

Таким образом, из полученных в настоящей работе результатов следует, что модифицирование (легирование) Al ванадием благоприятно воздействует на разрушение оксидных оболочек на поверхности частиц порошка даже при повышенных скоростях нагрева. Наличие в структуре сплава Al-2,3%V интерметаллидных включений, отсутствие легкоплавких фазовых составляющих ( $\text{AlVO}_4$ ,  $\text{V}_2\text{O}_5$ ) и более высокая отражательная способность порошка сплава, по сравнению с исходным Al, должны способствовать улучшению механических свойств и снижению пористости сплавленного материала, полученного методом СЛС. Также необходимо учитывать морфологические и термокинетические отличия модифицированного порошка для оптимизации условий проведения селективного лазерного сплавления.

По результатам данной работы подготовлена и отправлена статья в журнал Физики Горения и Взрыва (doi не присвоен) «Термическая устойчивость порошка Al-2,3%V в сравнении с Al, применяемым на 3D-принтерах, в зависимости от скорости нагрева», В.Г. Шевченко, Д.А. Еселевич, Н.А. Попов, М.Н. Бакланов, З.С. Винокуров, Г.А. Ким.

*In-situ синхротронные исследования фазовых превращений в 3D-напечатанных образцах Ti-6Al-4V при повышенных температурах. (Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томский политехнический университет, г. Томск)*

В настоящее время в научно-технической литературе уделяется повышенное внимание исследованию и разработке аддитивных технологий получения деталей из титановых сплавов для сложных узлов аэрокосмической, транспортной и оборонной техники. Однако микроструктура 3D-напечатанных титановых изделий существенно отличается от микроструктуры аналогичных изделий, изготовленных методами литья и штамповки. Соответственно перед разработчиками методов 3D печати стоит актуальная задача детально исследовать неравновесную структуру 3D-напечатанных материалов, а также выяснить закономерности развития в них прямых и обратных мартенситных превращений в процессе механического или термического нагружения. В настоящей работе с использованием синхротронного излучения была исследована эволюция микроструктуры и фазового состава 3D-напечатанных титановых образцов в процессе термического нагружения.

Исследования с использованием синхротронного излучения проводили в ЦКП «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения», ИЯФ СО РАН. Дифракционные исследования *in situ* проводили в рентгеновской высокотемпературной камере НТК2000 (Anton Paar GmbH) с длиной волны  $\lambda=1,0084$  Å, позволяющей поддерживать заданную температуру. Съемку проводили в вакууме в интервале температур 30-1100°C. Скорость нагрева составляла 25°C/мин при температурах 30-600°C и 10°C/мин – при 600-1100°C.

Синхротронные *in situ* исследования эволюции микроструктуры 3D-напечатанных образцов Ti-6Al-4V в процессе термического отжига показали (см. Рис. 39), что в исходном состоянии основной фазой сплава является  $\alpha'$  фаза, вторыми фазами -  $\beta$  и  $\alpha''$ . Объемная доля  $\alpha$  фазы составляет 5%,  $\alpha''$  фазы - 3%. Объемная доля  $\alpha''$  фазы при нагреве увеличивается. Увеличение объемной доли при температуре более 800 °C обусловлено фазовым переходом  $\alpha' \rightarrow \alpha''$ . При температуре 950 °C объемная доля  $\alpha''$  фазы достигает максимального значения и при дальнейшем увеличении температуры уменьшается вследствие фазового перехода  $\alpha'' \rightarrow \beta$ . Исследованы зависимости параметров решетки  $\alpha'$ ,  $\beta$  и  $\alpha''$  фаз от температуры. Установлено, что при увеличении температуры нагрева кристаллическая решетка  $\alpha'$  фазы искажается, вследствие чего  $\alpha'$  фаза переходит в нестабильное состояние. Увеличение отношения с/а параметров кристаллической решетки  $\alpha'$  фазы при нагреве до температуры 1100 °C сопровождается образованием  $\alpha''$  и  $\beta$  фаз.

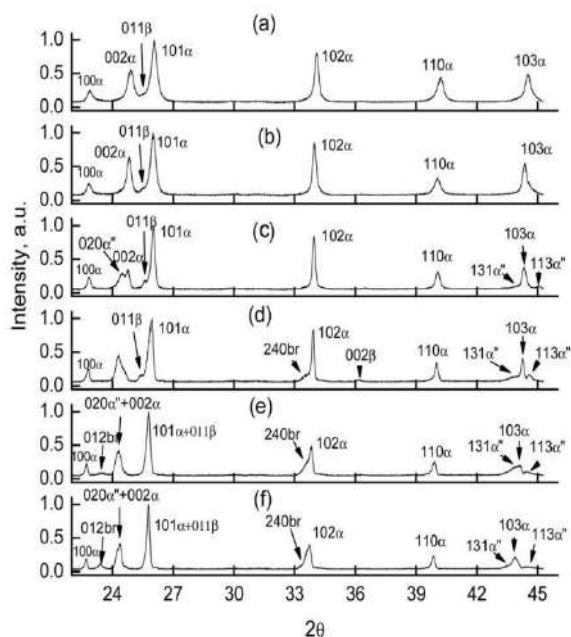


Рисунок 39. Дифрактограммы образца сплава Ti-6Al-4V при различных температурах нагрева: 303 К – (a), 873 К – (b), 1073 К – (c), 1223 К – (d), 1323 К – (e), 1373 К – (f).

По результатам данной работы опубликована статья O.B. Perevalova, M.S. Syrtanov. In situ study of phase transformations in electron beam additive manufactured Ti-6Al-4 V titanium alloy by high temperature synchrotron X-ray diffraction and TEM // Journal of alloys and compounds 917 (2022) 165463 <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2022.165463>.

*In-situ синхротронные исследования фазовых превращений в 3D-напечатанных образцах Ti-4Al-1V-3Mo при повышенных температурах. (Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томский политехнический университет, г. Томск)*

Синхротронные *in situ* исследования прокатанных образцов Ti-4Al-1V-3Mo в процессе нагрева от 25 до 1100°C не выявили каких либо изменений их микроструктуры и фазового состава, что, очевидно, связано с наличием в высокотемпературной камере остаточного кислорода, который проникает в образец и подавляет появление в нем высокотемпературной β фазы вплоть до температуры 1100°C (см. рис. 40,а). Более высокая сорбционная способность по отношению к кислороду 3D-напечатанных образцов Ti-4Al-1V-3Mo проявляется в том, что уже при температуре 800°C появляется плечо рентгеновского пика 002 α-Ti со стороны меньших углов, обусловленное появлением рентгеновского пика 021 TiO<sub>2</sub> (см. рис. 40,б). При дальнейшем повышении температуры высота рентгеновского пика, соответствующего фазе TiO<sub>2</sub>, непрерывно увеличивается. При температуре 1100°C объемная доля оксидной фазы в 3D-напечатанных образцах достигает 4%. В то

же время дифракционный пик на угле 2θ=24,18° может соответствовать не только оксидной фазе (d=0,2397 нм), но и орторомбической α''-Ti фазе (d=0,2499 нм). Таким образом, раздвоение пика 002 α-Ti при температуре 800°C может быть также связано с образованием α'' фазы в результате распада α' фазы. Подтверждением этому может служить тот факт, что в прокатанных образцах нет α' фазы, а, следовательно, не наблюдается каких-либо фазовых превращений при повышенных температурах.

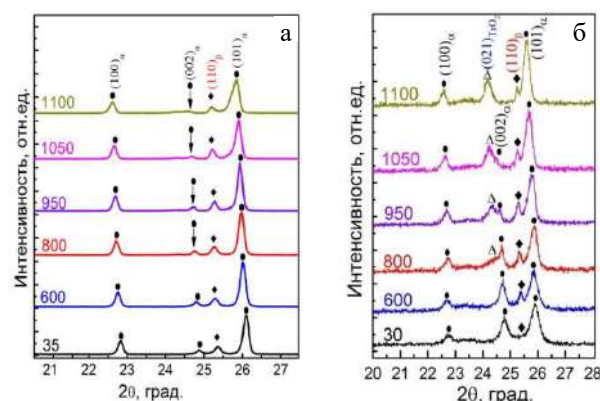


Рисунок 40. Дифрактограммы прокатанного (а) и 3D-напечатанного (б) образцов Ti-4Al-1V-3Mo при температурах 30, 600, 800, 950, 1050 и 1100°C. Длина волны 0,10084 нм.

По результатам данной работы готовится публикация в Alloys and Comounds.

*Исследование защитного TiC покрытие для гидрида гафния (Томский политехнический университет).*

Дифракционные исследования образцов HfH<sub>x</sub> исходных и с покрытием из TiC, полученного с использованием системы дуального магнетронного распыления, проводились *in situ* на станции «Прецизионная дифрактометрия II» (СЦСТИ, Новосибирск). Для рентгенодифракционных исследований использовалась высокотемпературная камера XRK 900 (Anton Paar, Австрия), работающая в проточном режиме в среде гелия. Параметры эксперимента были следующими: длина волны излучения – 1,64 Å, диапазон углов по 2θ – 30–65°. Образцы сначала помещались в камеру при комнатной температуре (30 °C), далее нагревались до температуры 900 °C со скоростью нагрева 20 °C/мин. Затем образцы изотермически выдерживались при максимальной температуре в течении 10 минут. После этого происходило охлаждение образцов с максимальной температуры до 30 °C со скоростью 20 °C/мин. Для контроля десорбирующихся газов использовался квадрупольный масс-спектрометр SRS UGA100 (США). Расчёт фазового состава образцов выполнялся с помощью метода корундовых коэффициентов:

$$W_k = \frac{I_k^{max}/RIR_k}{\sum_i I_i^{max}/RIR_i}, \quad (1)$$

где  $W_k$  - массовая доля анализируемой фазы;  $I_k^{max}$  - максимальное значение интенсивности анализируемой фазы;  $RIR_k^{max}$  - эталонное отношение интенсивностей анализируемой фаз.

Дифрактограммы образца с покрытием и без на стадии нагрева представлены на рисунках 41, 43.

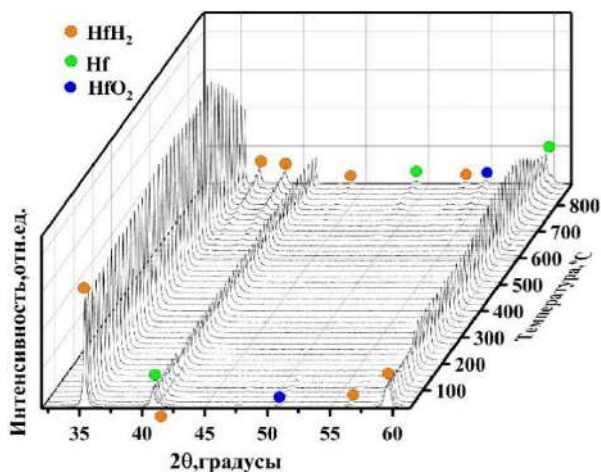


Рисунок 41. Дифрактограммы образца без покрытия при нагреве от 30 до 900 °С.

Качественный анализ демонстрирует (рис 41), что фазовый состав образцов без покрытия на начальном этапе нагрева представлен тремя фазами: Hf, HfO<sub>2</sub> и HfH<sub>2</sub>. При достижении температуры ~170 °С фаза HfO<sub>2</sub> распадается на металлический гафний. При дальнейшем нагреве до 700 °С в образце присутствует только фазы Hf и его гидроксида, при повышении температуры от 700 до 900 °С вновь наблюдается фаза HfO<sub>2</sub>, которая присутствует и на стадии изотермической выдержки образцов.

Анализ полученных дифрактограмм указывает на то, что в процессе нагрева образцов может происходить десорбция водорода и, соответственно, восстановление оксида гафния до металлического гафния. Такая зависимость наглядно видна из данных расчёта фазового состава образца без покрытия в зависимости от времени испытания и, соответственно, температуры (рис. 41). Это подтверждается и данными масс-спектрометрии, представленными на рисунке 42. Обнаружено, что концентрация водорода, зафиксированная масс-спектром в камере, резко увеличивается на стадии нагрева образцов, и достигает максимума на начальном этапе изотермической выдержки. Далее, по мере выдержки образцов при 900 °С, концентрация водорода в камере уменьшается. Схожую динамику имеет зависимость концентрации паров воды в камере от температуры, что подтверждает выход водорода из образца и восстановление оксида гафния до металлического состояния.

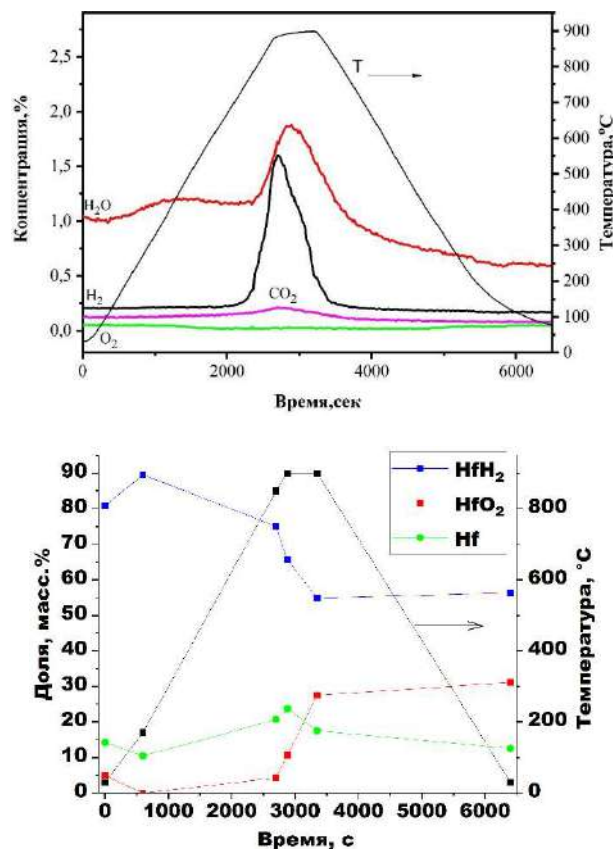


Рисунок 42. Концентрация газов при нагреве образца HfH<sub>x</sub> без покрытия – слева, фазовый состав (в масс.%) – справа.

Дифрактограммы образца с покрытием TiC содержат фазы Hf, HfH<sub>2</sub> и TiC на начальном этапе его нагрева (рис. 43). При достижении максимальной температуры испытаний (900 °С) наблюдается фаза TiO<sub>2</sub>, что соответствует окислению покрытия.

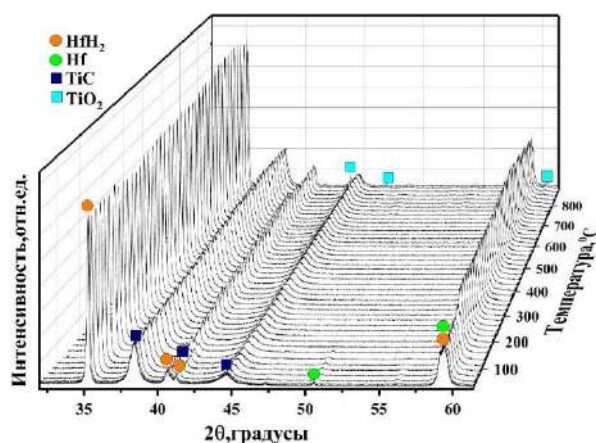


Рисунок 43. Дифрактограммы образца с покрытием TiC при нагреве от 30 до 900 °С.

Дифрактограммы образца, полученные при изотермической выдержке (900 °С) демонстрируют, что спустя 5 минут от начала высокотемпературного нагрева происходит образование фазы HfO<sub>2</sub>. При охлаждении фазовый состав образца качественно не изменяется.

Расчёты изменения фазового состава образца и данные масс-спектрометрии, представленные на рисунке 44 подтверждают обнаруженную закономерность. Согласно данным масс-спектрометрии, профиль зависимости концентрации водорода от времени испытаний более резкий. Концентрация водорода возрастает по мере повышения температуры, имеет максимум концентрации при изотермической выдержке около 5 минут, что хорошо коррелирует с данными дифракции. В дальнейшем, концентрация водорода резко снижается, что может быть обусловлено формированием плёнки оксида гафния на поверхности образца. Поверхностный оксид приводит к замедлению десорбции водорода из образца. Дальнейшее охлаждение образца не влияет на его фазовый состав.

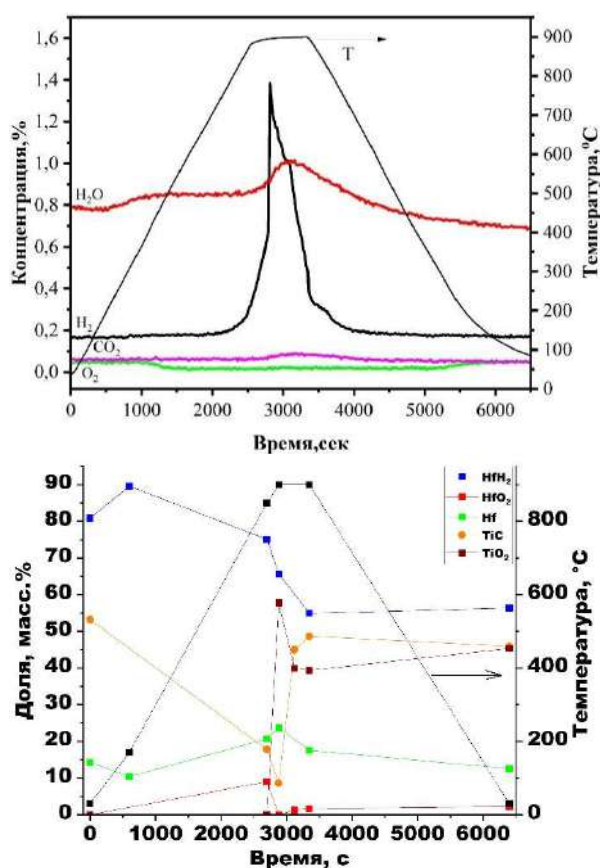


Рисунок 44. Концентрация газов при нагреве образца HfN<sub>x</sub> с покрытием TiC – верхний, фазовый состав (в масс.%) – нижний.

Таким образом, полученные в работе результаты указывают на ограниченную температурную область применения защитного покрытия TiC для системы Hf-N как перспективного материала поглотителей нейтронов для энергетики. С одной стороны, фазовые превращения системы Hf-N при нагреве вызывают существенные изменения параметров кристаллической решётки, которые плохо коррелируют с параметрами ГЦК решётки защитного покрытия TiC, с другой происходит окисление защитного покрытия в кислородсодержащей среде при высокой температуре. В таких условиях возможно разрушение защитного покрытия

TiC образца системы Hf-N, что приводит к выходу водорода из гафния. В случае нарушения защитного покрытия и снижения концентрации водорода в гафнии фазовый состав образца после цикла высокотемпературного нагрева (напр., в случае значительного скачка мощности на реакторе) будет отличаться от исходного состояния.

По результатам данной работы готовится к публикации статья в Coatings.

*Эффекты допирования Ag на структурные и электромагнитные свойства в Ag-ПММА-МУНТ композитах. (Новосибирский Государственный Университет, Институт катализа им. Г.К.Борескова СО РАН, Институт ядерных проблем Белорусского Государственного Университета).*

МУНТ, использованные в этой работе для получения композитов, были синтезированы методом каталитического газофазного осаждения (CVD) этилена на поверхности FeCo катализатора при температуре 680 °C, с последующей отмывкой. Образцы Ag/МУНТ-Ох, содержащие различные доли Ag, готовили методом пропитки по влагоемкости МУНТ-Ох (влагоемкость 2,75 мл/г) водными растворами нитрата серебра с варьируемой концентрацией. После пропитки образцы сушили на воздухе в течение 12 часов, а далее при температуре 100 °C в течение 4 часов. МУНТ-ПММА композиты были синтезированы методом коагуляционного соосаждения суспензии раствора ПММА в диметилформамиде с Ag/МУНТ-Ох при переливании в воду.

Поиск оптимальной температуры восстановления Ag/МУНТ-Ох гибридов, для дальнейшего синтеза ПММА проводили с использованием метода *in situ* РФА на синхротронном излучении. В качестве модельного образца был выбран образец с 10% масс. содержанием Ag. Восстановление образца проводилось в потоке водорода в интервале температур от 50 до 700 °C, 10°C/мин (см. Рис. 45).

Исследования показали, что образец после сушки при температуре 100 °C предположительно находится в виде рентгеноаморфных фаз (AgNO<sub>3</sub> или Ag<sub>2</sub>O), рефлексы которых не наблюдаются. Повышение температуры приводит к образованию кубической фазы Ag (Fm-3m), при этом частицы серебра присутствуют в виде 2-х ансамблей, соответствующих частицам большего и меньшего размера. Анализ интегральной интенсивности и размеров областей когерентного рассеяния приведенный на рисунке 46, показал что *in situ* эксперимент протекает в несколько этапов в различных температурных диапазонах: 80-150 °C – процесс формирования частиц, 180-570 °C – процесс температурной стабильности и от 570 °C и выше – процесс укрупнения частиц.

На процесс восстановления металлических частиц влияет кинетический фактор, поэтому более медленный

нагрев и длительная выдержка образца в кварцевом реакторе приводит к уменьшению температуры начала его восстановления на 50 °С и более по сравнению с данными, полученными на синхротроне в динамических температурных условиях. В связи с этим в качестве оптимальных условий, позволяющих добиться полного восстановления 5-25% Ag/МУНТ-Ох гибридов были выбраны: температура 130 °С и время выдержки 3 часа.

ПЭМ-изображения Ag/МУНТ-Ох гибридов с различным соотношением компонентов после восстановления в потоке водорода (100 мл/мин) при температуре 130 °С в течение 3 часов представлены на рисунке 47. Как видно, для образца 10% Ag/МУНТ-Ох наблюдаются схожие результаты для размеров частиц, что и полученные в *in situ* рентгенодифракционном эксперименте.

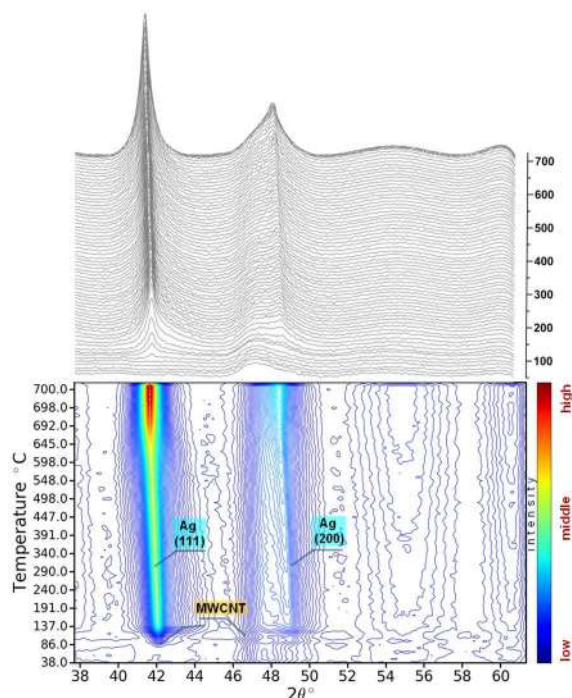


Рисунок 45. *In situ* рентгенограммы для 10% Ag/МУНТ-Ох образца (после сушки при температуре 100 °С на воздухе), записанные в ходе его восстановления в потоке водорода в зависимости от температуры нагрева (сверху) и проекционная контурная карта рентгенограмм образца в зависимости от температуры восстановления (снизу).

Дополнительные исследования Ag/МУНТ-Ох-ПММА образцов показали влияние добавления Ag на порог перколяции итоговых композитов по сравнению с композитами без серебра.

По результатам данной работы готовится публикация в Журнал структурной химии.

Эффекты допирования Ag на структурные и электромагнитные свойства в Ag-ПММА-МУНТ композитах М.А Казакова, Г.В Голубцов, А.Г. Селютин, А.В. Исченко, Г. Горохов, А. Арловский.

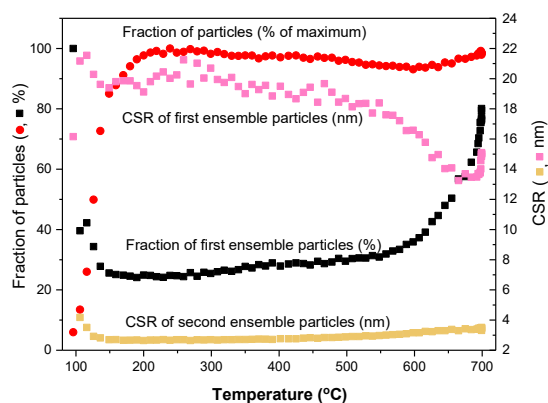


Рисунок 46. Зависимости изменения доли крупнокристаллического ансамбля частиц, размеров частиц в первом и втором ансамблях, а также относительного числа частиц от температуры.

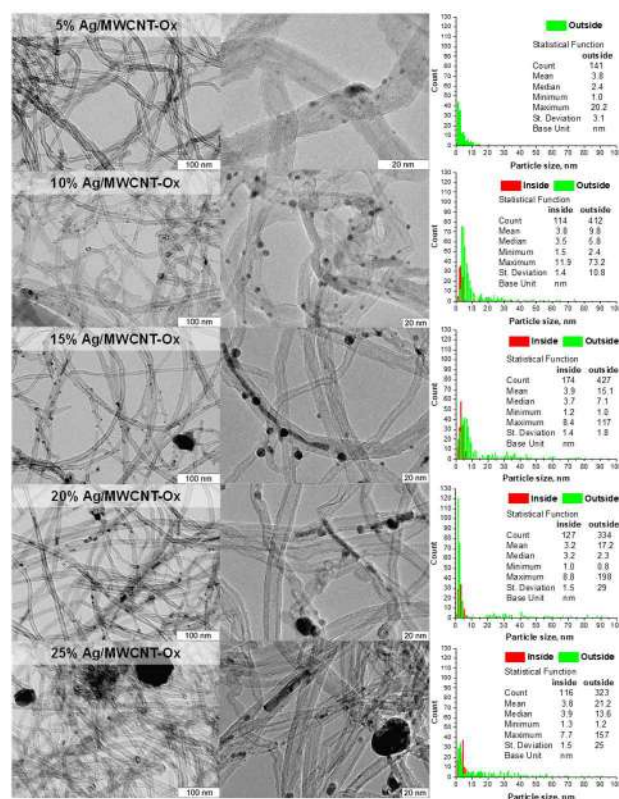


Рисунок 47. ПЭМ-изображения и гистограммы распределения частиц по размерам для 5 - 25% Ag/МУНТ-Ох образцов после восстановления в потоке водорода при температуре 130 °С.

*Работы в 2022 году на экспериментальной станции Локальный и сканирующий рентгенофлуоресцентный элементный анализ Сибирского Центра Синхротронного и Терагерцового (СЦСТИ).*

На станции «Локальный и сканирующий рентгенофлуоресцентный элементный анализ» в бункере ВЭПП-3 в 2022 году проводились работы по направлениям: исследование элементного состава образцов почв и растительности Алтая, почв и горных пород Норильского региона и керн скважин Краснокаменского месторождения. Работы по изучению вещественного состава донных отложений арктических морей, исследование элементного состава аэрозольных фильтров полярных регионов. Расшифровка био-геохимических летописей из донных осадков озера Байкал и малых озер Прибайкалья, продолжается усовершенствование методики определения микроколичеств химических элементов из проб массой единицы миллиграммов для гуминовых кислот, исследовались образцы разных патологий аневризмы для медицинских задач, развитие методики поиска и исследования слоев криптотефры и развитие метода поиска и исследование микрочастиц.

### *Определение элементного состава образцов атмосферных аэрозолей из российского сектора Арктики.*

В отчете 2022 года представлены результаты определения элементного состава аэрозоля, отобранного летом 2021 года в Гренландско-Карском секторе Северного Ледовитого океана (83-й и 84-й рейсы НИС «Академик Мстислав Келдыш» (АМК)) и на полярной станции м. Баранова летом 2020 г (рис.48). Отбор проб проводился с помощью многоканальной воздухоудки на аэрозольные фильтры типа АФА-ХА-20 с продолжительностью от 2 до 4 суток. В неблагоприятных условиях (морские брызги, выносы дыма от трубы судна, снежная буря и др.) прокачка воздуха через фильтры прекращалась.

В таблице 3 приведён средний элементный состав аэрозоля в 83-84 рейсах НИС «Академик Мстислав Келдыш» в порядке убывания концентраций. Показано, что массовые концентрации элементов меняются в пределах примерно 4 порядков, от К, Са, Fe с максимальными значениями до Se, Mo с минимальными величинами. Наблюдаются значительные изменения и в концентрациях для каждого из определяемых элементов. Диапазон измеренных величин может варьироваться от 5 до 50 раз. Дополнительно проведено сравнение с элементным составом аэрозоля в сельском районе Сибири – п. Ключи, Новосибирской обл. (см. 2-й столбец, где приведены данные за летний сезон 2013 г.). Сопоставление двух типов данных показало, что средние концентрации большинства элементов над арктическими морями, меньше чем в континентальной атмосфере. Самое большое снижение концентраций (в

20-40 раз) характерно для Ti, Са, Fe, Mn, Rb и Zr. Массовые концентрации Zn, Cu, Ni, Se и Mo в арктических и средних широтах имеют сопоставимые средние значения. Ещё одна отличительная особенность состава аэрозоля в арктической атмосфере состоит в более высоком содержании брома. Наиболее вероятным источником Br являются его эмиссии из морского льда и снега.

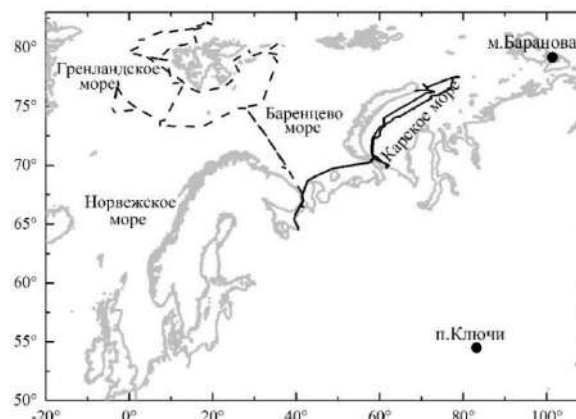


Рисунок 48. Маршруты 83-го и 84-го рейсов НИС «Академик Мстислав Келдыш», полярная станция «М. Баранова, п. Ключи (НСО).

Таблица 3. Средние концентрации элементов (нг/м<sup>3</sup>) в составе аэрозоля в Гренландско-Карском секторе СЛО (n – количество проб аэрозоля).

Элементы	83-84 рейсы (n = 13)	Ключи (n = 30)
Ca	287 ± 285	6989 ± 5059
K	156 ± 146	2420 ± 1138
Fe	49 ± 46	2182 ± 1380
Zn	14,1 ± 25,7	28,3 ± 9,6
Br	11,4 ± 13,3	2,2 ± 0,82
Cu	5,3 ± 5,8	614 ± 368
Ti	5,0 ± 5,0	5,9 ± 2,9
Ni	3,7 ± 9,5	1,5 ± 1,3
Mn	2,4 ± 2,5	87,6 ± 52,1
Cr	2,2 ± 2,3	14,6 ± 10,1
Sr	1,5 ± 2,3	15,6 ± 10,2
Pb	1,2 ± 1,2	5,4 ± 2,9
V	1,1 ± 0,8	23,3 ± 15,1
Co	0,49 ± 0,34	10,5 ± 6,4
Rb	0,16 ± 0,12	4,5 ± 3,0
Zr	0,15 ± 0,12	6,3 ± 3,4
Se	0,13 ± 0,07	0,15 ± 0,07
Mo	0,06 ± 0,04	0,12 ± 0,08

Использование коэффициента обогащения (EF, отношение содержание элемента к его содержанию в почве) дает возможность оценить уровень техногенной нагрузки отдаленных северных территорий. Из рисунка 49 видно, что в атмосфере Северной Атлантики большую часть составляют элементы антропогенного происхождения, такие как Co, Ni, Cu, Zn, Se, Mo, Pb (EF > 10). Высокие значения EF для K, Са и Sr вероятнее всего связаны с влиянием дымового аэрозоля, форми-

рующего в результате пожаров на территории Канады и юга Восточной Европы. Элементы Ti, Mn, Fe, Rb и Zr имеют значения EF от 1 до 6, указывая на их почвенно-эрозионное происхождение.

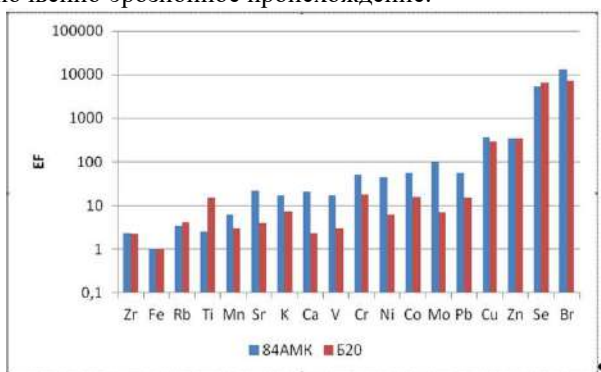


Рисунок 49. Логарифмический график коэффициентов обогащения (EF) элементов, отображенных в районе Северной Атлантики (84 АМК) и в азиатской части СЛО (м. Баранова)

Таким образом, на основании измерений элементного состава, проведенных в летний сезон (июнь-август) 2020 и 2021 гг. можно сделать вывод об источниках формирования аэрозолей европейской и азиатской части Арктического региона. Аэрозоль в атмосфере Северной Атлантики в исследуемый период, в основном формируется за счет смешанных источников (антропогенных и естественных морских), в то время как в атмосфере азиатской части арктического бассейна наблюдается преимущественное влияние переноса аэрозоля с материковой части земли, сформированного за счет континентальных природных и антропогенных источников.

Камеральные работы по определению элементного состава образцов атмосферных аэрозолей из российского сектора Арктики выполнены в рамках проекта РНФ № 21-77-20025 и гос. задания «Фундаментальные исследования физико-химических и биохимических свойств частиц в нано-, субмикронном и микронном диапазонах размеров» (АААА-А21-121011390039-8). По материалам, полученным в ходе работ на оборудовании ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ "Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000" в ИЯФ СО РАН, сделан 1 устный доклад на российской конференции и опубликованы 1 статья в российском журнале, 1 статья в трудах конференций.

### *Исследования Распределение химических элементов в различных фракциях донных отложений моря Лаптевых.*

Процесс образования донных отложений включает физические (физическое выветривание), химические (химическое выветривание) и биологические (микробная деятельность) факторы, и их состав отражает эти процессы. «Одним из наиболее значимых факторов, определяющих способность донных отложений концентрировать и удерживать микроэлементы, является гранулометрический состав. Кроме того, определение

гранулометрического состава может быть индикатором для выявления точечного источника загрязнения. Целью работы является выявление связей между концентрациями химических элементов и гранулометрическим составом донных отложений моря Лаптевых. Результаты исследования могут быть полезны для выявления путей миграции химических элементов, а также источников поступления вещества в донные отложения. Материал, полученный во время похода LV-83 и LV-77 на НИС «Академик Лаврентьев».

Образцы массой 30 мг прессовали в таблетки размером 5 мм в диаметр и  $0,13 \text{ г см}^{-2}$  в поверхностной плотности. Таблетки облучали поляризованным пучком синхротронного излучения накопителя ВЭПП-3. Энергия первичного возбуждения 23 кэВ. Определен широкий круг элементов K, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu, Zn, Ga, As, Se, Br, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, U, Th (серия L) для легких фракций. В качестве образцов сравнения (с использованием методики внешнего стандарта) использовали БИЛ-1. Полученные распределения химических элементов в различных фракциях представлены на рисунке 50. Черные точки — средние значения концентраций. Элементы группируются в кластеры, выделенные с помощью кластерного анализа методом Уорда.

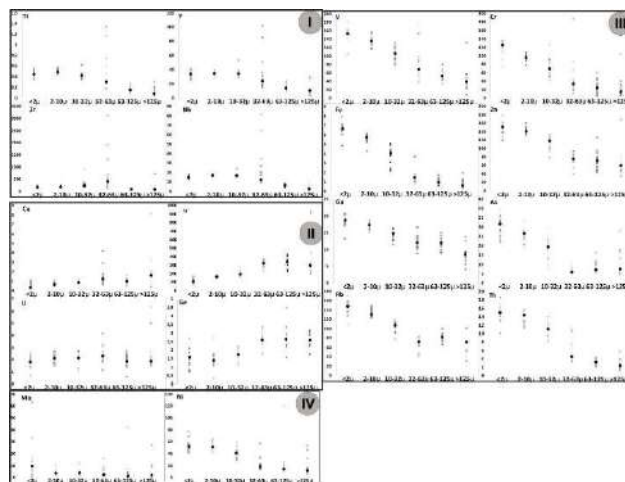


Рисунок 50. Распределение химических элементов в донных отложениях моря Лаптева.

Результаты исследования могут быть использованы для выявления путей миграции химических элементов, а также источников поступления вещества в донные отложения

### *Периодичности в распределении химических элементов в донных отложениях Чукотского моря.*

Для определения концентраций химических элементов по профилю донных отложений применялся неразрушающий метод рентгенофлуоресцентного сканирования с использованием синхротронного излучения. Образцы для РФА-СИ представляли собой пластины влажного осадка геометрическими размерами



30×1,5×0,5 см, вырезанные из центральной части керна и помещенные в алюминиевые кюветы. Подготовленные образцы были завернуты в два слоя полимерной пленки толщиной 10 мкм для предотвращения целостности исследуемого материала, а также для защиты осадка от высыхания. Для учета изменения влажности по длине исследуемой колонки, а также для перевода относительных значений концентраций химических элементов в абсолютные значения применялся метод внешнего стандарта. Для этого на различных интервалах исследованного керна донных отложений отбирали участки размером около 0,5-1 см, из которых отбирали фрагменты осадка, которые затем сушились, перетирали и гомогенизировали. Из приготовленного материала изготавливались таблетки по 30 мг, 5 мм диаметра. В качестве образцов сравнения использовали стандарты: бил-1.

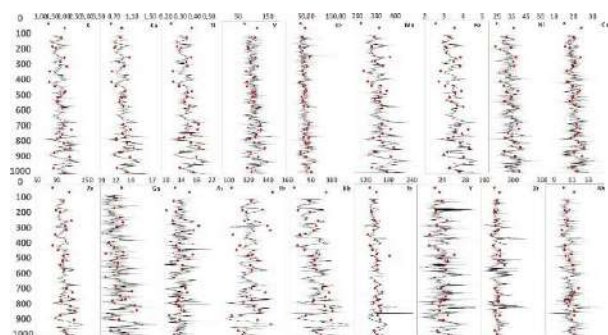


Рисунок 51. Распределение химических элементов вдоль керна донных отложений Чукотского моря.

Анализ распределения химических элементов по толщам донных отложений проводился методами кластерного, вейвлет-анализа и Фурье-анализа. Вейвлет-анализ проводился с использованием разработанного программного кода для расчета вейвлет- и Фурье-спектров (Рис.51).

Изучение распределения химических элементов в донных отложениях Чукотского моря выявило наличие групп элементов. Скорость осадконакопления в месте отбора проб этой колонки неизвестна, но на основании датировки других колонок в непосредственной близости было принято решение принять скорость осадконакопления 0,8 мм/год. Для этой скорости седиментации был проведен вейвлет-анализ и анализ Фурье. Вейвлет-анализ распределения химических элементов выявил наличие в их спектрах значительной периодичности порядка 10-100 лет.

### *Поиск следов извержения вулкана Пэктусан в донных отложениях оз. Беле (Хакасия).*

Отработка методики поиска и исследования слоев криптепепры (вулканического пепла) в разрезах донных осадков. Метод тейфрохронологии основан на том, что каждое вулканическое событие производит пепел с уникальным химическим составом ("отпечаток пальца" – fingerprint). Эксплозивные извержения вул-

канов выбрасывают огромные объемы тонкодисперсного пепла, который может переноситься на большие расстояния. Таким образом, датированный горизонт тейфры будет действовать как отметка времени на любой территории. Тейфрохронология предполагает однозначную идентификацию тейфры, которая иногда распространяется на расстояния, значительно удаленные от места извержения. Вне зон вулканической активности находки видимых прослоев тейфры довольно редки, и связаны только с крупнейшими эксплозивными извержениями.

Извержение вулкана Пэктусан в X веке является единственным, происшедшем в северном полушарии, из крупнейших в мире за последнее тысячелетие. Тейфра, рассеянная во время извержения вулкана, обеспечивает одну из ключевых стратиграфических связей между Азией и Гренландией для синхронизации палеоэкологических данных. Учитывая объем и глобальный характер воздействия выбросов этого вулкана, можно найти его следы в различных местах планеты. Важен выбор депонирующего материала и используемый аналитический инструмент.

В кернах озера Беле (Хакасия), полученных в разных частях озера, визуально выделяется темный слой мощностью 2-3 мм (Рис.52). Датировка слоя методом варвохронологии дает оценку возраста в 942±26 г.н.э., что в пределах погрешности совпадает с современными оценками даты извержения.

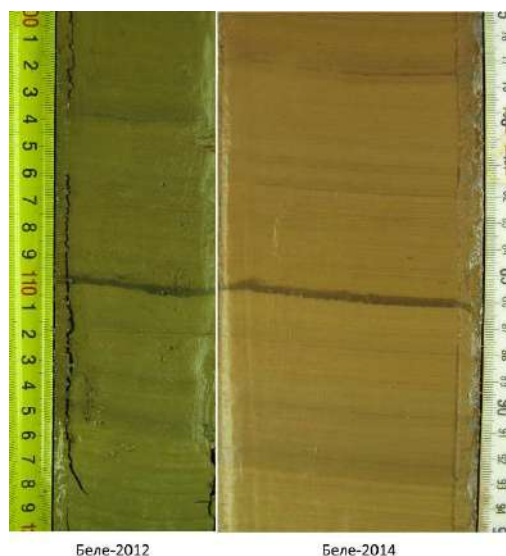


Рисунок 52. Фотография кернов озера Беле (Хакасия) 2012 и 2014 годов отбора

Для уточнения характеристик геохимической аномалии проводилось двумерное сканирование оптического шлифа (Б50, интервал глубин 830-885 мм керна Беле-2014) с использованием блока КРМ. Исследована область размерами 5,5×1,0 мм<sup>2</sup>, пересекающая маркирующий слой (Рис 53). Использована мода частичной расфокусировки пятна возбуждающего излучения с размером на образце 40 мкм.

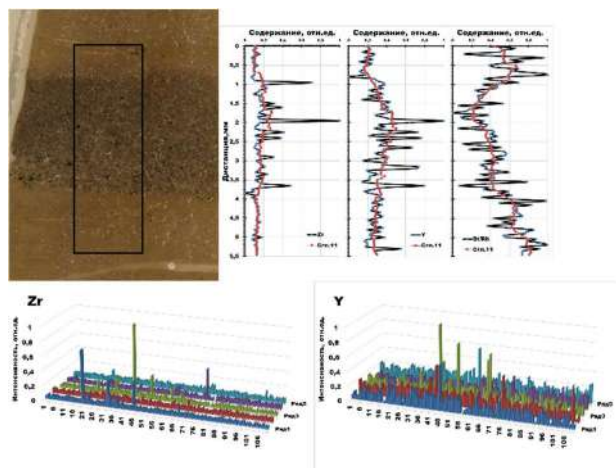


Рисунок 53. Распределение элементов внутри темного слоя керна оз. Беле (фотография с оптического микроскопа).

Слой выделяется по элементному составу от остальной части керна. Внутри слоя были обнаружены несколько микрочастиц с резко повышенными содержаниями иттрия и циркония. Для уточнения морфологии и состава отдельной частицы было проведено сканирование области внутри аномального слоя размерами 320 x 420 мкм<sup>2</sup>. Пятно возбуждающего излучения с энергией 19 кэВ было сфокусировано до размера 15 мкм. Сделано 16 рядов по 21 точке с шагом сканирования 20 мкм и шагом между рядами – 20 мкм. Оконтурена округлая частица размером ~ 20x40 мкм<sup>2</sup>, резко выделяющаяся по содержанию иттрия и циркония. (Рис. 54).

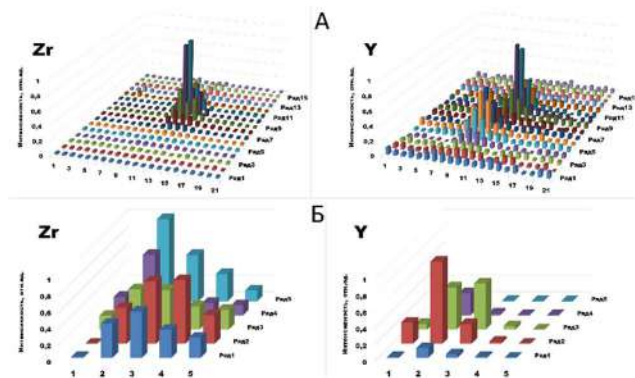


Рисунок 54. Распределение элементов в исследованной частице размерами 20x40 мкм<sup>2</sup>.

### Оценка пределов обнаружения элементов в биологических образцах на примере исследований аневризм аорты.

Проведены методические работы по элементному анализу биологических образцов. Оценены оптимальные условия проведения экспериментов. Для оценки пределов обнаружения эссенциальных элементов в биологических матрицах использованы стандартные

образцы состава графитового коллектора микропримесей (комплект СОГ-30). Материал стандартных образцов представляет собой мелкодисперсный графитовый порошок по ГОСТ 23463-79 с введенными соединениями 30 аттестуемых элементов. Измерения проводились в вариантах коллимированного пучка и с фокусирующей линзой (Рис.55).

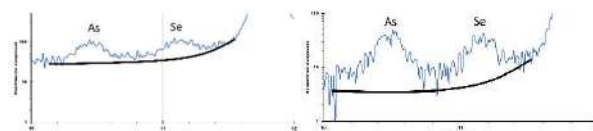


Рисунок 55. Оценка пределов обнаружения эссенциальных элементов, слева - Расчетные значения MDL As – 0,45 ppm Se – 0,34 ppm, справа - Расчетные значения MDL As – 0,015 ppm Se – 0,011 ppm.

Работы велись в рамках текущего проекта РФФИ (19-05-50046), аналитический материал использован для разработки методик выполнения измерений (аттестованы две методики).

### Расшифровка био-геохимических летописей из донных осадков озера Байкал и малых озер Прибайкалья.

Работы проводились и были выполнены в области рентгенофлуоресцентного элементного анализа с использованием синхротронного излучения (РФА-СИ) на пучках установок ВЭПП-3, станция №3 и ВЭПП-4М, станция №10 ИЯФ СО РАН. Всего пучкового времени было использовано на станциях - 200 час.

Расшифровка био-геохимических летописей из донных осадков озера Байкал и малых озер Прибайкалья для определения тенденций изменений влагообеспечения, климата и ландшафтов Центральной экологической зоны Байкальской природной территории на ближайшую перспективу. В процессе работы проводились экспериментальные исследования, которые позволили создать по всем направлениям методики инструментального элементного анализа. Результаты исследований могут быть применены для определения палеоклимата 30-50 тыс. лет тому назад.

В области исследования гуминовых кислот продолжается усовершенствование методики определения микроколичеств химических элементов из проб массой единицы миллиграммов.

В области медицины различные химические элементы предикторы могут быть полезны для определения сроков операций данной патологии. Исследовались образцы разных патологий аневризмы. ОПА - аневризма общей печеночной артерии, ИОА - аневризма инфраренального отдела, АБА - аневризма брюшной аорты. Это начальный этап исследований и имеется в настоящий момент недостаточная статистика. Работа с биопсийным всегда требует разработок новых методов анализа, что нами и выполняется.

По результатам исследований были опубликованы следующие статьи:

1. Dergacheva Maria, Valentina Trunova, Olga Nekrasova, Tatyana Siromlya, Anton Uchaev, Natalya Bazhina, Tatyana Radchenko and Anna Betekhtina. Assessment of the Macro- and Microelement Composition of Fly Ash from 50-Year-Old Ash Dumps in the Middle Urals (Russia). //Metals 2021, 11(10), P.1589-1595; <https://doi.org/10.3390/met11101589>. IF – 2.417
2. A.G.Plekhanov, E.A.Maksimovskiy, V.V.Kriventsov, I.V.Korolkov, A.A.Saraev, A.N.Lavrov, M.A.Grebenkina, A.N.Kolodin, V.A.Trunova. Composition, structure, and magnetic properties of SiC<sub>x</sub>NyFe<sub>z</sub> films produced by the PECVD method from a gas mixture of 1,1,1,3,3,3-hexamethyldisilazane, ferrocene, and helium. //Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects - Volume 655, 20 December 2022, 130333. <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2022.130333>
3. Fedotov, A.P., Trunova, V.A., Stepanova, O.G., Zheleznyakova, T.O., Legkodymov, A.A. Changes in patterns of mineral and chemical elements in bottom sediments of Lake Baikal (Russia) as high-resolution records of moisture for the past 31–16 ka BP. // Quaternary International 644-645 (2023) 51–60.
4. В.А. Трунова, А.А. Легкодымов, Е.С. Крупович, Е.В. Дзюба, А.П. Федотов. Использование РФА-СИ в биоиндикации экологического статуса ихтиофауны. //Поверхность. 2023. Отправлена в печать.

### EXAFS исследование модифицированных оксидов циркония.

Смешанные оксиды, имеющие структуру флюорита базового состава ZrO<sub>2</sub>-х, модифицированные переходными металлами, успешно применяются для упрочнения ферритных сталей, используемых для специальных приложений. Например, данный материал пригоден для создания оболочки ТВЭЛов реакторов нового поколения на быстрых нейтронах, работающих в условиях высоких температур и жесткого облучения. В работе представлены результаты EXAFS исследования состояния и локальной структуры образцов оксидов циркония (модифицированных иттрием, магнием), приготовленных соосаждением и прокаленных при различных температурах. Спектры XANES/EXAFS (Zr-K, Y-K) исследуемых образцов регистрировались в СЦСТИ (Новосибирск). Состав и обозначения исследованных образцов представлены в Таблице 4.

Методом EXAFS (Рис. 56, Рис. 57, Таблица 4, Таблица 5) установлено, что в исследованных Z18Y, ZYM образцах происходит образование искаженной флюоритной фазы оксида циркония (частично аморфизованной), со значительными дефектами по анионной и катионным подрешеткам.

Пониженное значение координационных чисел для расстояния цирконий – кислород и укорочение длинны связи (в сравнении с таковыми для массивного репера) однозначно свидетельствует об образовании кислородных вакансий. Показано присутствие искаженной фазы оксида иттрия, с незначительными дефектами по анионной и катионным подрешеткам.

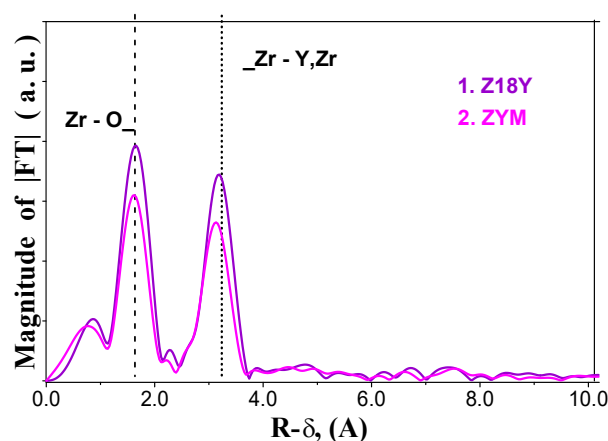


Рисунок 56. Кривые РРА - Функции радиального распределения атомов локального окружения относительно циркония для исследованных образцов: 1) Z18Y, 2) ZYM.

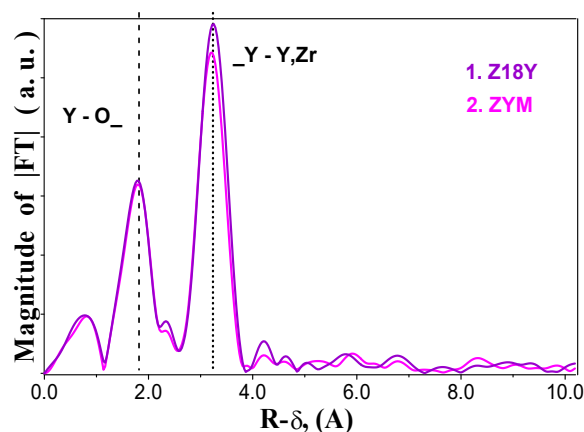


Рисунок 57. Кривые РРА - Функции радиального распределения атомов локального окружения относительно иттрия для исследованных образцов: 1) Z18Y, 2) ZYM.

Работа выполнена в сотрудничестве ИЯФ СО РАН (Новосибирск) с ИК СО РАН (Новосибирск) и ИМЕТ РАН (Москва).

Таблица 4. Состав и обозначение образцов.

Образец	Состав образцов
Z18Y	82% ZrO <sub>2</sub> + 18% Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> Zr <sub>0.695</sub> Y <sub>0.305</sub> O <sub>1.848</sub> Y <sub>0.152</sub>
ZYM	86.5% ZrO <sub>2</sub> + 9% Y <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + 4.5% MgO Zr <sub>0.794</sub> Y <sub>0.165</sub> Mg <sub>0.041</sub> O <sub>1.876</sub> Y <sub>0.124</sub>

Таблица 5. Данные EXAFS локального окружения Zr для исследованных Z18Y, ZYM образцов (R – расстояние, Å; N - координационные числа, D-W~0,009-0,014). Исходная базовая структура - флюорит.

№	Z18Y		ZYM		ZrO <sub>2</sub> cub.	
	R, Å	N	R, Å	N	R, Å	N
Zr-O	2,20	7,8	2,17	6,1	2,19-2,21	8,0
Zr-Zr(Y)	3,53	7,5	3,51	6,2	3,55-3,65	12,0

Таблица 6. Данные EXAFS локального окружения Y для исследованных Z18Y, ZYM образцов (R – расстояние, Å; N - координационные числа, D-W~0,009-0,012). Исходная базовая структура - флюорит.

№	Z18Y		ZYM		Y2O3 Reper	
	R, Å	N	R, Å	N	R, Å	N
Y-O	2,27	5,9	2,26	5,7	2,25- 2,29	6,0
Y-Y(Zr)	3,59	8,4	3,59	8,1	3,55- 3,62	12,0

*XAFS исследование одноатомных (single-atom) катализаторов Ni на N-допированном углеродном носителе.*

Водород является одним из наиболее перспективных источников энергии, который мог бы заменить используемые в настоящее время природный газ и нефть. В то же время использование водорода сопряжено с трудностями, связанными с его хранением и транспортировкой. Получение водорода из различных органических соединений является современной тенденцией в катализе. Никель способен образовывать одиночные атомы (катионы) на поверхности легированного азотом углерода, которые могут быть активными центрами в реакции разложения муравьиной кислоты для получения водорода. В работе представлены результаты XANES/EXAFS исследования одноатомных катализаторов, имеющих стабильную активность и высокую селективность.

Измерения рентгеновских спектров поглощения были выполнены на станции EXAFS спектроскопии Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения (СЦСТИ ИЯФ СО РАН). Рентгеновские спектры поглощения в районе Ni-K края получены режимах “на прохождение” и “выхода флюоресценции” в диапазоне 650 эВ выше края поглощения с использованием двойного кристалла-монокроматора Si (111).

XANES данные и локальное окружение никеля моделировались с использованием программ FEFF 9.0 и EXCURVE в пространстве волновых векторов ( $\Delta k = 3-11 \text{ \AA}^{-1}$ ). Анализ спектров XANES (Ni-K край) и кривых PPA исследуемых образцов (различной предыстории и процентного содержания никеля) проводился путем сравнения с таковыми для металлической никелевой фольги. Выполнено комплексное моделирование (Рисунок 58, Таблица 7) каталитического центра никеля по данным XANES и EXAFS (Ni-K край). Показано, что атом никеля локализуется в плоскости графена (искаженная структура) в четырех-координированном окружении атомами азота.

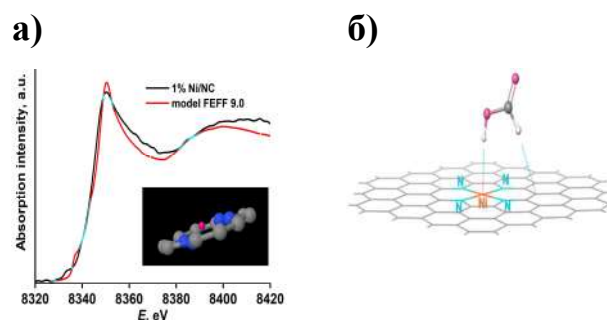


Рисунок 58. Экспериментальные и расчетные данные XANES для низкопроцентного образца 1% Ni/C (a) и модель взаимодействия молекулы *цис*-муравьиной кислоты с каталитическим центром.

Таблица 7. Данные EXAFS моделирования локального окружения Ni для исследованных каталитических образцов (R - расстояния, Å; N - координационные числа).

Образец	Сфера	N	R (Å)
1Ni/C	Ni-O	3,0	2,08
	Ni-Ni	5,3	2,51
1Ni/CN	Ni-N	4,5	2,00
6Ni/CN	Ni-O	5,3	2,07

Работа выполнена в сотрудничестве ИЯФ СО РАН (Новосибирск) с ИНХ СО РАН (Новосибирск) и ИК СО РАН (Новосибирск).

*EXAFS исследование легированных TiTa слоев, полученных электронно-лучевым способом, после обработки в HNO<sub>3</sub>.*

В атомной промышленности проводят переработку отработанного ядерного топлива с помощью PUREX-процесса. Процесс ведут в агрессивных условиях – путем растворения использованных топливных элементов в кипящей концентрированной HNO<sub>3</sub> в хим-реакторах из конструкционных спечсплавов. Метод электронно-лучевой наплавки успешно применяется для получения таких систем. Схема процесса наплавки для приготовления титан-танталовых образцов представлена на Рисунке 59.

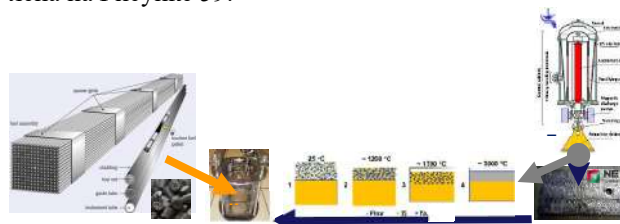


Рисунок 59. Схема процесса электронно-лучевой наплавки для приготовления титан-танталовых образцов.

Исследования коррозионных процессов позволят выработать рекомендации для создания спецсплавов, с улучшенными параметрами. Установка процесса исследования коррозионной стойкости показана на Рисунке 60.

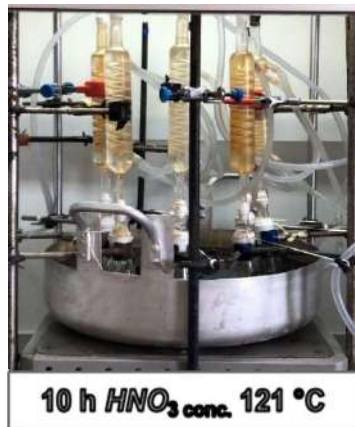


Рисунок 60. Установка процесса исследования коррозионной стойкости приготовленных титан-танталовых образцов и образцов сравнения.

Представленная работа посвящена EXAFS исследованию поверхности легированных танталом слоев титана, сформированных электронно-лучевой наплавкой, после длительной обработки в кипящем растворе  $\text{HNO}_3$ .

Методом EXAFS спектроскопии детально исследована локальная структура системы Ti-Ta, как со стороны титана (Рис. 61), так и со стороны тантала (Рис. 62).

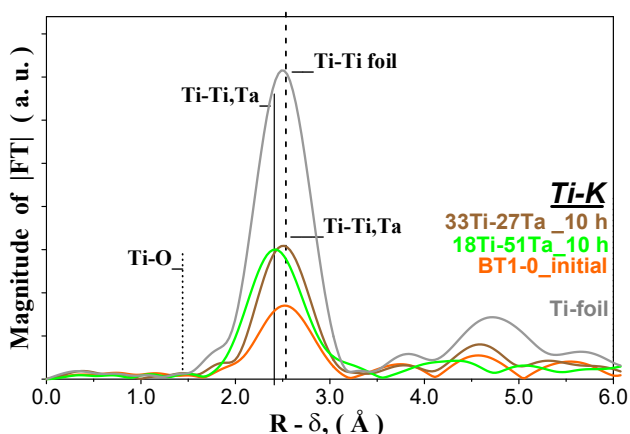


Рисунок 61. Кривые PPA - Функции радиального распределения атомов локального окружения относительно титана для исследованных образцов.

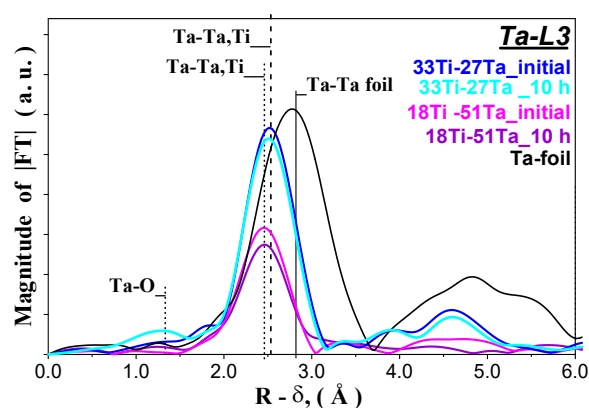


Рисунок 62. Кривые PPA - Функции радиального распределения атомов локального окружения относительно тантала для исследованных образцов.

Спектры EXAFS (Ti-K, Ta-L3 края) для всех приготовленных образцов и реперных соединений регистрировали на 8 канале комплекса ВЭПП-3/ВЭПП-4М в Сибирском Центре Синхротронного и Терагерцового Излучения (СЦСТИ) по методикам на пропускание и по выходу флуоресценции, при энергии электронов 2 ГэВ и среднем токе в накопителе во время измерения 90 мА. В качестве монохроматора использовали разрезной моноблочный кристалл-монохроматор Si(111). Шаг при измерении EXAFS спектров составлял  $\sim 1,5$  эВ. Для регистрации рентгеновского излучения использовались ионизационные камеры и флуоресцентный детектор "Scionix".

Выделение осциллирующей части  $\chi(k)$  производили по стандартной методике. Предкраевую часть экстраполировали на область EXAFS-осцилляций полиномами Викторина. Плавная часть спектра поглощения проводилась при помощи кубических сплайнов. В качестве начальной точки EXAFS-спектра  $E_0$  бралась точка перегиба на краю поглощения.

Для получения функции радиального распределения атомов (PPA) использовался модуль Фурье-преобразования  $k^3\chi(k)$  в интервале волновых чисел  $3,0-12,0\text{Å}^{-1}$ . Извлечение структурной информации, то есть определение расстояний (R), координационных чисел (CN) и факторов Дебая проводили путем моделирования спектров с помощью программ VIPER, EXCURV92 после предварительной Фурье-фильтрации с привлечением литературных рентгеноструктурных данных для реперных массивных соединений, при фиксированных значениях факторов Дебая ( $2\sigma^2 = 0,007-0,011, \text{Å}^2$ ).

Установлено, что увеличение концентрации Ta приводит к неупорядоченному состоянию системы. Образование неупорядоченных структур связано с неравновесностью поверхностного процесса и быстрым охлаждением наплавленных слоев.

Показано влияние концентрации тантала на стойкость исследуемых образцов к окислению.

Работа выполнена в сотрудничестве ИЯФ СО РАН (Новосибирск) с ИК СО РАН (Новосибирск).

### Работы на станции LIGA ВЭПП-3.

На станции рентгеновской литографии (LIGA ВЭПП-3) проводились исследования полиметилметакрилата с молекулярной массой  $10^7$  г/моль, синтезированного методом ионной полимеризации с радиационным иницированием. Анализ спектра показал, что синтезированный полимер является синдиотактическим. При термическом разложении исходного полимера процесс потери массы можно разделить на три этапа: низкотемпературный, среднетемпературный и высокотемпературный. Исчезает ярко выраженный тепловой эффект плавления полимера даже после воздействия минимальных доз ионизирующего излучения. Обнаружено сравнительно быстрое снижение молекулярной массы под действием рентгеновского излучения в диапазоне доз до  $100 \text{ Дж/см}^2$  и увеличенный относительно исходного состояния разброс размеров молекул. В частности, полидисперсность при малых дозах приблизительно в 3,5 раза выше, чем при дозах порядка  $10 \text{ кДж/см}^2$ . Достигнута скорость проявления изображения, примерно в пять раз большая, чем в случае полимера с молекулярной массой  $10^6$  г/моль в стандартных условиях. Контраст составил величину 3,4. С помощью синхротронного излучения рентгеновского диапазона на источнике ВЭПП-3 осуществлено микроstructuring методом рентгеновской литографии (Рис.63). Получены микроstructures высотой до 5 мкм и диаметром около 2 мкм.

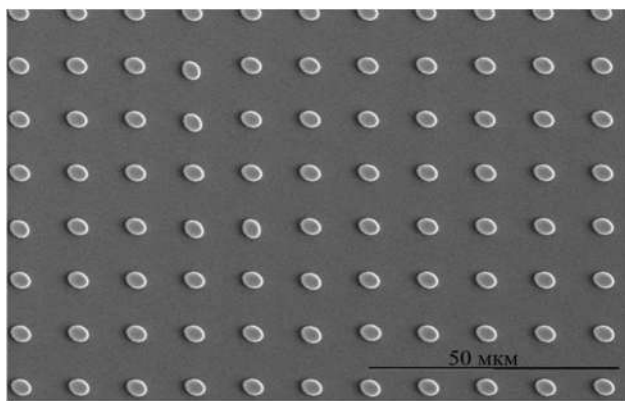


Рисунок 63. Электронно-микроскопическое изображение массива микроstructures, полученных в синтезированном ПММА с молекулярной массой  $10^7$  г/моль. Высота микроstructures 4 мкм.

Также было проведено экспериментальное изучение подавления шумов изображения стоматологического визиографа, вызванных рассеянным излучением в рентгеновском диапазоне спектра. Для подавления шумов использовался растр из никеля, изготовленный с использованием глубокой рентгеновской литографии. С помощью разработанного растра проведены эксперименты по определению качества изображения, получаемого на стандартном стоматологическом визиографическом комплексе с матричным ПЗС-детектором SIRONA и рентгеновском аппарате Heliodent Plus. Напряжение на рентгеновской трубке составляло

60 кВ, при этом максимум в спектре излучения находится в диапазоне 30-40 кэВ.

Размещение растра непосредственно перед детектором позволило подавить фон, вызванный рассеянным излучением, и увеличить отношение сигнал/шум как на участках с низкой оптической плотностью, так и на участках с высокой оптической плотностью. На рисунке 64 показаны размеры используемого датчика и пикселей. На рисунке 64 представлено позитивное изображение зуба с трассировкой через корневой канал, полученное с использованием растра и без него.

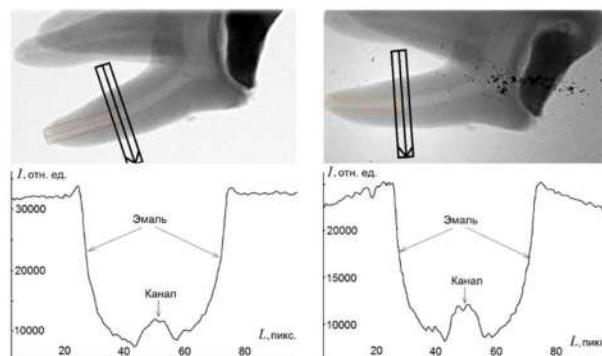


Рисунок.64. Рентгеновской изображение с трассировкой поперёк корневого канала: - без растра (слева) и с растром (справа). По оси абсцисс – расстояние в пикселях, по оси ординат – интенсивность.

При сравнении изображений видно, что детали корневого канала лучше разрешены на изображении, сделанном с растром. Функция передачи модуляции (МТФ), рассчитанная для размера пиксела  $20 \times 20 \text{ мкм}$  для изображения, полученного с растром, имеет большие значения, чем аналогичная, рассчитанная без растра. В частности, абсолютные значения пространственного разрешения на уровне отсечки шумов (0,265) составляют 63,5 мкм и 67,1 мкм, соответственно.

Таким образом, экспериментально показано, что размещение LIGA-растра непосредственно перед ПЗС-детектором позволяет отсечь рассеянное излучение и увеличить соотношение сигнал/шум при незначительном уменьшении яркости снимка.

В отличие от существующих больших одномерных растров, применяемых, например, при рентгеновской съемке легких, данный растр – двумерный, что позволяет лучше фильтровать вторичное излучение. Установлен более высокий контраст пульпы и щели между пломбой и зубом в случае применения растра, что подтверждается для изображения зубного канала и оптически плотной пломбы. Улучшение контраста и отношения сигнал/шум имеет место как на участках с низкой плотностью (щель), так и на участках с высокой плотностью (пломба) и составляет для данного никелевого растра величину 20-30 %. Для дальнейшего развития методики и улучшения эффекта фильтрации рассеянного излучения предполагается в дальнейшем создать растры из материала с более высокой оптической плотностью и каналами меньшего диаметра, ориентированными на фокус рентгеновской трубки.

Исследовался, разрабатываемый в НИОХ СО РАН, негативный фоторезист на основе тетраакрилатного мономера и тиол-силоксанового олигомера, применительно к формированию микроструктур рентгенолитографическим методом. Были подобраны условия нанесения и проявления резиста, подобраны дозы экспонирования, получены тестовые микроструктуры (столбики  $40 \times 40 \times 180$  мкм). Установлено, что исследуемый материал является перспективным для создания высокоаспектных структур. Сотрудниками НИОХ планируется дальнейшая модернизация исследуемого материала с целью повышения порога чувствительности к рентгеновскому излучению.

По результатам работ были опубликованы следующие статьи:

1. В. П. Назьмова, А. В. Варанд, М. А. Михайленко, Б. Г. Гольденберг, И. Ю. Просанов, К. Б. Герасимов, ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТ С МОЛЕКУЛЯРНОЙ МАССОЙ  $10^7$  Г/МОЛЬ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЛИТОГРАФИИ, Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования, 2023.
2. В. П. Назьмов, Б. В. Шеплев, Е. И. Пальчиков, А. В. Долгих, М. С. Самойленко, Т. В. Салошенко, ПРИМЕНЕНИЕ LIGA-РАСТРОВ ДЛЯ ФИЛЬТРАЦИИ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДЕНТАЛЬНОЙ РЕНТГЕНОГРАФИИ, Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования, 2023.

### Оптимизация методов дифракционного анализа в жестком рентгеновском диапазоне на станции.

С использованием рентгеновского излучения в диапазоне от 50 до 70 кэВ методом функции радиального распределения атомов (ФРРА) была получена информация о структуре в металлических системах Fe-C вблизи точки плавления. Было выполнено сравнение полученных нами данных с расчетами, сделанными группой из РФЯЦ-ВНИИТФ проводящих теоретические исследования механизмов плавления и кристаллизации металлических систем на основе метода молекулярной динамики. Экспериментальные данные, полученные с использованием дифракции рентгеновского излучения для стали 10 и стали 70 имеют хорошее соответствие с парнокорреляционными функциями рассчитанными методом компьютерного моделирования.

Для исследования структуры металлов вблизи точки плавления была разработана экспериментальная ячейка, основанная на аэродинамической левитации шарообразной мишени в потоке инертного газа [1-2].

Схема экспериментальной ячейки с использованием аэродинамической левитации приведена на рисунке 65. Исследуемый металлический образец шарообразной формы, диаметром 3 мм, помещался в воронку с угловым раскрытием  $120^\circ$ . Воронка, выполненная из

латуни, имела в основании канал диаметром 1,5 мм через который подавался аргон. Расход инертного газа регулировалась ротаметром в пределах 0,3-0,6 литров/мин. Скорость истечения газовой струи позволяла шару начать парить в воронке на высоте 50-100 мкм. Аэродинамическая левитация позволяла термически развязать шар с основным корпусом экспериментальной ячейки, что предоставляло возможность нагревать исследуемый образец до температуры свыше  $1800^\circ\text{C}$ . Нагревание осуществлялось за счет использования мощного лазерного излучения, сфокусированного на верхнюю часть шарообразной мишени. Для более равномерного разогрева образца размер пятна лазерного излучения соответствовал диаметру шарика (3 мм). Фотография установки для проведения рентгеноструктурных исследований с использованием аэродинамической левитации приведена на рисунке 66.

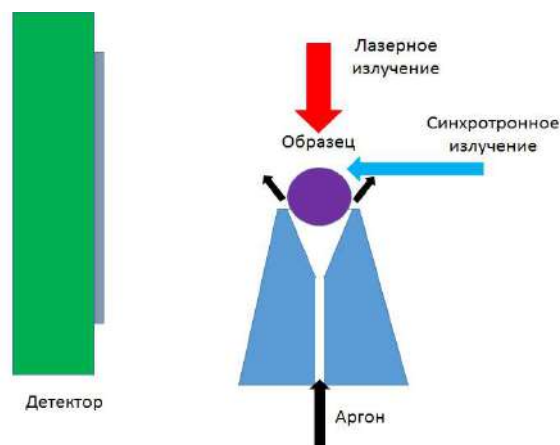


Рисунок 65. Схема экспериментальной ячейки с использованием аэродинамической левитации.



Рисунок 66. Установка для проведения рентгеноструктурных исследований с использованием аэродинамической левитации

Для контроля температуры, как и в предыдущих исследованиях, использовался пирометр Opttris CTlaser 3MН3-CF3-CB3, позволяющий проводить измерения области нагрева диаметром 2 мм на расстоянии 200 мм.

Для того чтобы избежать окисления образца во время проведения исследований экспериментальная

ячейка была полностью изолирована от внешней атмосферы. На рисунке 67 приведена фотография экспериментальной ячейки оборудованной системой окон, использующихся для ввода лазерного и рентгеновского излучения, а также окнами позволяющих проводить температурный и визуальный контроль образца. В экспериментальной ячейке был предусмотрено водяное охлаждение, позволяющее стабилизировать корпус при температуре 30° - 40°C, что обеспечивало возможность проведения длительных экспериментов при фиксируемых условиях.

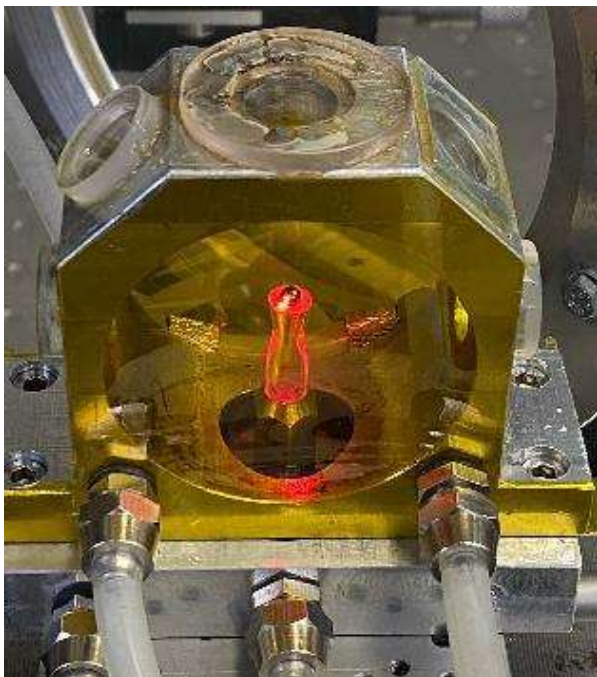


Рисунок 67. Фотография экспериментальной ячейки.

Для нагрева образца использовался иттербиевый волоконный лазер ЛК-500-ОМ-В фирмы «PG IRE-Polus». Минимальная мощность лазера при стабильной генерации составляла 50 Вт. Однако при такой мощности излучения образец в течении нескольких секунд нагревался до температур 1300°-1400°C, что приводило к нестабильному положению шарика в экспериментальной ячейке. Для плавного повышения температуры образца использовалось временная модуляция лазерного излучения мощностью 200 Вт с частотой 100 Гц и изменяемой скважностью от 0 до 100 %. Такой подход позволял регулировать заданную температуру образца с точностью 30°C.

Для проведения рентгеноструктурных исследований использовалось рентгеновское излучение в диапазоне от 50 до 70 кэВ, с монохроматичностью на уровне  $\Delta E/E=10^{-3}$ , генерируемое на канале вывода синхротронного излучения (СИ) из 9-ти полюсного вогнутого ВЭПП-4М ИЯФ СО РАН [3]. Энергия монохроматического излучения выбиралась из двух соображений. С одной стороны, сечение взаимодействия рентгеновского излучения с материалом образца должно быть

высоким, чтобы обеспечить хорошую статистику регистрируемых данных, при этом требуется выбрать длинноволновую часть спектра.

С другой стороны, для корректного вычисления функции радиального распределения атомов (ФРРА), требуется дифракционные данные в области больших волновых векторов [4,5]. А так как область рентгеновского детектора ограничена диаметром 345 мм, необходимо было использовать коротковолновую область спектра СИ. Рассеяние от образца регистрировалось детектором Mar345. Детектор обладал низким шумом считывания, который был существенно меньше сигнала от единичного рентгеновского фотона, и фактически 100 % эффективностью регистрации. Это позволяло детектировать дифракционный сигнал от образца исследования с необходимой статической точностью за 2-3 минуты.

В ходе проводимых исследований были получены дифракционные данные от образцов из стали 10 и стали 70 снятых при температуре плавления. Картина дифракционного рассеяния от образцов исследования приведены на рисунках 68 и 69.



Рисунок 68. Дифракционные данные от образца из стали 10 снятого при температуре плавления.

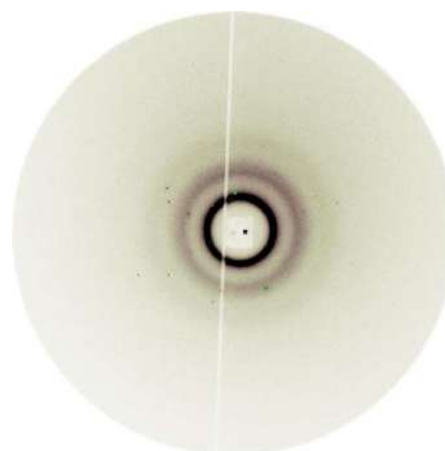


Рисунок 69. Дифракционные данные от образца из стали 70 снятого при температуре плавления.



Были выполнены сравнения полученных данных методом ФРРА с теоретическими расчетами, сделанными группой из РФЯЦ-ВНИИТФ проводящих теоретические исследования механизмов плавления и кристаллизации металлических систем на основе метода молекулярной динамики. Экспериментальные данные, полученные с использованием дифракции рентгеновского излучения хорошо совпадают с ФРРА полученной методом компьютерного моделирования для стали 10 и стали 70 (рисунки 70 и 71).

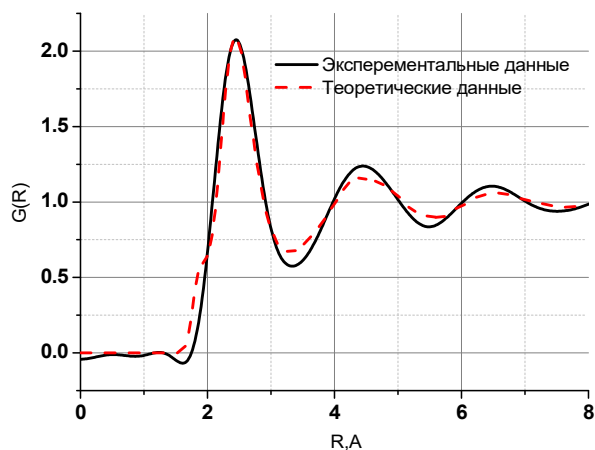


Рисунок 70. Сравнение экспериментальных и модельных данных для образца стали 10 полученных при температуре плавления.

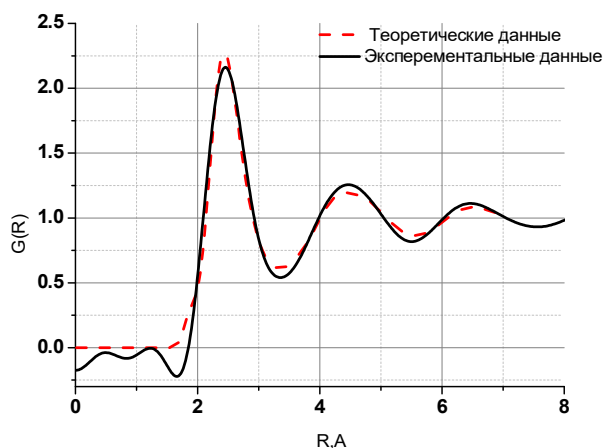


Рисунок 71. Сравнение экспериментальных и модельных данных для образца стали 70 полученных при температуре плавления.

На экспериментальных и расчетных данных наблюдается хорошее соответствие положений максимумов и координационных чисел.

Положение второго максимума обуславливается изменением структуры расплава. Смещение его положения определяется объемной долей нанокластеров, которая может быть оценена с точностью в несколько процентов. На основе экспериментальных данных объемная доля наноразмерных кластеров в образцах составила 2-4%, что согласуется с данными молекулярного моделирования, полученными в РФЯЦВНИИТФ.

Список использованных источников:

1. D. Langstaff, M. Gunn, G. N. Greaves, A. Marsing, and F. Kargl Aerodynamic levitator furnace for measuring thermophysical properties of refractory liquids // Review of Scientific Instruments. -2013. – Vol. 84, №124901
2. Louis H., Moritz D., Weber R., Meyer A., Chapter 10 - High-Temperature Levitated Materials //Experimental Methods in the Physical Sciences, Academic Press, -2017. –Vol. 49, P. 583-636
3. Baranov, G., Borin, V., Zhuravlev, A., Zolotarev, K., Karnaev, S., Kuper, K., Levichev, E., Meshkov, O., Mishnev, S., Nikolaev, I., Nikolenko, A., Piminov, P. Experiments with Synchrotron Radiation at the VEPP-4M //Journal of Surface Investigation, -2020.- Vol. 14 (1), P. 150-154.
4. Вайнштейн Б.К. К теории метода радиального распределения //Кристаллография. –1957. Т. 2, вып. 1. - С. 29-37.
5. Скрышевский А.Ф. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел. –М.: Высш. школа, 1980. - 328 с.

#### *In situ* применение синхротронного излучения для анализ фазового состава функционально градиентного материала.

Исследование последовательности фазовых превращений, происходящих при нагревании и последующим охлаждении алюминиевых сплавов, является важной задачей позволяющей создавать условия получения материалов с заранее запланированными свойствами. Для решения этих проблем необходимо обеспечить возможность получение данных об изменении структуры сплавов с высоким временным и пространственным разрешением.

В процессе сварки происходит изменение фазового состава образцов как в физическом, переход из твердое в жидкое, так и в химическом смысле, образование или распад соединений. Данные преобразования несомненно меняют микрокристаллическую структуру образцов. Из расплавов при кристаллизации в зависимости от градиента остывания образуются кристаллиты, отличающиеся не только размером, но и выделенной направленностью кристаллографических осей. Поэтому при исследовании фазовых трансформаций металлических сплавов в зависимости от температуры необходимо получать полную информацию о дифракционном рассеянии на образце. Для таких исследований наиболее адекватным является использование двух-координатного рентгеновского детектора позволяющего получать информацию о размерах зерен и получение выделенной кристаллографической направленности (текстуре) образца. Однако время считывания двух-координатного рентгеновского детектора может составлять несколько минут, что является неприемлемым при исследованиях динамики кристаллизации в образце, происходящих за доли секунд.

Для выхода из сложившейся ситуации была предложена следующая концепция работы с двух-координатным детектором позволяющая *in situ* анализ фазового состава алюминиевых сплавов во время кристаллизации с временным разрешением на уровне 0,02-0,04 секунды.

В качестве нагревателя использовался иттербиевый волоконный лазер ЛК-500-ОМ-В фирмы «IPG IRE-Polus».

Для плавного и более точной настройки мощности лазерного излучения использовалась временная модуляция на частоте 100 Гц. При настройке режима изменялась скважность разрешающего сигнала от 0 до 100 %, подающегося на аналоговый вход блока управления лазером. Такой подход позволял регулировать заданную мощность излучения с точностью лучше, чем 1%.

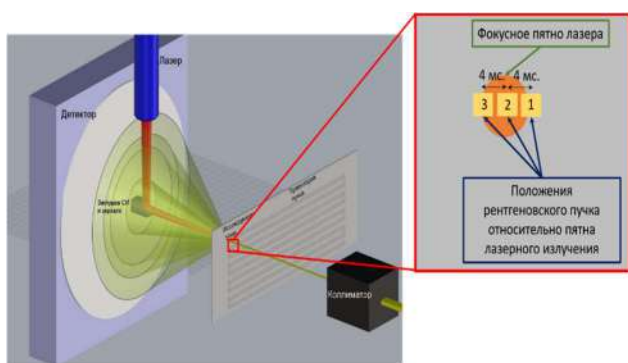


Рисунок 72. Концепция работы с двух-координатным детектором позволяющая *in situ* анализ фазового состава алюминиевых сплавов во время кристаллизации с временным разрешением на уровне 0,02-0,04 секунды.

Луч лазера направленный вниз и отраженный под углом  $45^\circ$  падал перпендикулярно на пластину из исследуемого алюминиевого сплава (рис. 72). Пластина перемещалась в поперечном излучению направлении со скоростью  $v$  равной 5-10 мм/сек. Поэтому время взаимодействия лазерного излучения с конкретной областью пластины составляло величину  $t=S_f/v$ , где  $S_f$  размер фокусного пятна лазера. В нашем случае размер пятна составлял около 200 мкм, а время взаимодействия соответственно 20-40 мсек.

Для получения структурной информации о материале пластины на встречу лазерному излучению с другой стороны пластины под нормальным углом пускался луч монохроматического рентгеновского пучка. Размер рентгеновского пучка формировавшийся во время эксперимента был квадратной формы с размером  $200 \times 200$  мкм<sup>2</sup>. Для регистрации дифракционного рассеяния на образце использовался двух координатный детектор рентгеновского излучения Маг345. Меняя положение монохроматического излучения относительно фокусного пятна лазера мы получали данные о фазовом состоянии диска непосредственно перед фронтом, вовремя и после взаимодействия лазерного излучения с пластиной. При этом временное разрешение данных получаемых в ходе исследования, определялось отношением размера пятна монохроматического

рентгеновского излучения к линейной скорости пластины, то есть временное разрешение было на уровне 20-40 мсек.

Для проведения рентгеноструктурных исследований использовалось рентгеновское излучение в диапазоне от 40 до 50 кэВ, с монохроматичностью на уровне  $\Delta E/E=10^{-3}$ , генерируемое на канале вывода синхротронного излучения (СИ) из 9-ти полюсного вогнутого ВЭПП-4М ИЯФ СО РАН.

В модернизированной схеме эксперимента пластина из алюминиевого сплава находилась под углом  $45^\circ$  к лазерному и рентгеновскому излучению (рис. 74).



Рисунок 73. Прогорание зеркала, отражавшего лазерное излучение.

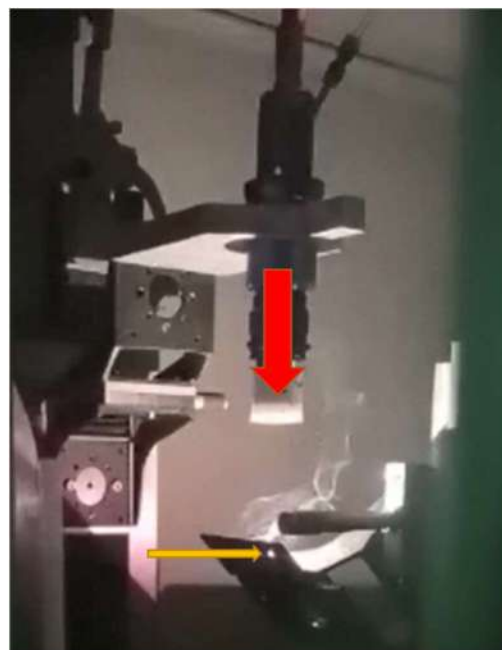


Рисунок 74. Модернизированная схема эксперимента.

Первые эксперименты показали, что зеркала, отражавшие инфракрасное излучение лазера не выдержали подводимой мощности и прогорали (рис.73). Поэтому пришлось изменить схему проведения исследований так, чтобы исключить использование зеркала для лазерного излучения.

К сожалению, использование такого подхода сильно усложнило юстировку требующуюся для совмещения лазерного и рентгеновского излучения, а также сделала невозможным использование защитной инертной

атмосферы, предусмотренной в предыдущей версии эксперимента.

Отсутствие защитной атмосферы привело к частичному окислению образца из алюминиевого сплава, что в свою очередь существенно повлияло на механизм и скорость кристаллизации (рис. 75).



Рисунок 75. Окисление образца из алюминиевого сплава.

На рисунках 76 и 77 приведены дифракционные данные, полученные для образца алюминиевого сплава 1441 до и во время плавления с использованием лазерного излучения. Видно, что при плавлении существенно меняется характер текстуры образца, а также видно образование гало в районе 7,5 градусов, что свидетельствует о формировании жидкой фазы.

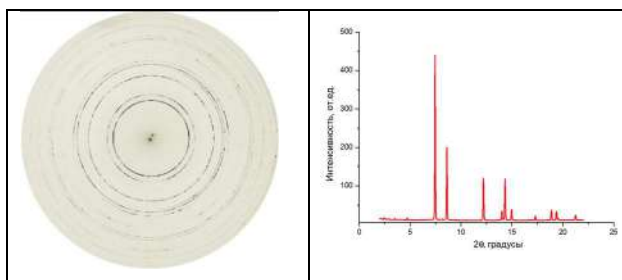


Рисунок 76. Дифракционные данные от исходного образца алюминиевого сплава 1441.

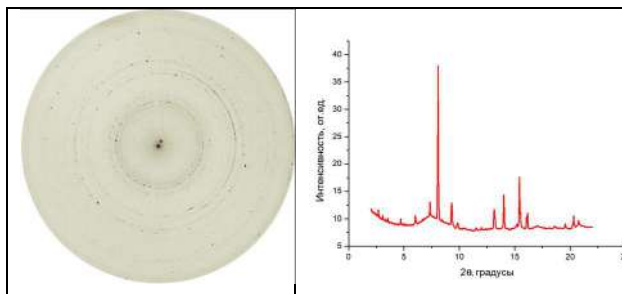


Рисунок 77. Дифракционные данные при лазерном плавлении образца алюминиевого сплава 1441.

### *Развитие биомедицинских приложений в жестком рентгеновском диапазоне.*

Для проведения томографических исследований лабораторных животных, на базе станции СИ «Жесткая рентгеноскопия» был разработан стенд, позволяющий проводить как конвенциональную съемку, так и съемку с использованием метода получения фазово-контрастных изображений. Стенд позволяет максимально корректно зафиксировать животное без причинения ему вреда с сохранением всех жизненно важных функций.

Стенд для проведения томографической съемки лабораторных животных представлен на рисунке 78. Установка состоит из трех основных узлов: позиционер лабораторных животных, кристалл-анализатор и детектор рентгеновского излучения.

Позиционер позволяет проводить томографическую съемку животного с использованием необходимого количества проекций, полученных в угловом диапазоне от 0° до 180°. Животное подвешивается в пластиковой колбе за передние зубы, такой подход обеспечивает максимально корректную фиксацию мыши, находящейся в анестетическом сне. Точность позиционирования животного относительно пучка СИ и детектора рентгеновского излучения составляет 1 мкм при линейных перемещениях и 0,001° при угловых перемещениях.



Рисунок 78. Стенд для проведения томографической съемки лабораторных животных.

Детектор рентгеновского излучения позволяет получать изображения в виде матрицы 2000x2600 пикселей, с размером одного пикселя 51x51 мкм. Динамический диапазон регистрации детектора составляет 16 бит. Съемка животных проводится в монохроматическом излучении, что позволяет, варьируя рабочую длину волны выбирать оптимальный контраст в регистрируемых изображениях. Энергетический диапазон рентгеновского излучения, в котором может проводиться томографические исследования лежит в пределах от 25 до 85 кэВ. Степень монохроматичности излучения находится на уровне  $10^{-3}$ , это обеспечивает возможность использование техники фазового контраста.

Для получения фазово-контрастных изображений используется кристалл-анализатор [1-2], представляющий собой монокристаллический кремний с рабочей кристаллографической плоскостью (111).

На рисунке 79 представлено изображение лабораторной мыши, полученное методом рентгеновской вычислительной томографии с использованием фазо-контрастной техники. Для томографической реконструкции лабораторной мыши использовалось 180 угловых проекций, полученных за 45 минут.

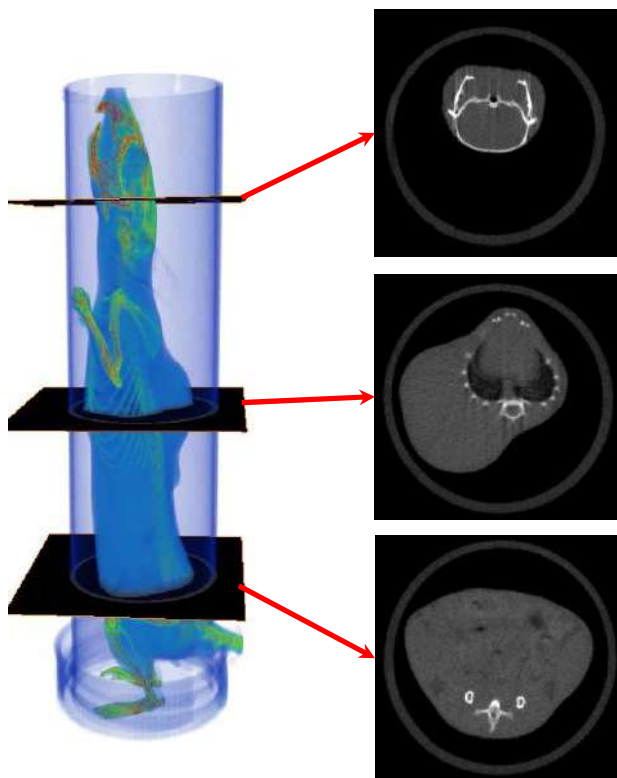


Рисунок 79. Изображение лабораторной мыши полученное методом рентгеновской вычислительной томографии и набор вертикальных срезов выполненных на разных уровнях.

Список использованных источников

1. D. Chapman, W. Thomlinson, R. E. Johnston et al. Diffraction enhanced x-ray imaging // Phys. Med. Biol. 42 (1997) pp. 2015–2025.
2. D. M. Connor • Z. Zhong Diffraction enhanced x-ray imaging // Curr Radiol Rep (2014) 2:55

*Вакуумно-плотная слабо проводящая керамика для снятия статического заряда со стенок вакуумных керамических камер.*

В вакуумных камерах современных ускорителей электронов устанавливаются устройства, изготовленные из керамики. Во время работы ускорителя керамические изделия могут бомбардироваться рассеянными на остаточном газе электронами. В результате этой бомбардировки на поверхности керамики скапливается заряд. Этот заряд негативно влияет на движение электронов в ускорителе за счет изменения их траектории движения.

К керамическим материалам, которые применяются в качестве элемента вакуумной системы для снятия статического заряда с внутренних поверхностей камер, предъявляют дополнительные требования, такие как вакуумная плотность и механическая прочность [1]. Были получены порошковые композиции на основе алюминатов бария с токопроводящими добавками. В качестве добавок использовали оксид железа (III), многостенные углеродные нанотрубки (МУНТ), гидроксид лития. Порошки смешивали в активаторе АГО-3 [2] при 60g в течение 60 секунд. Составы порошковых композиций представлены в таблице 8.

Таблица 8. Состав порошковых композиций.

Порошковые композиции	Состав, мас. %					Удельная поверхность, м <sup>2</sup> /г
	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	МУНТ	BaO	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	LiOH	
1	79,96	-	20,04	-	-	99,0
2	61,95	-	18,64	19,41	-	23,2
3	61,33	1,0±0,001	18,45	19,22	-	42,5
4	61,60	-	15,50	19,30	0,6	9,8

Для определения средней плотности, объемной усадки и предела прочности при сжатии получали заготовки цилиндрической формы диаметром 10 и высотой 1 мм, для определения удельной электрической проводимости – в форме таблетки диаметром 8 и высотой ~ 3 мм, для исследования герметичности – в форме таблетки диаметром 25 и высотой ~ 6 мм. Далее образцы сушили на воздухе, затем в сушильном шкафу при температуре 200 °С. После сушки образцы помещали в тигель и засыпали термостойким материалом для предупреждения контакта между образцами и их деформации. Затем проводили обжиг при температуре 1600 °С. Обжиг при режиме 1 проводили в электропечи в воздушной среде, при режиме 2 – предварительный обжиг в воздушной среде, затем горячее изостатическое прессование (ГИП) в атмосфере аргона. Свойства образцов керамики даны в таблице 9.

Таблица 9. Физико-механические свойства образцов керамики.

Образцы керамики	Плотность после обжига, г/см <sup>3</sup>		Объемная усадка после обжига, %		Предел прочности при сжатии, МПа	Твердость, HV 20	Вязкость разрушения, МНм <sup>-3/2</sup>	Вакуумные испытания		
	1*	2	1	2				Давление, мбар	Продолжительность испытания, мин	Напряжение (скорость утечки гелия) мбар·л/сек
	1	2	1	2						
1	2,64	-	24,3	-	351,6	-	-	-	-	-
2	3,67	3,39	39,4	37,9	542,7	721	7,4	(1,5-2)	5	3·10 <sup>-7</sup>
3	3,78	3,39	42,2	37,0	678,5	817	7,02	(5)-10	30	< 8·10 <sup>-10</sup>
4	3,75	3,31	39,1	36,1	597,1	915	6,4	-2	30	< 8·10 <sup>-10</sup>

1\* , 2 – режимы обжига

Все образцы керамики, полученные с применением ГИП, обладают меньшей плотностью. Наибольшей прочностью при сжатии обладают образцы 3 и 4, твердостью – образец 4, при этом величина вязкости разрушения для него минимальная по сравнению с другими образцами.

Для образцов 2-4, полученных при режиме 1, была определена герметичность по скорости утечки гелия. Вакуумной плотностью обладают образцы 3 и 4, обработанные в окислительной среде. Скорость утечки гелия для них составляет менее  $5 \cdot 10^{-10}$  мбар·л/сек (критерий приемки –  $1 \cdot 10^{-9}$  мбар·л/сек).

Проводимость образца 2 сильно зависит от температуры и варьируется в диапазоне  $3,09 \cdot 10^{-8}$  -  $2,14 \cdot 10^{-5}$  См/см. Удельная электрическая проводимость при температуре  $90 \div 300$  °С, См/см, образца 3 ( $3,09 \cdot 10^{-8} \div 2,14 \cdot 10^{-5}$ ) и образца 4 ( $1,50 \cdot 10^{-7} \div 1,05 \cdot 10^{-4}$ ) достаточна, чтобы предотвратить опасные накопления заряда.

Список литературы:

1. Shutilov R.A., Kuznetsov V.L., Moseenkov S.I., Karagedov G.R., Krasnov A.A., Logachev P.V. Vacuum-tight ceramic composite materials based on alumina modified with multi-walled carbon nanotubes // Materials Science and Engineering: B. 2020. Т. 254. Art. No 114508.
2. <http://www.solid.nsc.ru/developments/equipments/ago3/>.

*Исследование возможности получения пучков синхротронного излучения с наноразмерным сечением для исследования структуры детонационного фронта на источнике фотонов СКИФ: модельный эксперимент на ВЭПП-4 с использованием рефракционных рентгеновских линз.*

Современные источники синхротронного излучения (СИ) позволяют получать пучки рентгеновского излучения с сечением в несколько нанометров. Это достигается благодаря малому эмиттансу ускорителя и использованию современной рентгеновской оптики. Коллектив авторов данной работы исследовал возможность получения пучков СИ с наноразмерным сечением для исследования структуры детонационного фронта на источнике фотонов СКИФ с пикосекундным временным разрешением.

Выполнены теоретические расчеты оптической схемы (Рис. 80), использующей составные рентгеновские рефракционные линзы (РРЛ). Показано, что РРЛ можно использовать для фокусировки не только монохроматического, как утверждается в литературе [1], но и полихроматического излучения. Из расчетов следует, что при вертикальном размере в 6 мкм электронного пучка СКИФа, за счет фокусировки на образце может быть получен вертикальный размер пучка СИ в

300 нм. При использовании вторичного источника с апертурой  $2 \times 2$  мкм, апертура пучка на образце будет  $100 \times 100$  нм. Из расчетов также следует, что для работы оптической схемы необходимо сузить полихроматическое излучение от диапазона  $5 - 200$  кэВ до  $20 - 50$  кэВ. Это диапазон, оптимальный для исследования детонационных процессов методами малоуглового рентгеновского рассеяния и рентгеновской интроскопии.

Для проверки выполненных расчетов был выполнен модельный эксперимент на пучке СИ ВЭПП-4 на канале № 8-б. Для этого эксперимента также были выполнены расчет оптической схемы. Во время эксперимента полихроматический пучок СИ диаметром 500 мкм направлялся на рефракционную бериллиевую линзу, фокусировался и затем регистрировался детектором. Данные измерений совпали с данными теоретических расчетов с хорошей точностью.

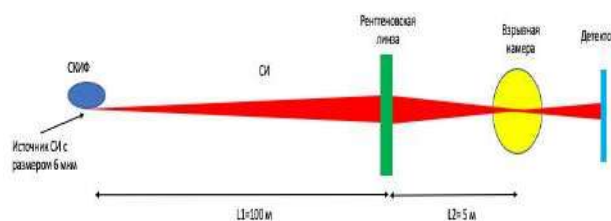


Рисунок 80. Планируемая схема фокусировки пучка СИ СКИФ на исследуемый объект с помощью рефракционных линз.

Реализация описанной оптической схемы откроет новые перспективы для исследования детонационных и ударно-волновых процессов на нано уровне.

Список литературы:

1. Snigirev A., V. Kohn, I. Snigireva, B. Lengeler 1996: A compound Refractive Lens for focusing High-Energy X-rays. Nature, 384, 49-51.

*Изготовление вакуумных камер ускорителей из нового прочного негезящего пластика СВМ ПММА.*

Изготовлен экспериментальный образец фланца вакуумной системы ускорителей: 1) генераторов синхротронного излучения; 2) генераторов нейтронов. Материал фланца - сверхвысокомолекулярный полиметилметакрилат, разработанный в ИХТТМ СО РАН. Полимер обладает уникальными свойствами: 1) не «пылит в вакууме»; 2) химически стоек ко всем органическим растворителям. В вакуумном объеме, ограниченном этим фланцем, был получен вакуум  $10^{-7}$  Торр.

Проведен анализ молекулярной массы заготовок из СВМ ПММА с использованием метода гель-проникающей хроматографии. Средневесовые молекулярные массы,  $M_w$ , и коэффициенты полидисперсности,  $D$ , составляли соответственно:

- 1 – 11421100; 3,49;
- 2 – 11040300; 3,60;
- 3 – 13007245; 3,33;
- 4 – 12240000, 3,45.

Полученные значения молекулярной массы соответствуют требуемым значениям технического задания. Особенность полимера - из него можно изготавливать детали больших размеров - до полуметра толщиной - и практически любой формы. Это мировой рекорд. Еще одно свойство материала будущего - это его хорошие механические свойства (приближается к свойствам стали-3). Все дело в особой структуре. Его молекулярная масса составляет 15 миллионов. Вычислять массу с помощью хроматографического метода дальше просто невозможно.

Обладая кристалльной прозрачностью, повышенной ударопрочностью и способностью обеспечивать идеальный вакуум, он подходит для создания деталей ускорителей частиц и подводных лодок, а также для применения в автомобильной, оптической и медицинской сферах.

Образец пластиковой вакуумной камеры показан на рис. 81.



Рисунок 81. Изготовление вакуумного объема ускорителя. Стадия изготовления – полимеризация объема вместе с фланцами.

### Исследования лазерной плавки и сварки совместно с ИТПМ СО РАН

При сотрудничестве с Лабораторией 3 (Лазерных технологий) ИТПМ СО РАН проводятся систематические исследования по направлениям сварки титановых и алюминиевых сплавов, наплавки различных покрытий. Предоставлены на исследование около 40 образцов различного состава. Исследования дополняются работами на станции дифрактографии с аналогичным оборудованием канала 8 ВЭПП-4.

По проведенным ранее работам вышли публикации:

1. Fomin V.M., Ancharov A.I., Bulina N.V., Vitoshkin I.E., Golyshev A.A., Malikov A.G., Orishich A.M. Prospects of using synchrotron radiation for diagnostics of the structural-phase composition of composite materials // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. –2022. –Vol. 95 No. 7. –P. 1746–1752. DOI: 10.1007/s10891-022-02645-1 IF Scopus 2021 = 0.634 (Q2)
2. Фомин В.М., Маликов А.Г., Голышев А.А., Булина Н.В., Анчаров А.И., Витошкин И.Е., Брусенцева Т.А., Филиппов А.А., *In-situ* синтез в процессе прямого лазерного выращивания функционального градиентного материала на основе поликристаллического бора и сплава Ti64 // Физическая мезомеханика. – 2022. – Т. 25, № 4. – С. 34-43. DOI: 10.55652/1683-805X\_2022\_25\_4\_34 ИФ РИНЦ 2021 = 0.634  
*Переводная версия:* Fomin V.M., Malikov A.G., Golyshev A.A., Bulina N.V., Ancharov A.I., Vitoshkin I.E., Brusentseva T.A., Filippov A.A. *In-situ* reactions during direct laser deposition of a functionally gradient Ti64-B composite // Physical Mesomechanics. –2022. –Vol. 25 No. 6. –P. 505-513. DOI: 10.1134/S1029959922060030 IF Scopus 2021 = 2.196 (Q2)
3. Golyshev A.A., Malikov A.G., Fomin V.M., Filippov A.A., Orishich A.M. Microstructure and Mechanical Properties of a (TiB + TiB<sub>2</sub> + TiC)/Ti-6Al-4V composite material formed in the process of in situ synthesis in selective laser melting // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. –2022. –Vol. 95 No. 7. –P. 1802–1808. DOI: 10.1007/s10891-022-02653-1 IF Scopus 2021 = 0.634 (Q2)

Результаты данной работы представлены в СМИ:

На сайте ИЯФ СО РАН (новость перепечатана в нескольких других СМИ, а также представлена в соцсетях): <https://www.inp.nsk.su/press/novosti/25434-iznosostojkost-populyarnogo-aviatsionnogo-splava-uvlichena-v-4-raza>

Новостные видеосюжеты: «ОТС LIVE» в 20:30 от 23.01.2023 (<https://www.youtube.com/watch?v=AZo1heZqyA4>) и «ВЕСТИ НОВОСИБИРСК» в 09:00 от 28.01.2023 ([https://www.nsktv.ru/news/technology/novyy\\_iznosostoykiy\\_material\\_dlya\\_samoletov\\_sozdali\\_novosibirskie\\_ucheny/](https://www.nsktv.ru/news/technology/novyy_iznosostoykiy_material_dlya_samoletov_sozdali_novosibirskie_ucheny/)).

### Исследование керамических материалов на основе YAG при сотрудничестве с ДВФУ

При сотрудничестве с НОЦ «Передовые керамические материалы» Департамента промышленной безопасности Политехнического института ДВФУ проведены исследования керамики типа YAG, рассматриваемые в качестве перспективного материала для твердотельных люминофоров для белых светодиодов высокой

мощности. Исследования дополняются работами на станциях 2, 6-Б и 8 ВЭПП-3.

По серии образцов бифазной керамики  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$  с различной долей спекающей добавки  $\text{MgO}$ , полученных реакционным вакуумным спеканием, не выявлены никакие особенности. Исследование продолжается.

По серии образцов бифазной керамики  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:YAG}$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:(Y,Gd)AG}$ , полученных методом реакционного искрового плазменного спекания (ИПС), при вариации температуры выдержки и прикладываемого давления определены оптимальные режимы получения керамических материалов.

Результаты работы представлены на конференции SFR-2022 (доклады «Radioluminescent of corundum/garnet structures» по дополнительным работам на станции 6-Б ВЭПП-3 и «Reactive SPS of  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:(Y,Gd)AG}$  composite ceramics: approach optimization by SR XRD investigations» по работам по оптимизации режима ИПС на станции 4 и 2 ВЭПП-3).

По результатам конференции подготовлена и принята к публикации статья по оптимизации режима ИПС на станциях 4 и 2 ВЭПП-3:

1. Завьялов А.П., Косьянов Д.Ю. Приложение методики рентгеновской дифракции синхротронного излучения при оптимизации траектории спекания композитных керамик  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:(Y,Gd)AG}$  // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – Принята к публикации ИФ РИНЦ 2021 = 0.769

*Переводная версия:* Zavjalov A.P., Kosyanov D.Yu. Application of SR X-ray diffraction techniques for optimization the sintering trajectory of  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-Ce:(Y,Gd)AG}$  composite ceramics // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – Готовится перевод IF Scopus 2021 = 0.529 (Q4)

Кроме того, результаты работы по оптимизации режима ИПС на станциях 4 и 2 ВЭПП-3 вошли в работу, принятую к публикации:

2. Kosyanov D.Yu., Vornovskikh A.A., Shichalin O.O., Papunov E.K., Kosianova A.A., Fedorets A.N., Leonov A.A., Zavjalov A.P., Tikhonov S.A., Liu X., Li J. Reactive SPS of  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-RE:YAG}$  (RE=Ce; Ce+Gd) composite ceramic phosphors // Journal of Advanced Ceramics. – Accepted IF WoS 2021 = 6.707 (Q1) IF Scopus 2021 = 11.534 (Q1)

### Исследование формирования газовых гидратов при сотрудничестве с ИИХ СО РАН

Лабораторией клатратных соединений ИИХ СО РАН разработана новая экспериментальная ячейка для исследования процесса формирования газовых гидратов при давлениях до 150 атм и температурах до  $-20^\circ\text{C}$  (Рис. 81 (Верхний)). Проведена юстировка и первые эксперименты. Образец эмульсии воды в нефти загружался в ампулу, проводилась сборка аппарата и устанавливалось необходимое давление газа (около 130 атм). Вся сборка выдерживалась в течении 12 часов

при комнатной температуре для насыщения эмульсии газом. Далее проводилось охлаждение ячейки, при различных температурах снимались дифрактограммы. В одном из экспериментов гидрат не образовался (замерз лед). Результаты другого эксперимента показаны на Рис. 81 (Нижний). Углы более  $9^\circ$  практически полностью перекрыты рефлексами бериллиевой ампулы. В меньших углах при температурах менее  $-9^\circ\text{C}$  появлялся рефлекс парафина (выпадает из нефти). Ниже  $-18^\circ\text{C}$  параллельно появились рефлексы льда и газового гидрата метана (гидрат кубической структуры I). Для получения полного набора данных необходимо проведение дальнейших экспериментов с несколько измененными параметрами.

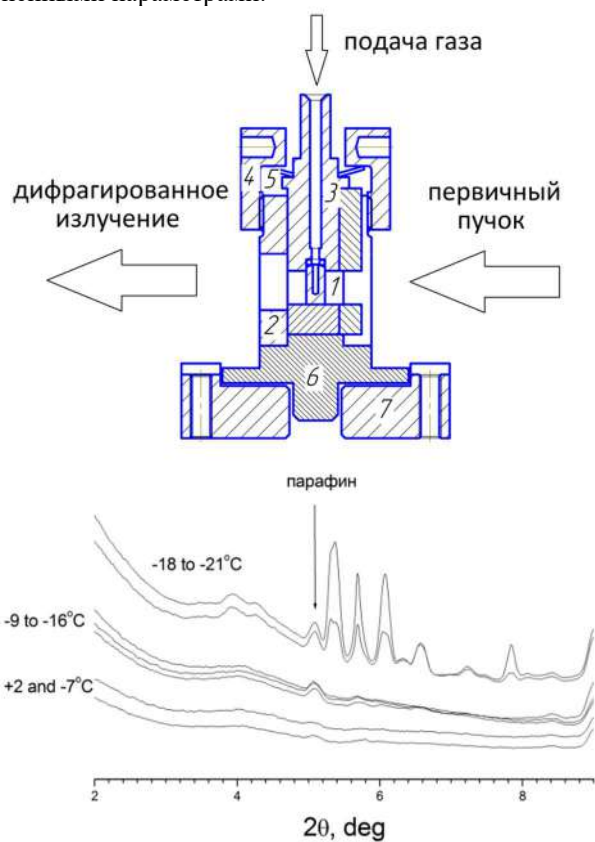


Рисунок 81. (Верхний) Схема экспериментальной ячейки. Образец размещается в канале диаметром 1 мм, находящимся в бериллиевой ампуле (1). Цилиндр вставляется между обоймой (2) и подвижным поршнем (3). Через поршень (3) проходит канал подвода газа, контакт бериллиевой ампулы (1) с поршнем (3) герметизируется резиновым кольцом. Обойма (2) и подвижный поршень (3) стягиваются гайкой (4), которая давит на подвижный поршень через тарельчатую пружину (5). Вся установка крепится на основании (6). Ячейка помещается в пенопластовую камеру, в которую подается холодный газ для поддержания необходимой температуры. (Нижний) Полученные экспериментальные дифрактограммы. Для каждой из групп данных показан диапазон температур, при которых они были получены.

### Отладка новой ячейки высокого давления при сотрудничестве с ИГМ СО РАН

Лабораторией метаморфизма и метасоматизма ИГМ СО РАН разработана новая ячейка для съёмки дифрактограмм при высоких давлениях. Проведена юстировка и первые эксперименты.

### Работы на других станциях СИ

При сотрудничестве с Лабораторией ядерных технологий Департамента ядерных технологий ДВФУ проведены *in-situ* исследования динамики фазовых превращений при нагреве до 1000 С реакционной смеси для получения титаната стронция SrTiO<sub>3</sub>, рассматриваемого в качестве перспективного керамического материала для иммобилизации Sr<sup>90</sup>. Исследования проведены на экспериментальной станции 5-Б ВЭПП-3. Результаты исследования вошли в публикацию:

Shichalin O.O., Belov A.A., Zavyalov A.P., Papynov E.K., Azon S.A., Fedorets A.N., Buravlev I. Yu., Balanov M.I., Tananaev I.G., Yun Shi, Qian Zhang, Mingjun Niu, Wentao Liu, Portnyagin A.S. Reaction synthesis of SrTiO<sub>3</sub> mineral-like ceramics for strontium-90 immobilization via additional *in-situ* synchrotron studies // *Ceramics International*. – 2022. – V. 48, I. 14. – P. 19597-19605. DOI: 10.1016/j.ceramint.2022.03.068, IF WoS 2021 = 5.532 (Q1) IF Scopus 2021 = 5.164 (Q1)

Результаты данной работы представлены в СМИ:

На сайте ДВФУ новость от 20.12.2022 ([https://www.dvfu.ru/news/fefu-news/novoe\\_tekhnologicheskoe\\_reshenie\\_dlya\\_proizvodstva\\_bezopasnoy\\_radioizotopnoy\\_produktsii\\_predlozhili\\_uchenye\\_dvfu/](https://www.dvfu.ru/news/fefu-news/novoe_tekhnologicheskoe_reshenie_dlya_proizvodstva_bezopasnoy_radioizotopnoy_produktsii_predlozhili_uchenye_dvfu/))

При сотрудничестве с НОЦ «Передовые керамические материалы» Департамента промышленной безопасности Политехнического института ДВФУ проведены исследования бифазной керамики титанат стронция – рутил SrTiO<sub>3</sub>–TiO<sub>2</sub>, рассматриваемой в качестве перспективного термоэлектрика, эксплуатирующего свойства двумерного электронного газа, а также ряда образцов сравнения.

На экспериментальной станции 5-Б ВЭПП-3 проведены *in-situ* исследования динамики фазовых превращений при нагреве до 1000 С реакционной смеси для получения монофазного состава SrTiO<sub>3</sub> и бифазного состава SrTiO<sub>3</sub>–TiO<sub>2</sub>, выявлены особенности, определено, что реакция первоначальных компонент не является движущей силой спекания.

На экспериментальной станции 6-Б ВЭПП-3 проведены исследования спектров люминесценции бифазной керамики и образцов сравнения монофазных керамик. Выявлен сдвиг в область высоких энергий и сужения спектра бифазной керамики, что можно трактовать в качестве признака размерного квантования.

На экспериментальной станции 8 ВЭПП-3 проведены исследования XANES бифазной керамики и образцов сравнения монофазных керамик. Выявлены особенности спектра бифазной керамики, для корректной интерпретации которых необходимо численное моделирование.

Результаты проведённых исследований вошли в публикации:

1. Завьялов А.П., Любас Г.А., Шарафутдинов М.Р., Кривенцов В.В., Косьянов Д.Ю. Приложение некоторых методик с использованием синхротронного излучения к изучению перспективного композитного термоэлектрика SrTiO<sub>3</sub>–TiO<sub>2</sub> // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования ИФ РИНЦ* 2021 = 0.769
2. *Переводная статья: Zavyalov A.P., Lyubas G.A., Sharafutdinov M.R., Kriventsov V.V., Kosyanov D.Yu. Application of Some Techniques Using Synchrotron Radiation to the Study of a Promising Composite Thermoelectric Material SrTiO<sub>3</sub>–TiO<sub>2</sub> // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques IF Scopus 2021 = 0.529 (Q4)*
3. Zavjalova A.P., Lyubas G.A., Sharafutdinov M.R., Tarasov I.A., Belov A.A., Shichalin O.O., Papynov E.K., Kriventsov V.V., Kosyanov D.Yu. Fabrication and thermoelectric properties of SrTiO<sub>3</sub>–TiO<sub>2</sub> composite ceramics // *Ceramics International*. – 2022. – V. 48, I. 24.- P. 36500-36514. DOI: 10.1016/j.ceramint.2022.08.210 IF WoS 2021 = 5.532 (Q1) IF Scopus 2021 = 5.164 (Q1)



## СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*Сверхпроводящий 84-полюсный вигглер с полем 4,7 Тл и периодом 48 мм.*

В 2022 году была изготовлена и успешно испытана полноразмерная магнитная система сверхпроводящего 84-полюсного вигглера с полем 4,7 Тл, периодом 48 мм и магнитным зазором 8 мм. Конструктивно данный вигглер будет работать в режиме косвенного охлаждения. Заканчивается производство собственного криостата. В 2023 году планируется проведение испытаний полноразмерной магнитной системы в собственном криостате. На Рис.1 представлена магнитная система вигглера в процессе подготовки испытаний в криостате с жидким гелием.



Рисунок 1. Магнитная система 84-полюсного вигглера с полем 4,7 Тл и периодом 48 мм перед испытанием в жидком гелии.

*Сверхпроводящий 119-периодный ондулятор с периодом 15,6 мм полем 1,2 Тл.*

Полноразмерный 119 – полюсный сверхпроводящий ондулятор с периодом 15,6 мм, уровнем магнитного поля 1,2 Тл и апертурой для пучка 6 мм был успешно испытан в 2022 году в собственном криостате на основе косвенного охлаждения. В ходе испытаний был получен стабильный долговременный уровень магнитного поля величиной более 1,2 Тл. Конструктивно магнит представляет собой сверхпроводящий ондулятор в виде горизонтального рейстрекса с чередованием активных и нейтральных полюсов. Такая конфигурация магнитной системы даёт преимущество в точности изготовления обмоток и имеет распределение сил на обмотках, обеспечивающее лучшую механическую устойчивость по сравнению с традиционными структурами. На Рис.2 показана магнитная система ондулятора в сборе.



Рисунок 2. Магнитная система 119-периодного ондулятора с периодом 15,6 мм и полем 1,2 Тл в сборе.

Был проведён цикл магнитных измерений с использованием различных методов: с датчиками Холла, статической проволокой с током и импульсным методом с проволокой. Для уменьшения величины фазовой ошибки был предложен и успешно применён метод коррекции формы магнитного поля с использованием локальных токов не превышающих ~1% от основного тока, которыми запитывались участки обмоток. Все обмотки ондулятора были равномерно разбиты на 24 участка. Был разработан алгоритм подбора корректирующих токов, позволивший получить фазовую ошибку величиной менее 3 градусов, что является принципиальным условием для генерации ондуляторного излучения. Продемонстрирована надёжная долговременная работа криогенной системы с косвенным охлаждением, позволяющая работать автономно внутри биозащиты накопителя в течение нескольких лет. На Рис.3 представлен внешний вид сверхпроводящего ондулятора с периодом 15,6 мм и уровнем магнитного поля 1,2 Тл в собственном криостате косвенного охлаждения в сборе.



Рисунок 3. Сверхпроводящий ондулятор с периодом 15,6 мм и уровнем магнитного поля 1,2 Тл в собственном криостате косвенного охлаждения в сборе.

### *Сверхпроводящие вставные устройства для синхротрона СКИФ.*

В 2022 году была продолжена разработка и изготовление сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ, которые будут использоваться как основные источники для генерации излучения. Всего запланировано изготовить 5 сверхпроводящих вставных устройств (вигглеров и ондуляторов), параметры которых представлены в Таблице 1. Все сверхпроводящие устройства будут работать без расхода жидкого гелия на основе косвенного охлаждения, что обеспечивает их долговременную автономную эксплуатацию в течение нескольких лет.

Таблица.1. Основные параметры сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ

Устройство	Поле, Тл	Период, мм	Число периодов	Мощность излучения, кВт
Ондулятор	1,25	15,6	128	7,66
Ондулятор	1,25	15,6	128	7,66
Вигглер	2,7	27	74	33,1
Ондулятор	1,6	18	111	11,75
Вигглер	4,5	48	18	39

Магнитная система первого из пяти вставных устройств сверхпроводящего - вигглера с полем 4.5 Тл и периодом 48 мм была изготовлена. Начата сборка системы для проведения дальнейших испытаний. Внешний вид одной из половинок магнитной системы в процессе сборки представлен на Рис.4

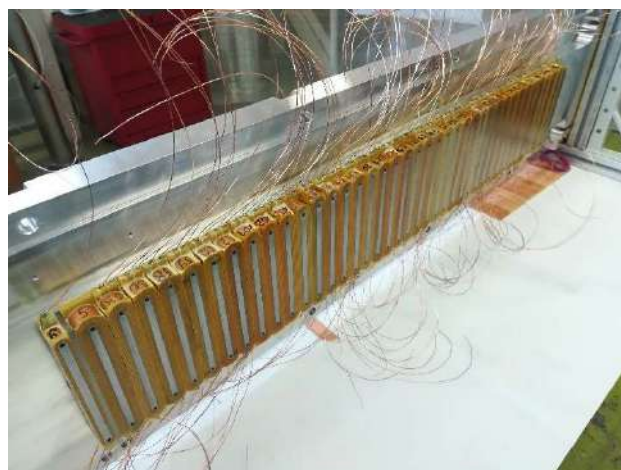


Рисунок 4. Магнитная система сверхпроводящего вигглера с полем 4,5 Тл и периодом 48 мм в процессе сборки.

### *Прототип сверхпроводящей квадрупольной линзы финального фокуса для проекта С-Т фабрики.*

В 2022 году была предложена и разработана оригинальная конструкция квадрупольной линзы финального фокуса с высоким градиентом для коллайдера С-Т фабрика. В структуре магнитного поля линзы должны быть минимизированы значения все мультипольных компонент поля, кроме квадрупольной. К тому же линза должна иметь минимальные размеры, чтобы поместиться в малом объеме промежутка детектора в месте встречи. Конструкция основана на технологии DDH (Direct Double Helical), которая удовлетворяет данным условиям. Линза представляет собой две концентрические обмотки сложной формы, вставленные друг в друга. Был изготовлен прототип из пластика для отработки технологии, который представлен на Рис.5. В 2023 году прототип, изготовленный уже из металла, будет изготовлен и испытан в гелиевых температурах.

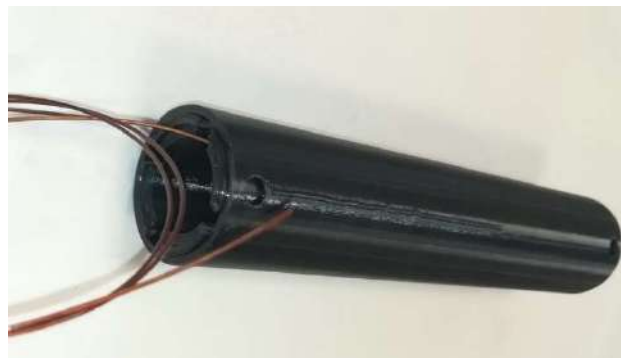


Рисунок 5. Прототип линзы финального фокуса для проекта С-Т фабрики.

## НОВОСИБИРСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*Краткое описание установки «Новосибирский лазер на свободных электронах (Новосибирский ЛСЭ)».*

Уникальная научная установка «Новосибирский лазер на свободных электронах (Новосибирский ЛСЭ)» включает три ЛСЭ.

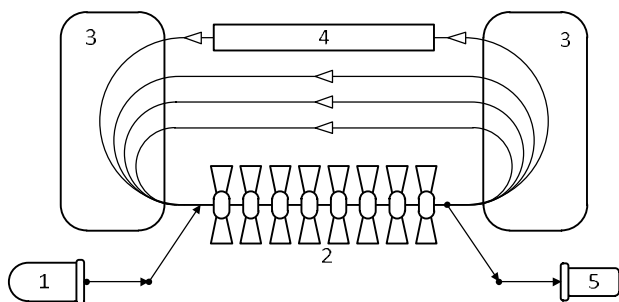


Рисунок 1. Упрощённая схема многооборотного УР: 1 – инжектор, 2 – ускоряющая структура, 3 – поворотные магниты, 4 – ондулятор, 5 – поглотитель.

Ондуляторы всех трёх ЛСЭ установлены на разных дорожках одного и того же многооборотного ускорителя-рекуператора (УР). Упрощённая схема четырёхоборотного УР показана на Рис. 1.

Из инжектора 1 электроны с низкой энергией направляются в высокочастотную ускоряющую структуру 2. После четырёх проходов ускоряющей структуры электроны попадают на последнюю дорожку и теряют небольшую часть своей энергии в ондуляторе ЛСЭ 4. Использованный электронный пучок замедляется в той же ускоряющей структуре и попадает в поглотитель 5, уже имея низкую энергию.

В качестве источника электронов используется электростатическая пушка с катодно-сеточным узлом. Напряжение, приложенное к ускоряющей трубке пушки, составляет 300 кВ. Данная пушка позволяет получать электронные сгустки с длительностью 1 нс, зарядом до 1,5 нКл и нормализованным эмиттансом около 20 микрон. Частота повторения сгустков может меняться от 0 до 22,5 МГц. После группирующего резонатора, работающего на частоте 180,4 МГц, сгустки сжимаются в пустом промежутке длиной около 3 м, ускоряются двумя ускоряющими резонаторами до энергии 2 МэВ, проходят через инжекционный канал УР и инжектируются в основную ускоряющую структуру УР (см. Рис. 2).

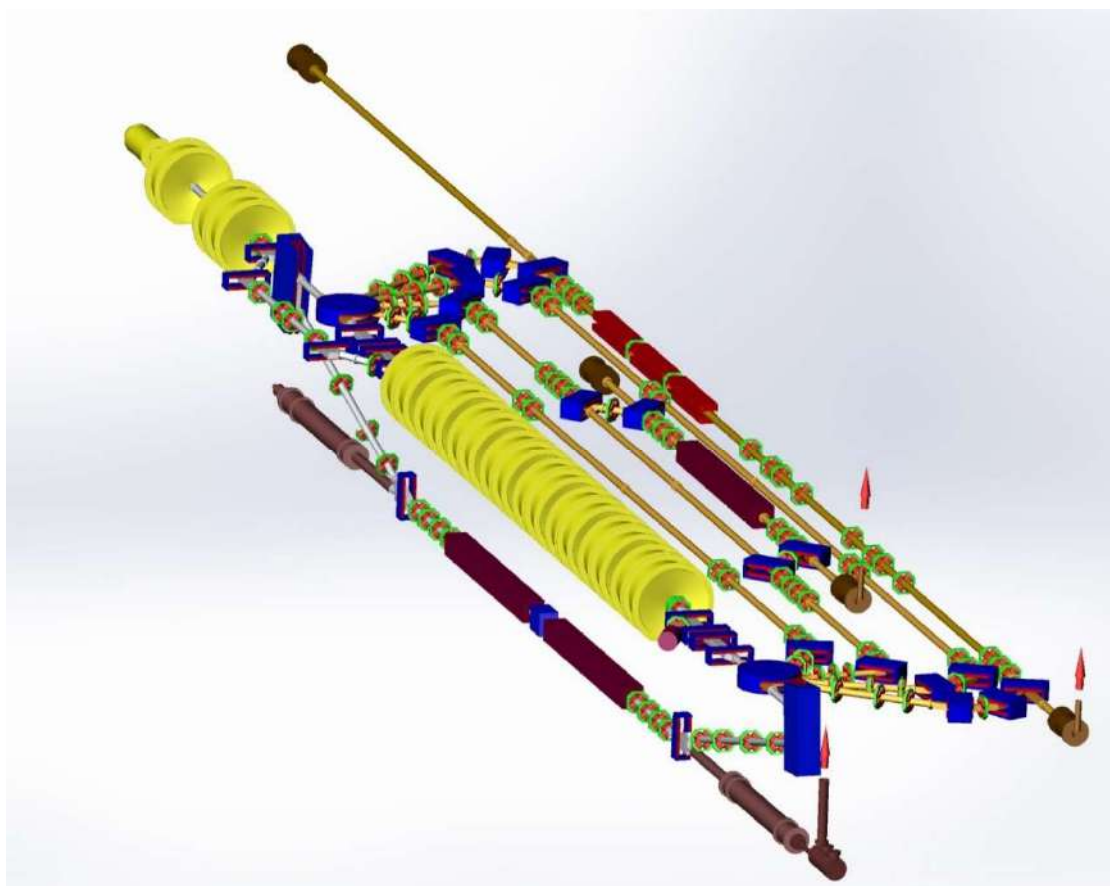


Рисунок 2. Новосибирский УР с тремя ЛСЭ (вид сверху).

Ускоряющая структура состоит из 16 нормально проводящих высокочастотных резонаторов, присоединённых к двум волноводам. Рабочая частота резонаторов составляет 180.4 МГц. Низкая частота позволяет работать с длинными сгустками и большими токами пучка.

Новосибирский УР имеет три основных конфигурации включения магнитной системы - по одной на каждый из трех ЛСЭ. Первый ЛСЭ установлен внизу под ускоряющей структурой (см. Рис. 2 и Рис. 3). Поэтому после прохождения через ускоряющую структуру электронный пучок с энергией 11 МэВ поворачивается на 180 градусов в вертикальной плоскости. После использования в ЛСЭ пучок возвращается в ускоряющую структуру в замедляющей фазе. В данной конфигурации УР работает как однооборотная установка.

Для работы со вторым и третьим ЛСЭ необходимо включить два круглых поворотных магнита. Они поворачивают пучок в горизонтальной плоскости, как показано на рисунке 2. После четырёх ускорений в основной ускоряющей структуре электронный пучок попадает в ондулятор третьего ЛСЭ. Энергия электронов в третьем ЛСЭ составляет 42 МэВ. Использованный пучок замедляется четыре раза и приходит в поглотитель, уже имея низкую энергию.

При включённых четырёх поворотных магнитах, расположенных на второй дорожке (см. Рис. 2), пучок с энергией 20 МэВ проходит через ондулятор второго ЛСЭ. После этого, благодаря правильно подобранной длине дорожки, пучок попадает в ускоряющую структуру в замедляющей фазе и после двух торможений теряется в поглотителе.

Фотография ускорительного зала, на которой видны ускоряющая структура и ондуляторы ЛСЭ, представлена на Рис. 3.

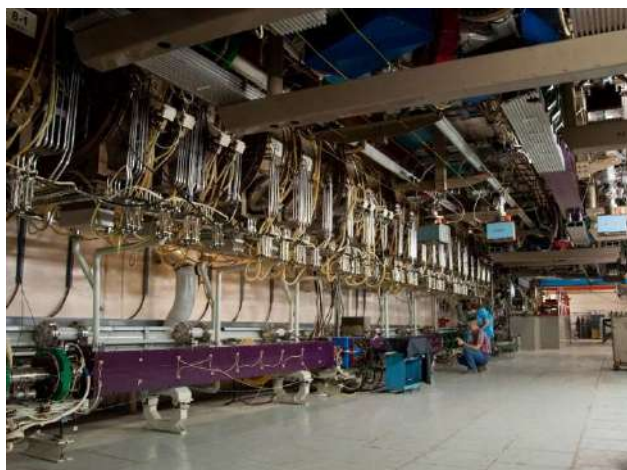


Рисунок 3. Новосибирский ЛСЭ в ускорительном зале.

Следует отметить, что все 180-градусные повороты являются ахроматическими (на первой и второй горизонтальных дорожках - ахроматическими во втором порядке), но не изохронными. Данное обстоятельство позволяет настраивать продольную динамику пучка с целью повышения пикового тока в ЛСЭ и оптимизации торможения использованного пучка.

Первый ЛСЭ был введён в эксплуатацию в 2003 году. Он является источником узкополосного (с шириной линии менее 1 %) терагерцового излучения, перестраиваемого в диапазоне длин волн 80 – 340 мкм, со средней мощностью до 0.5 кВт и пиковой мощностью до 1 МВт (импульсы с длительностью 100 пс и частотой повторения 5,6 МГц).

Излучение всех трёх ЛСЭ выводится на одни и те же пользовательские станции по оптическому каналу, заполненному сухим азотом. Система переключения излучения от разных ЛСЭ показана на Рис. 4.



Рисунок 4. Система переключения излучения от разных ЛСЭ. Излучение всех ЛСЭ выводится на одни и те же пользовательские станции. Переключение между ЛСЭ осуществляется за счёт убирающихся зеркал.

Второй ЛСЭ генерирует узкополосное излучение (с шириной линии менее 1 %) в дальнем инфракрасном диапазоне длин волн 15 – 120 мкм со средней мощностью до 0.5 кВт и пиковой мощностью до 1 МВт (импульсы с длительностью 50 пс и частотой повторения 7,5 МГц). В 2021 году старый электромагнитный ондулятор был заменён на новый ондулятор с переменным периодом (ОПП). Это позволило существенно расширить диапазон перестройки длины волны.

Ондулятор третьего ЛСЭ установлен на четвертой дорожке, как показано на Рис. 5.

Весь ондулятор состоит из трёх секций по 28 периодов. Каждая секция является отдельным ондулятором на постоянных магнитах с периодом 6 см и переменным зазором. Зазоры настраиваются независимо, поэтому средняя секция также может использоваться для фазировки двух крайних. Диапазон перестройки длины волны в третьем ЛСЭ составляет 5 - 20 мкм.

Длина оптического резонатора третьего ЛСЭ составляет около 40 м. Резонатор состоит из двух медных зеркал. В настоящее время излучение из резонатора выводится через отверстия в центре зеркал. Мы также планируем реализовать на этом ЛСЭ схему электронного вывода. В этой схеме пучок группируется в первом ондуляторе за счёт взаимодействия с внутррезонаторным излучением, затем при помощи ахроматического

поворота он отклоняется на небольшой угол так, что его излучение из второго ондулятора выходит под углом к оси оптического резонатора мимо переднего зеркала. Необходимо отметить, что данная схема имеет преимущество только для излучения с большой средней мощностью. Как правило, пользователям большая мощность не требуется, а вывод излучения через отверстия в зеркалах гораздо проще.

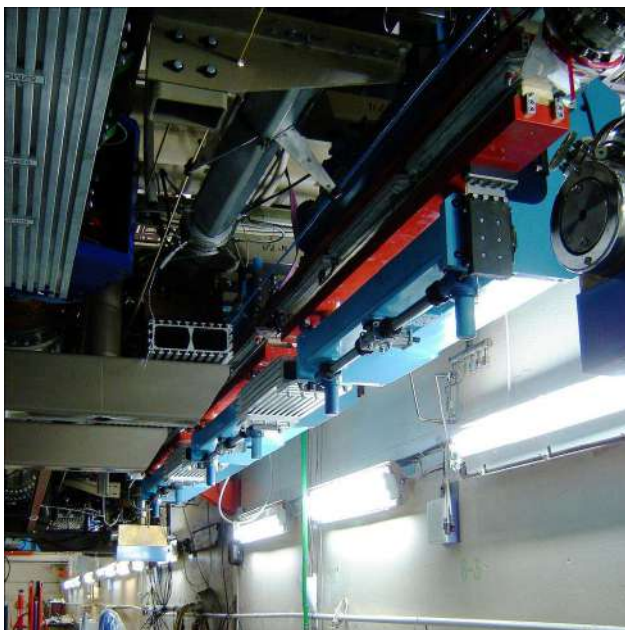


Рисунок 5. Ондулятор третьего ЛСЭ.

В 2022 году был существенно модернизирован высоковольтный (350 кВ) источник питания электронной пушки. Это повысило стабильность энергии электронов и надёжность источника.

*Успешный запуск первого в мире лазера на свободных электронах на основе ондулятора с переменным периодом.*

Ондуляторы нашли широкое применение как в ЛСЭ, так и в современных источниках синхротронного излучения (СИ). Одной из важных характеристик данных источников является диапазон перестройки длины волны. Длина волны первой гармоники излучения ондулятора даётся формулой

$$\lambda = \frac{\lambda_u}{2\gamma^2} \left( 1 + \frac{K^2}{2} \right) \quad (1)$$

где  $\lambda_u$  - период ондулятора,  $K = 93 \text{ В(Тл)} \lambda_u \text{ (м)}$  – параметр ондуляторности,  $\gamma$  - релятивистский фактор электронов. Из (1) видно, что длина волны зависит от энергии электронов, амплитуды магнитного поля, а также от периода.

Перестройка длины волны за счёт изменения периода имеет ряд преимуществ. В частности, уменьшение периода в ОПП не приводит к сильному снижению амплитуды поля, поэтому, используя такой ондулятор, можно получить большой диапазон перестройки

длины волны, чем в обычном ондуляторе. Ондуляторы с плавно перестраиваемым периодом ранее не использовались в действующих установках. Новосибирский ЛСЭ является первым в мире примером успешного использования ондулятора такого типа. Ондулятор был установлен на байпасе второй дорожки ускорителя Новосибирского ЛСЭ летом 2021 года, а уже в сентябре того же года была получена генерация, и достигнут рекордный диапазон перестройки длины волны 15-120 мкм.

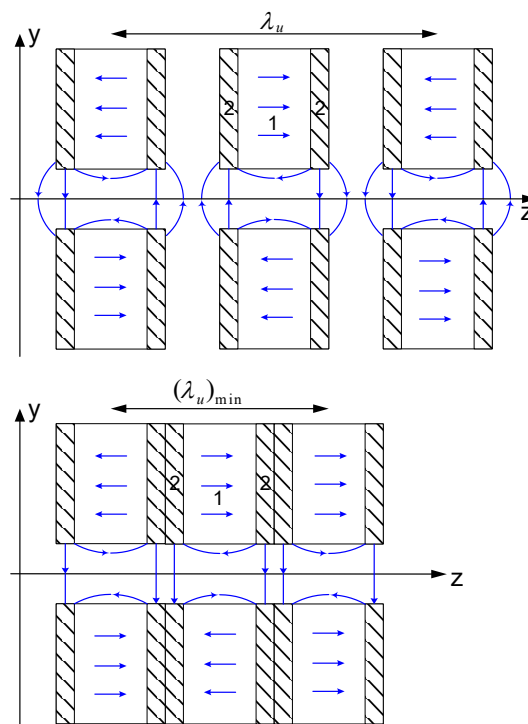


Рисунок 6. Общая схема ОПП при двух различных периодах: 1 – постоянный магнит, 2 – железная накладка. Синими стрелками показано направление магнитной индукции.

В конструкции, которая была использована для Новосибирского ЛСЭ, ондулятор составлен из отдельных одинаковых магнитных блоков (см. Рис. 6), которые установлены на направляющей и могут свободно передвигаться в продольном направлении. Каждый блок состоит из постоянного магнита 1 и прикреплённых к нему железных полюсных накладок 2. Как видно из рисунка, такой ондулятор представляет собой обычный гибридный ондулятор, полюса которого состоят из двух одинаковых частей (полюсных накладок), разделённых воздушным зазором. Между соседними блоками действует отталкивающая сила (давление магнитного поля), которая в отсутствие трения приводит к равномерному продольному распределению блоков в средней части ондулятора.

Трёхмерная модель конструкции ондулятора показана на Рис. 7.

Корпус ондулятора (см. Рис. 8) выполнен из алюминиевого сплава 6061-Т6. Внутри корпуса имеются пазы, вдоль которых могут свободно перемещаться кассеты с установленными в них магнитами (Рис. 7).

Кассеты опираются на подшипники. В каждой кассете установлено два магнита  $40 \times 40 \times 20$  мм<sup>3</sup> на основе сплава NdFeB с величиной коэрцитивной силы 13 кЭ. На магниты установлены стальные полюсные накладки толщиной 2 мм. Магниты и полюсные накладки наклонены под углом 29 градусов к горизонтальной плоскости. Это приводит к нарастанию амплитуды магнитного поля (из-за уменьшения высоты зазора между полюсами) при горизонтальном смещении от оси ондулятора, что, в свою очередь, обеспечивает появление горизонтальной фокусировки электронов и снижение жёсткости вертикальной фокусировки.

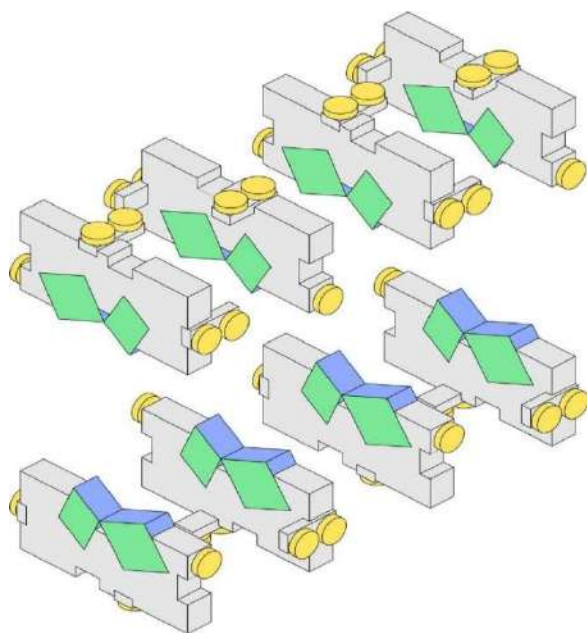


Рисунок 7. Трёхмерная модель и расположение кассет. Синим цветом показаны постоянные магниты, зелёным – железные полюсные накладки, жёлтым – шариковые подшипники, серым – алюминиевые корпуса кассет.

По краям ондулятора кассеты удерживаются при помощи толкателей, которые приводятся в движение приводами, установленными на верхней и нижней крышках ондулятора.

Конструкция ондулятора позволяет относительно быстро менять число периодов путём добавления либо извлечения кассет. При минимальном периоде максимально допустимое число периодов составляет 70, что позволяет иметь достаточно высокий коэффициент усиления ЛСЭ, необходимый для получения генерации в коротковолновой области спектра.

Ондулятор был установлен на байпасе второй дорожки Новосибирского ЛСЭ летом 2021 года, а 14 сентября того же года была получена первая генерация на длине волны 26 мкм. После этого были настроены режимы для генерации в коротковолновой и длинноволновой области спектра, и в конечном итоге диапазон перестройки длины волны составил 15 – 120 мкм, что оказалось лучше, чем ожидаемый диапазон 15 - 85 мкм.



Рисунок 8. Фотография ондулятора, установленного на стенде магнитных измерений. В середине и на концах ондулятора видны обмотки коррекции магнитного поля.

На Рис. 9 представлены спектры излучения, измеренные в разных областях диапазона перестройки. Точные измерения абсолютной мощности излучения пока не проводились, поэтому спектры нормированы на максимум.

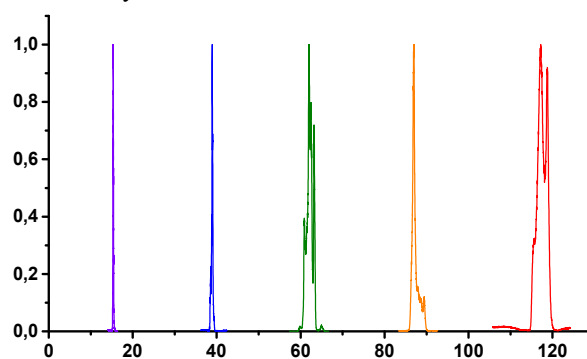


Рисунок 9. Измеренные спектры излучения в различных областях диапазона перестройки. По оси абсцисс отложена длина волны (мкм).

Зависимость длины волны излучения от периода ондулятора показана на Рис. 10.

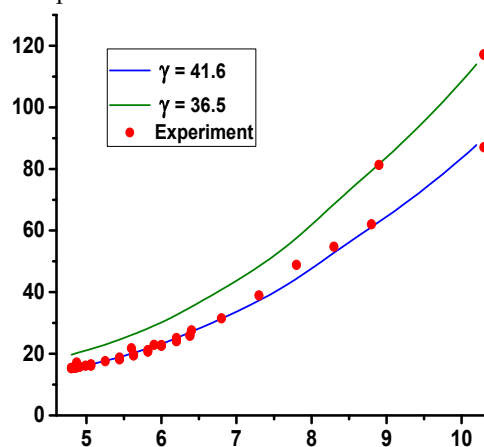


Рисунок 10. Измеренная зависимость длины волны (мкм) от периода ондулятора (см). Сплошной линией показана теоретическая зависимость длины волны от периода для двух разных энергий электронов.

Помимо спектральных характеристик на минимальной полученной длине волны 15 мкм были измерены коэффициент усиления ЛСЭ – 7,2 % и потери излучения за проход в оптическом резонаторе – 3,8 %. Измерения проводились в режиме модуляции мощности с использованием быстрого детектора. Коэффициенты усиления и потери определялись по времени нарастания и затухания мощности излучения, измеренной детектором.

После получения воспроизводимых режимов работы ЛСЭ во всём диапазоне перестройки длины волны излучения была начата работа по стабилизации расстояния между зеркалами оптического резонатора второго ЛСЭ. Вероятной причиной медленного изменения этого расстояния является нагрев концов вакуумной камеры оптического резонатора рассеянным излучением. Запланирована модернизация подвесок зеркал второго ЛСЭ.

Получение генерации на ЛСЭ с ОПП периодом является важным достижением с точки зрения улучшения параметров установки Новосибирский ЛСЭ - расширение диапазона перестройки длины волны открывает новые возможности для пользователей. В то же время, это достижение имеет большое значение и с точки зрения перспектив создания новых ондуляторов такого типа, поскольку оно демонстрирует работоспособность данных устройств.

Следует отметить, что минимальный период описанного ондулятора (48 мм) меньше его апертуры (50 мм). Так как при изменении всех размеров системы с постоянными магнитами амплитуда магнитного поля не меняется, для современных источников СИ, имеющих апертуры менее 10 мм, можно использовать ОПП похожей конструкции с периодом менее 10 мм.

### Расширение длинноволновой части диапазона.

Для многих работ с применением терагерцового излучения Новосибирского ЛСЭ желательно расширение доступного диапазона в низкочастотную область. Это необходимо, в частности, для экспериментов по зондированию атмосферы в субмиллиметровом диапазоне и интроскопии (например, разработке систем дозора непрозрачных объектов). В 2018 году был разработан проект модернизации первого ЛСЭ с использованием ОПП с большой апертурой, но его изготовление задерживается. Поэтому в 2022 году были начаты эксперименты по работе первого ЛСЭ на пониженной (8 МэВ) энергии электронов. Была получена генерация когерентного излучения на длине волны 400 мкм и выше, а также генерация на третьей гармонике ондуляторного излучения (120 – 135 мкм).

Оптический резонатор первого ЛСЭ представляет собой простейший двухзеркальный резонатор. Его схема показана на Рис. 11.

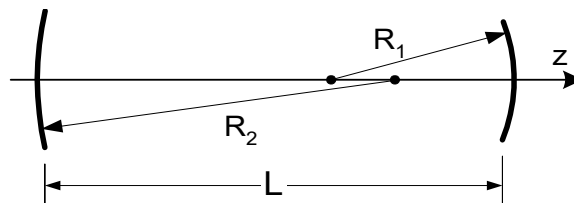


Рисунок 11. Схема двухзеркального оптического резонатора.

Расстояние между зеркалами  $L$  равно 26,6 м, что составляет ровно 16 длин волн высокочастотного напряжения на ускоряющих резонаторах ускорителя-рекуператора, меняющегося с частотой 180 МГц. Точная кратность длин необходима для работы ЛСЭ в режиме синхронизации продольных мод оптического резонатора. Радиусы кривизны зеркал одинаковы,  $R_1 = R_2 = R = 15$  м. Основная мода такого резонатора описывается гауссовым пучком с радиусом, на котором поле спадает в  $e$  раз

$$\rho(z) = \sqrt{\frac{\lambda\beta(z)}{\pi}}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  - длина волны излучения,  $z$  - продольная координата, отсчитанная от центра резонатора,

$$\beta(z) = z_0 + \frac{z^2}{z_0} \quad (3)$$

структурная функция резонатора (известная в электронной оптике как бета функция), а

$$z_0 = \sqrt{\frac{L}{2} \left( R - \frac{L}{2} \right)} \quad (4)$$

длина Рэлея, равная в нашем случае 4,75 м. Из (2) видно, что с ростом длины волны растёт радиус моды.

При конечной апертуре вакуумной камеры, в которой летят электроны и световые импульсы, всегда есть дифракционные потери, то есть обрезание «хвостов» гауссова пучка в самых узких местах. Так как интенсивность излучения имеет гауссово распределение со среднеквадратичным размером  $\sigma = \rho/2$ , то относительные потери энергии излучения при одном прохождении через отверстие с радиусом  $a$  можно оценить по простой формуле

$$2 \frac{1}{2\pi\sigma^2} \int_a^\infty e^{-r^2/(2\sigma^2)} 2\pi r dr = 2e^{-a^2/(2\sigma^2)}, \quad (5)$$

где множитель 2 учитывает известный из оптики факт, что полное сечение рассеяния на непрозрачном поглощающем предмете два раза превышает геометрическое сечение (из-за учёта дифракции на краях предмета). За один период (прохождение через оптический резонатор туда и обратно) излучение усиливается при взаимодействии с электронами в ондуляторе и дважды проходит через каждое узкое место вакуумной камеры. Поэтому грубая оценка относительных потерь за период на одном узком месте может быть записана в виде

$$4 \exp \frac{-2\pi a^2}{\lambda\beta}. \quad (6)$$

Такая оценка верна только для малых потерь, т. е. при  $\lambda \ll 2\pi a^2/\beta$ .

Радиусы апертуры  $a_n$  вакуумной камеры в самых узких местах и соответствующие им величины  $2\pi a_n^2/\beta(z_n)$  показаны на Рис. 12.

Из Рис. 12. (см. синие точки) следует, что при грубой оценке потерь энергии за проход можно учесть лишь вторую диафрагму. Тогда для длины волны 337 микрон (см. результаты измерений, приведённые в следующем пункте) дифракционные потери за проход равны 0,426. Если к этим дифракционным потерям добавить потери, связанные с коэффициентом отражения зеркал, то суммарные потери можно оценить как 0,5, что соответствует времени затухания около 260 нс.

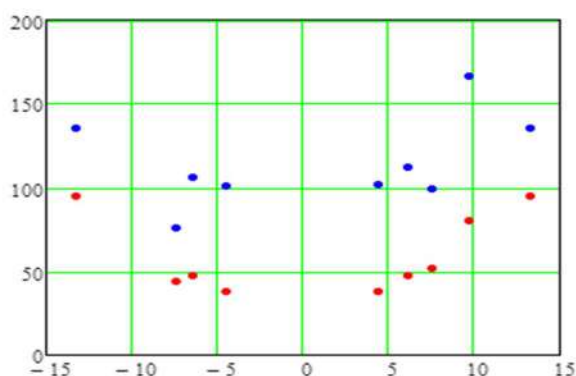


Рисунок 12. Радиусы апертуры  $a_n$  (мм, красные точки) вакуумной камеры в самых узких местах и соответствующие им величины  $2\pi a_n^2/\beta(z_n) \times 100$  (мм, синие точки). Продольные координаты  $z_n$  (м) узких мест отложены по оси абсцисс.

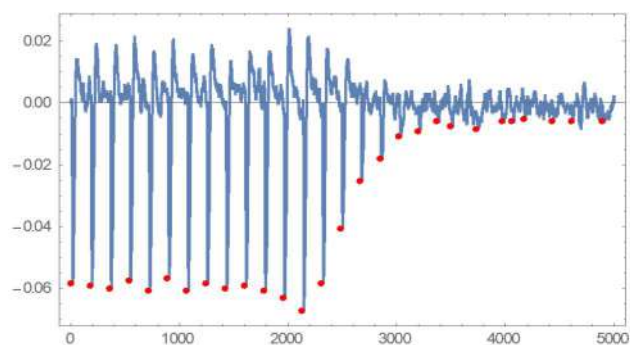


Рисунок 13. Типичная зависимость сигнала с диода Шоттки от времени (нс).

Измерение времени затухания на длине волны 337 микрон проводилось при помощи оригинального метода быстрого выключения усиления. Мощность излучения измерялась диодом Шоттки. Типичная зависимость мощности излучения от времени показана на Рис. 13.

Импульсы следуют с периодом прохода светового импульса через оптический резонатор (177 нс). Длительность импульса определяется полосой использованного осциллографа (350 МГц). После выключения

усиления сигнал быстро падает до уровня, определяемого шумами и спонтанным излучением, остающимся в резонаторе. Зависимость минимумов сигнала от времени показана на Рис. 14.

Измеренное время затухания заметно меняется при повторении измерений и находится в интервале от 300 нс до 400 нс. Это значительно превышает полученную в предыдущем пункте оценку 260 нс. Наблюдаемое снижение потерь, видимо, связано с отличием возбуждаемой основной (поперечной) моды оптического резонатора от гауссова пучка. Это отличие вызвано наличием диафрагмы, рассмотренной в предыдущем пункте и довольно большого (диаметром 8 мм) отверстия для вывода излучения в ближайшем к диафрагме зеркале оптического резонатора (апертура этого зеркала соответствует самой левой точке на Рис. 12). На языке теории возмущений, это значит, что основная мода является линейной комбинацией нескольких низших осесимметричных гаусс-лагерровых мод  $TEM_{n0}$ . Связь между этими модами, вызванная наличием диафрагмы и отверстия в зеркале, возникает во втором порядке теории возмущений. Запланировано провести соответствующие расчёты по теории возмущений и численным решением соответствующих интегральных уравнений (модифицированным методом Фокса-Ли), а также провести более детальные и точные измерения времени затухания.

Работа ЛСЭ в длинноволновой части доступного диапазона интересна как для приложений, так и для лучшего понимания физики ЛСЭ.

С ростом длины волны снижается поглощение излучения в различных средах. Это, как уже отмечалось, представляет интерес для исследования распространения такого излучения в атмосфере. Кроме того, понижается пороговая интенсивность лазерного разряда в газе, увеличивается глубина проникновения излучения в биологические объекты, и так далее.

При увеличении длины волны растёт усиление ЛСЭ и появляется возможность использования более сложных схем, например, для сужения спектра излучения. Поэтому мы планируем продолжать работы в этом направлении.

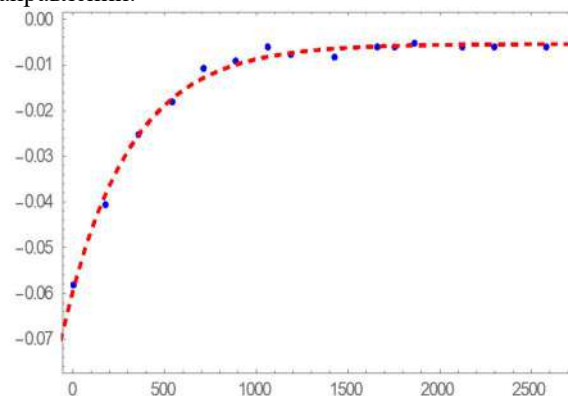


Рисунок 14. Синие точки – максимумы интенсивностей единичных импульсов излучения (см. Рис. 13); красная пунктирная линия – фитирование экспоненциальной функцией. Характеристическое время спада 359 нс.



### Работа с излучением.

Излучение всех трёх ЛСЭ установки «Новосибирский ЛСЭ» выводится на пользовательские экспериментальные станции по одному и тому же каналу, схема которого показана на Рис. 15.

«Оптический коммутатор», позволяющий выбирать ЛСЭ, излучение которого направляется в этот канал, показан на Рис. 16.

Излучение из каждого ЛСЭ выводится через отверстие диаметром несколько мм в одном из зеркал оптического резонатора. Далее излучение выходит в атмосферу канала – осушённую азотно-воздушную смесь через окно из синтетического CVD-алмаза. Осушка смеси производится её прокачкой через объем с цеолитовыми гранулами. Осушка (удаление из канала паров воды) необходима для того, чтобы избежать сильного поглощения излучения ЛСЭ в парах воды. Излучение по каналу распространяется, отражаясь от поворотных плоских и тороидальных (фокусирующих) зеркал. Излучение из отверстия в зеркале имеет классическое дифракционное бесселево распределение, которое можно разложить по гауссовым модам. После достаточно большого расстояния (около 50 м) до пользовательских станций в излучении, в основном, остаётся основная гауссова мода, т.к. высшие моды отфильтровываются на конечных апертурах зеркал канала.

В 2022 году продолжались работы на всех экспериментальных станциях. В них участвовали как сотрудники сторонних организаций (пользователи), так и сотрудники ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. Для прове-

дения конкретных экспериментов станции модернизировались и дополнялись необходимыми приборами и оборудованием. Далее приведены описания некоторых из таких работ, в которых участие сотрудников ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН было определяющим.

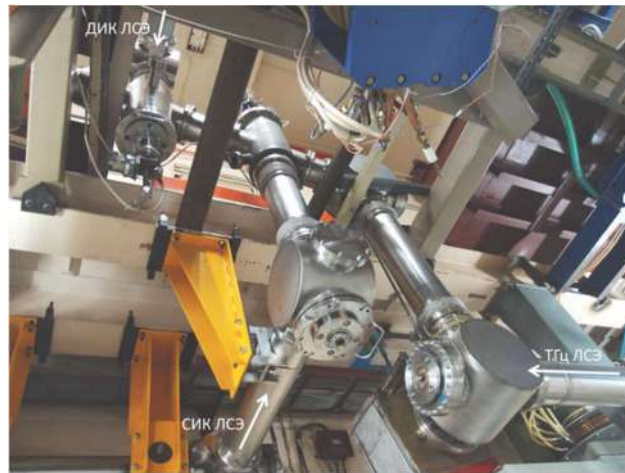


Рисунок 16. Оптический коммутатор с двумя выдвижными зеркалами. Белыми стрелками показаны направления распространения внутри труб излучения первого (ТГЦ), второго (ДИК) и третьего (СИК) ЛСЭ.

1) Продолжались работы по развитию методики сверхбыстрой спектроскопии во временной области (time-domain). В качестве объекта исследований использовались молекулы ОН-радикала – важного промежуточного короткоживущего компонента во многих химических реакциях.

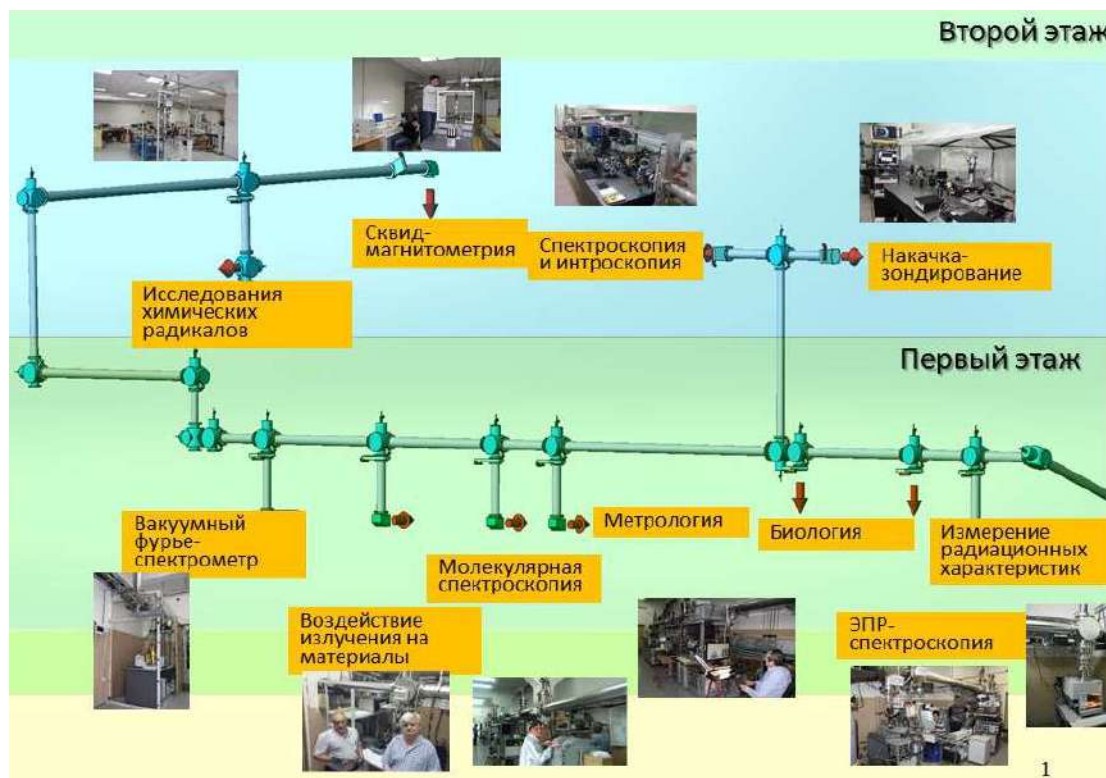


Рисунок 15. Схема канала вывода излучения с экспериментальными станциями.

Для увеличения чувствительности и быстродействия метода применялось два подхода. Во-первых, это применение магнитного поля. Благодаря тому, что в нестационарных импульсных условиях все эффекты магнитного поля на молекулы, в частности вращение плоскости поляризации, намного больше, чем в стационарных, для этого требуется небольшое поле всего в несколько сот гаусс. При этом, если наблюдать поля свободной индукции молекул в поляризации перпендикулярной к линейной поляризации возбуждающих импульсов ЛСЭ, можно отделить эти на четыре порядка более мощные импульсы от полезного сигнала свободной индукции молекул. Это даёт возможность использовать для исследований гораздо более чувствительные детекторы: диоды Шоттки с оптимальной антенной системой и детекторы на основе сверхпроводимости, которые без применения магнитного поля были бы выведены из строя мощными импульсами ЛСЭ. На Рис. 17 показан один из примеров таких измерений.

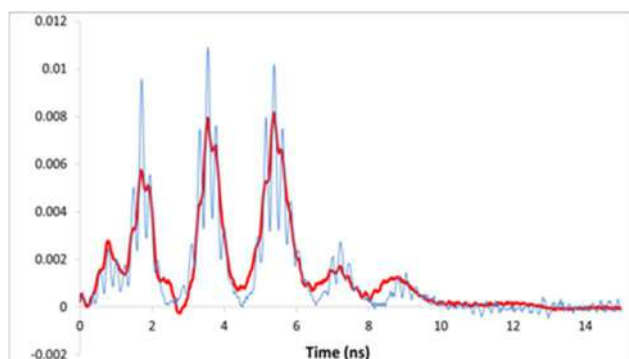


Рисунок 17. Сигналы свободной индукции радикалов ОН на переходе  ${}^2P_{3/2}(J=1) \rightarrow 2P_{3/2}(J=0)$  (119,3 мкм) с поляризацией, перпендикулярной поляризации излучения ЛСЭ, в поле 800 Гс, измеренные сверхпроводящим детектором: синяя тонкая линия – сигнал сверхбыстрого детектора на диоде Шоттки, красная толстая линия – сигнал сверхпроводящего детектора при десятикратно меньшей концентрации ОН, когда сигнал детектора Шоттки (в 100 раз меньше) был практически невидим.

Другой подход к улучшению измерений состоял в применении гетеродинной схемы измерений. В этой схеме поле свободной индукции интерферирует с полем гетеродинного источника. Благодаря этому, во-первых, значительно возрастает чувствительность метода. Обычный сигнал свободной индукции измеряет мощность этого излучения пропорциональную квадрату концентрации исследуемых молекул. В гетеродинном сигнале измеряется поле свободной индукции, которой пропорционально первой степени концентрации молекул. Поэтому при уменьшении концентрации гетеродинный сигнал уменьшается гораздо меньше, чем в сигнал в методе прямого детектирования. Во-вторых, поля свободной индукции имеют вдвое меньшие производные по времени в модуляции сигнала. Поэтому для их точного временного воспроизводства требуются детекторы с вдвое меньшим быстродей-

ствием. Ввиду того, что модуляции сигналов свободной индукции имеют характерные времена в субнано-секундном диапазоне, это очень существенное преимущество. Опорный сигнал гетеродина формируется из части импульса излучения ЛСЭ путём когерентной растяжки этого импульса излучения примерно в 100 раз при помощи двух сеточных интерферометров Фабри-Перо. При этом во столько же раз сужается спектральный контур излучения ЛСЭ. На Рис. 18 показана схема для гетеродинных измерений сигнала молекул ОН-радикалов.

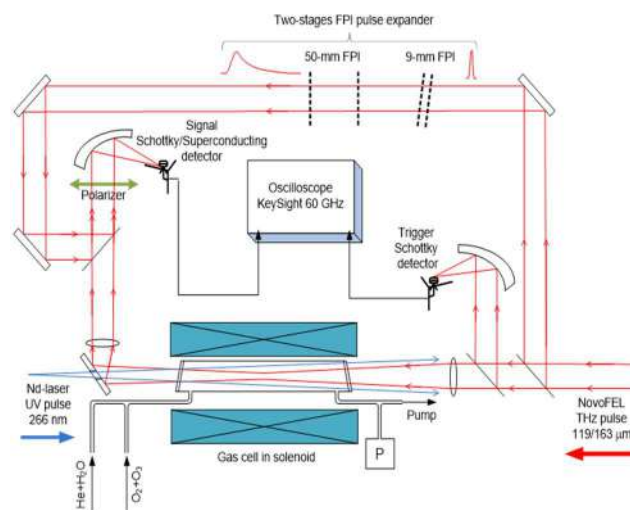


Рисунок 18. Схема эксперимента с применением гетеродинирования.

2) Продолжались исследования физики терагерцового лазерного разряда и его применений как яркого источника в области вакуумного ультрафиолетового излучения (VUV и EVUV). Благодаря специальным мерам по ограничению объёма лазерной плазмы (локальная инжекция газа в фокус, буферный газ – азот) удалось получить непрерывную термодинамически квазиравновесную плазму в виде плазменного шара диаметром 1 мм с температурой плазмы 4.5 эВ, и плотностью плазмы  $4.5 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Основными ионными компонентами плазмы в случае разряда в криптоне были ионы Kr IV и Kr III. Абсолютная устойчивость плазмы, имеющей тенденцию к автоколебаниям, была обеспечена благодаря применению специальной отрицательной оптической связи. После повышения температуры до 10 - 12 эВ, что потенциально возможно за счёт запланированных мероприятий по совершенствованию газовой и оптической систем, а также увеличения средней мощности ЛСЭ, есть надежда получить яркий источник излучения в диапазоне 10-20 нм от излучения переходов в многократно ионизованных ионах ксенона Xe IX и Xe X. На Рис. 19 и 20 показаны свободный низкотемпературный и высокотемпературный точечный разряды.

3) Разработан и создан планарный интерферометр Майкельсона на поверхностных плазмонах (ПП). Схема и фотография интерферометра показаны на Рис. 21.

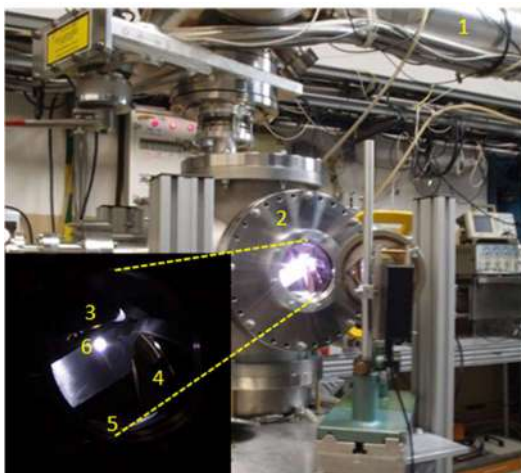


Рисунок 19. Экспериментальная установка и фото свободного лазерного разряда в стационарном аргоне при давлении 1 ат: 1 – канал транспортировки излучения ЛСЭ, 2 – вакуумная камера, 3 – главное фокусирующее параболическое зеркало, 4 и 5 – параболическое и плоское зеркала отрицательной оптической обратной связи, 6 – лазерный разряд в форме плазменного шара диаметром 7 мм, смещённого от фокуса в сторону излучения на расстояние около 7 мм. Изображение на вкладке снято через сильный нейтральный ослабитель. Средняя мощность излучения ЛСЭ – 190 Вт.

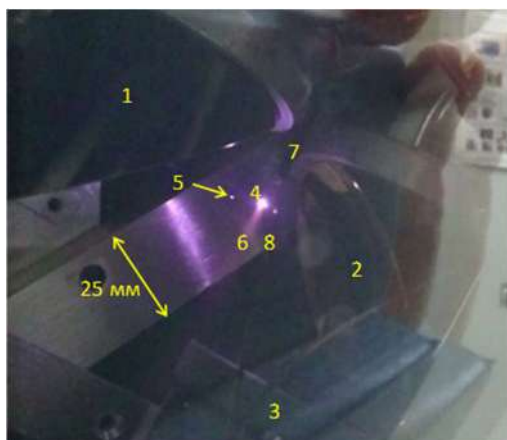


Рисунок 20. Фотография точечного лазерного разряда в Kr-N<sub>2</sub> газовой струе под давлением 4 ат в атмосферу тех же газов при давлении 1 ат: 1 – главное фокусирующее параболическое зеркало, 2 – параболическое зеркало отрицательной обратной оптической связи, 3 – плоское зеркало отрицательной обратной оптической связи, 4 – лазерный разряд, 5 – ослабленное в 625 раз изображение лазерного разряда после двух френелевских отражений на поверхностях смотрового окна, 6 – свечение струи возбужденного атомарного или молекулярного азота, 7 – трубка инжектора газа, 8 – электрод поджига (использовался в некоторых режимах с низкими давлениями газа). Средняя мощность излучения ЛСЭ - 180 Вт.

В основе функционирования ТГц ПП интерферометра, как и классического интерферометра Майкельсона,

лежит анализ интерферограммы, но формируемой не объёмными волнами, а коллинеарными пучками ПП, направляемых исследуемой поверхностью. Определение реальной части показателя преломления (отношения величины волнового вектора ПП к волновому числу излучения с той же частотой в вакууме) ПП осуществляется путём сравнения спектра излучения ЛСЭ со спектром ПП, получаемых в результате фурье-анализа интерферограмм. Мнимая часть показателя преломления определяется величиной затухания интенсивности ПП по мере распространения ПП по исследуемой поверхности.

Основными проблемами, с которыми мы столкнулись при создании планарного плазмонного интерферометра ТГц диапазона, являлись: необходимость повышения соотношения «сигнал/шум», увеличение скорости записи интерферограмм, а также уменьшение паразитных засветок приёмника. Способы решения этих задач очевидны: 1) использование мощного источника монохроматического ТГц излучения; 2) повышение эффективности преобразования излучения источника в ПП; 3) уменьшение энергетических потерь ПП в оптической схеме интерферометра; 4) использование чувствительных и достаточно быстрых приёмников ТГц излучения; 5) пространственное разделение паразитных объёмных волн (ОВ) от ПП и экранирование приёмника от паразитных ОВ. Способы решения данных задач, в той или иной степени, представлены при описании конструкции ПП-интерферометра в данном разделе.

В качестве источника ТГц излучения использовался Новосибирский ЛСЭ, являющийся на сегодняшний день (наряду с гиротронами) одним из самых мощных. Излучение Новосибирского ЛСЭ представляет собой периодическую последовательность 100 пс импульсов, следующих с частотой 5,6 МГц; оно линейно поляризовано, полностью когерентно в поперечном сечении пучка, временная когерентность составляет 30 - 100 пс (в зависимости от режима работы лазера). Характерная средняя мощность излучения, поступающего на вход интерферометра, составляла 30 - 40 Ватт (при необходимости её можно было увеличить до 400 Вт); диаметр гауссова пучка - 12 мм. Рабочая длина волны излучения была выбрана равной 141 мкм с шириной линии порядка 1 %.

Поскольку в штатном режиме работы НЛСЭ спектр его излучения нестабилен (длина волны в процессе измерений может смещаться до 0,2 мкм), то, с целью учёта его вариаций, одновременно с плазмонной интерферограммой регистрировали и интерферограмму, формируемую пучками излучения НЛСЭ. Для этого к схеме плазмонного интерферометра был добавлен интерферометр Майкельсона объёмных волн (Рис. 21а).

Из пучка излучения НЛСЭ, поступающего на вход установки, с помощью литографического поляризатора Р1 выделялась р-компонента, соответствующая поляризации ПП. Линейно поляризованное излучение разделялось плёночным 30 мкм полипропиленовым делителем BS1 на два пучка. Отражённый пучок, интенсивность которого регулировалась поляризатором

P2, направлялся зеркалом M5 на интерферометр ОВ, а прошедший пучок фокусировался цилиндрическим зеркалом CL с фокусным расстоянием 75 мм на верхнее ребро торца плоской подложки образца где, вследствие дифракции, излучение преобразовывалось в ПП. Метод генерации ПП на ребре плоской подложки (“the end-fire coupling technique”) по сравнению с другими известными методами (генерация на дифракционной решётке, волноводе, крае плоского экрана) отличается высокой эффективностью (десятки процентов при условии достаточного перекрытия полей падающей волны и ПП), простотой и малой дисперсией коэффициента преобразования.

В плазмонном интерферометре использовались неподвижное M1 и подвижное M2 зеркала (стеклянные пластины  $40 \times 20 \times 5$  мм<sup>3</sup> с золотым покрытием отражающих граней и защитным слоем ZnS), а в качестве делителя – плоскопараллельная пластинка BS2 из полиимидного материала Zeonex (TYDEX, Россия) размером  $40 \times 25 \times 1$  мм<sup>3</sup>, ориентированная под углом  $45^\circ$  к падающему пучку ПП. Нижние грани зеркал и делителя были оптически полированы и плотно прилегали к подложке, обеспечивая оптический контакт с её поверхностью.

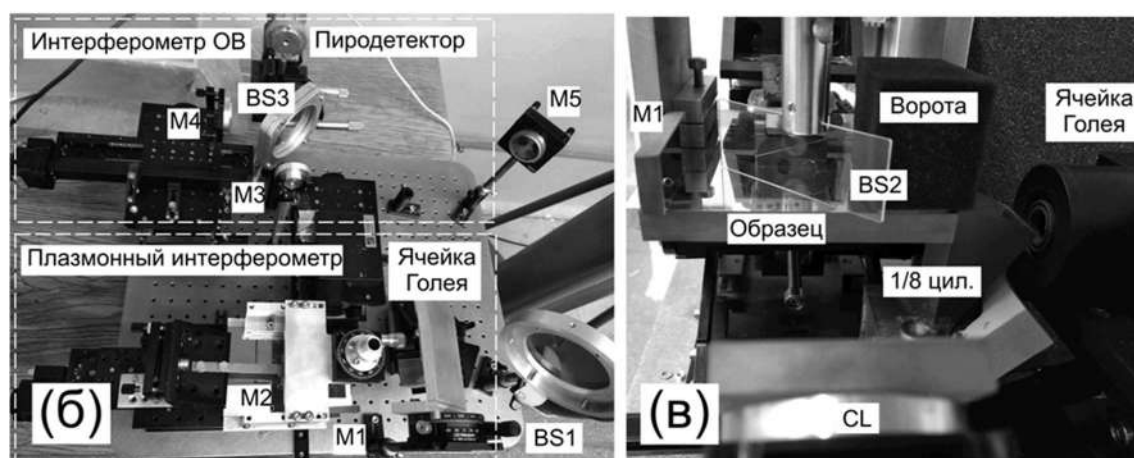
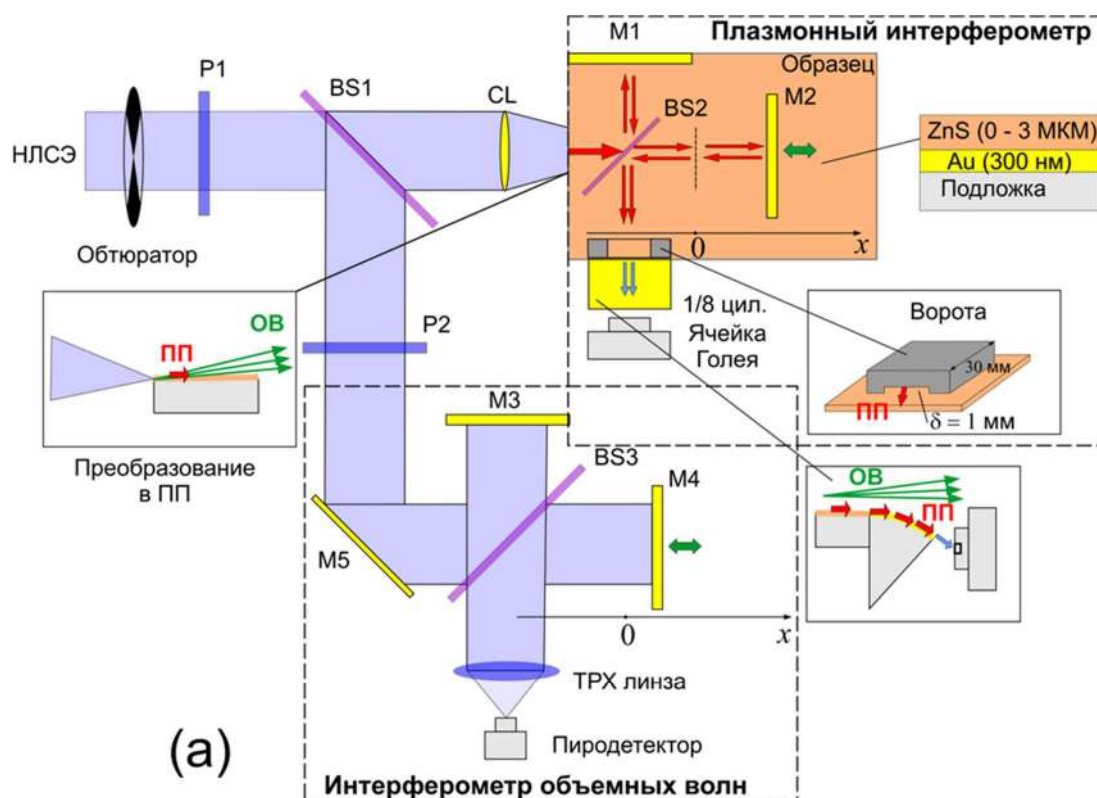


Рисунок 21. Планарный интерферометр Майкельсона на поверхностных плазмонах. (а) Оптическая схема (вид сверху) ТГц ПП интерферометра; (б) фотография интерферометра (вид сверху); (в) фотография интерферометра (вид на ПП интерферометр).

В отличие от других известных элементов, используемых для отражения или расщепления ПП (брегговские решетки или геодезические призмы, сформированные на поверхности образца), плоские зеркала и делители создают значительно меньше паразитных ОВ, возникающих при их взаимодействии с ПП. К тому же, такие элементы можно свободно переставлять при перестройке интерферометра.

В качестве подложек для тестовых образцов использовались плоские стеклянные пластины  $100 \times 150 \times 11$  мм<sup>3</sup>, верхняя грань ( $100 \times 150$  мм<sup>2</sup>) которых была оптически полирована. На неё методом магнетронного распыления осаждался непрозрачный слой золота толщиной 300 нм, поверх которого с помощью электронно-лучевого испарения наносился однородный по толщине слой сульфида цинка (ZnS). Было изготовлено три образца: без покрытия и со слоем ZnS толщиной  $d = 1,0$  и  $3,0$  мкм. Такой выбор образцов был обусловлен существенным различием (согласно расчетам) показателей преломления ( $n_s$ ) и поглощения ( $k_s$ ) ПП на данных образцах, что позволило оценить динамический диапазон интерферометра.

От места генерации до выхода с образца ПП проходили расстояние около 160 мм. На выходе из плазмонного интерферометра, совмещённые пучки ПП из обоих плеч переходили на выпуклую поверхность примыкавшего к боковой грани подложки цилиндрического элемента преобразования ПП в ОВ. Элемент представлял собой 1/8 часть цилиндра с радиусом кривизны 60 мм, выпуклая поверхность которого содержала 300 нм слой золота, покрытый слоем ZnS толщиной 1,0 мкм. Потери ПП (в основном, излучательного характера) на цилиндрической поверхности достигали 99 %; причем при выбранной толщине покрытия они были минимальны. Достигнув противоположного ребра выпуклой грани элемента, ПП дифрагировали на ней и преобразовывались в ОВ, регистрируемые приёмником излучения. Выбор цилиндрического элемента преобразования был обусловлен необходимостью пространственного разделения ОВ, порождённых ПП на выходном ребре этого элемента, от паразитных ОВ, возникающих при: 1) преобразовании излучения НЛСЭ в ПП (сопровождавшимся образованием дифрагированных ОВ большой интенсивности); 2) дифракции ПП на делителе и зеркалах интерферометра; 3) переходе ПП с подложки на выходной элемент преобразования. Кроме того, дополнительным источником паразитных ОВ являлось рассеяние ПП на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности слоя золота, приводящее к появлению у ПП радиационных потерь. Дополнительным и эффективным экраном от паразитных ОВ, служили поролюновые «ворота» (протяжённостью 35 мм и высотой проёма 1 мм), размещённые на образце в месте его контакта с выходным элементом преобразования.

Детектирование интерферирующих ОВ, порождаемых пучками ПП на свободном ребре выходного элемента преобразования, осуществлялось оптоакустическим приёмником (ячейка Голея GC-1Т, TYDEX, Россия), обладающего высокой чувствительностью

( $NEP \approx 1,4 \cdot 10^{-10}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>) и достаточным быстродействием (время отклика приёмника - 30 мс). Необходимость применения высокочувствительного приёмника была обусловлена малой интенсивностью сигнала, из-за больших потерь ПП при их дифракции на элементах схемы и затухания ПП при распространении по образцу.

В интерферометре объёмных волн пучки теряли энергию незначительно (только при отражении от делителя BS3), поэтому для регистрации ОВ-интерферограмм использовался менее чувствительный ( $NEP \approx 1,9 \cdot 10^{-9}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>) однопиксельный пироэлектрический приёмник МГ-33 (НЗПП «Восток», Россия), но обладающий большим быстродействием (типичное время нагрева приемника порядка 10 мкс, время отклика около 5 мс). Излучение, направляемое на его чувствительный элемент размером  $1 \times 1$  мм<sup>2</sup>, собиралось ТРХ-линзой (TYDEX, Россия) с фокусным расстоянием 50 мм.

Так как использовавшиеся приёмники могут регистрировать только изменяющийся во времени поток излучения, то на входе установки размещался механический obtюратор, модулировавший интенсивность излучения с частотой 100 Гц. Сигналы с каждого приёмника регистрировались двумя синхронными детекторами SR-830 (Stanford Research, США) при постоянной времени интегрирования 10 мс (соответствует частоте модуляции), с выходов которых они поступали на двухканальный цифровой осциллограф (Handyscope 3, TiePie engineering, Нидерланды), функционировавший в режиме самописца. Измеряемые временные зависимости оцифровывались и записывались в файл.

Подвижные зеркала М2 и М4 крепились к платформам моторизированных подвижек (8MT175-50, Standa, Латвия), смещавшим зеркала в процессе сканирования вдоль оси  $x$  с шагом 0,3 мкм. Скорость сканирования была выбрана максимально возможной (250 мкм в секунду), при которой детекторы успевали корректно прописывать регистрируемые сигналы. Время записи одной пары интерферограмм, соответствующих смещению подвижных зеркал на 30 мм, составляло около 2 минут.

В 2022 году на пользовательских станциях Новосибирского ЛСЭ активно работали сотрудники Института химической кинетики и горения СО РАН, Международного томографического центра СО РАН, Новосибирского государственного университета, Института цитологии и генетики СО РАН, Института прикладной физики РАН, Самарского национального исследовательского университета и других исследовательских центров. Продолжалось оснащение рабочих станций приборами и оборудованием и работы по модернизации системы вывода излучения на станции. Выполнен ремонт с заменой окон в помещениях, где размещены пользовательские станции, что существенно улучшило условия работы, особенно, в зимнее время.

В следующем году запланировано продолжение всех исследований и дальнейшая модернизация оборудования станций.



# **МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ**





## УСКОРИТЕЛИ ТИПА ИЛУ

### *Введение.*

В Лаборатории 14 ведутся работы по совершенствованию мощных высокочастотных импульсных ускорителей электронов типа ИЛУ, расширению диапазонов их параметров по энергии и мощности, совершенствуются системы выпуска пучка, изучаются процессы взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными материалами и соединениями, также прорабатываются технологические основы применения ускорителей в науке, производстве и медицине.

Линейка ускорителей типа ИЛУ включает в себя компактную модель ИЛУ-8 с энергией ускоренных электронов до 1 МэВ и мощностью пучка до 20 кВт, ускоритель ИЛУ-10 с диапазоном энергии 3,5-5 МэВ и мощностью пучка до 50 кВт, а также многорезонаторные ускорители ИЛУ-12 и ИЛУ-14 с энергией электронов до 7,5 и 10 МэВ и мощностью пучка до 60 и 100 кВт соответственно.

Ускорители типа ИЛУ поставлены в промышленность и исследовательские организации России, Казахстана, Китая, Южной Кореи, Индии, Японии, Польши и Чехии. Они успешно работают в производстве и используются для разработки электронно-лучевых технологий.

На протяжении 2022 года шло проектирование ускорителя ИЛУ-14 для компании Anh Duong Irradiation Technology Joint Stock Company, Вьетнам, и ускорителя ИЛУ-12 по договору с дочерней компанией ГК Росатома "РосАтом Хэлскеа". Ускоритель ИЛУ-12 станет основой облучательного комплекса в Узбекистане.

Начато изготовление ускорителей ИЛУ-12 и ИЛУ-14 силами ЭП ИЯФ и Бердского электромеханического завода (БЭМЗа).

### *Разработка новых устройств поворота и выпуска электронного пучка.*

В Лаборатории 14 ведётся постоянная работа по модернизации ускорителей серии ИЛУ и их систем. Ускоритель ИЛУ-10 используется для промышленной стерилизации медицинских изделий и обработки пищевых продуктов. Он генерирует идущий вертикально вниз пучок электронов с максимальной энергией от 3,5 до 5 МэВ и мощностью до 50 кВт. Для удобства облучения иногда требуется горизонтально направленный электронный пучок. Поэтому была поставлена задача разработать выпускное устройство для ускорителя ИЛУ-10, которое позволит работать в двух режимах: осуществить выпуск электронного пучка вертикально вниз или, повернув его на 90 градусов, осуществить выпуск пучка горизонтально.

Поскольку ИЛУ-10 – высокочастотный ускоритель, электроны в генерируемом им пучке имеют заметный разброс по энергии. Немонохроматичность пучка делает задачу его поворота достаточно сложной. Помимо

этого, ускоритель не всегда будет работать на максимальной энергии 5 МэВ – диапазон его энергии от 3,5 до 5 МэВ. И система поворота и транспортировки пучка должна обеспечить эффективный поворот пучка и минимальные его потери в таком широком диапазоне энергии.

В 2021 году совместно с Лабораторией 5-11 была начата разработка новой магнитной системы поворота пучка состоящей из двух дипольных магнитов и соленоидальной линзы.

На протяжении 2022 года было разработано новое устройство выпуска пучка в атмосферу с длиной выпускного окна 1,5 м и велась разработка нового конвертора для генерации мощного тормозного излучения длиной 1,5 м рассчитанного на мощность электронного пучка до 100 кВт.

### *Радиационная модификация кристаллов ZnGeP<sub>2</sub>.*

На ускорителе ИЛУ-10 проводились экспериментальные работы для определения оптимальных параметров радиационной модификации монокристаллов ZnGeP<sub>2</sub>.

Оптические элементы из монокристалла ZnGeP<sub>2</sub> представляют собой уникальную нелинейную среду для параметрического преобразования частоты оптического излучения в среднем ИК диапазоне. На базе данных нелинейных элементов созданы параметрические генераторы света, генерирующие излучение в диапазоне длин волн 3,5-8 мкм со средней мощностью 40 Вт при частотах следования импульсов ~ 10 кГц и длительности импульсов 10-30 нс, с КПД преобразования свет в свет на уровне 50%. Также монокристаллы ZnGeP<sub>2</sub> используются для получения второй гармоники излучения СО и СО<sub>2</sub> лазеров. Перспективным направлением является создание на базе элемента ZnGeP<sub>2</sub> когерентных источников ТГц излучения мощностью в несколько мВт посредством генерации излучения разностной частоты лазеров среднего ИК диапазона (2-8 мкм.).

В процессе роста монокристалла неизбежно появление больших концентраций собственных точечных дефектов, создающих уровни в запрещенной зоне полупроводника и сильно влияющих на его электрические и оптические свойства. В области прозрачности ZnGeP<sub>2</sub> (0,65-12 мкм) существует сильное примесное поглощение света для длин волн 0,65-2,5 мкм. Причем, это поглощение существует во всех кристаллах ZnGeP<sub>2</sub> выращенных из расплава. Высокое поглощение является препятствием для использования кристаллов ZnGeP<sub>2</sub> как параметрических генераторов света при накачке когерентным излучением в области длин волн 1-2 мкм. Экспериментально установлено, что облучение электронами высоких энергий и последующий термический отжиг значительно понижают это поглощение. Обработка кристаллов электронным пучком с энергией 5 МэВ и флюенсом 1017 электронов/см<sup>2</sup> приводит к 40% снижению поглощения в области длин

волн 1-2 мкм. Это позволяет значительно расширить применение таких кристаллов.

На протяжении 2022 года проводилось исследование влияние на характеристики кристалла флюенса, интегральной набранной дозы, угловых параметров пучка, термических и термохимических процессов, влияние наведенного заряда.

Электронно-лучевая обработка является лишь одним из этапов в решении комплекса задач, направленных на стабильное получение монокристаллов высокого оптического качества (включающем в себя всю цепочку получения материала: синтез из элементарных компонентов, выращивание монокристаллов и последующая модификация свойств, путем различных постростовых обработок). Отработка режимов электронно-лучевой обработки и других технологических этапов будет продолжена в 2023 году.

### *Изучение взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными веществами, материалами и изделиями.*

Совместно с Институтом химической биологии и фундаментальной медицины проводятся работы по разработке протезов кровеносных сосудов, которые способны формировать на себе стенки сосудов и впоследствии растворяться, оставляя новый участок сосуда.

Для изготовления протезов сосудов используется плёнка полученная из смеси полиуретана и желатина методом электроспиннинга. Матрицы на основе полиуретана показали себя многообещающим материалом для тканевой инженерии. Стерилизация изготовленных из них медицинских изделий является обязательным этапом перед их медицинским применением.

Эти полимерные изделия нельзя стерилизовать прожариванием и автоклавированием поскольку нагрев приводит к существенной деградации их механических свойств.

В 2022 годы были проведены исследования по сравнительному действию радиационной стерилизации и газовой стерилизации этиленоксидом (EtO) при комнатной температуре на протезы кровеносных сосудов изготовленные из смеси полиуретана и желатина, см. Рис. 1.

Структура матриц и их свойства были исследованы методами сканирующей электронной микроскопии (Scanning Electron Microscopy SEM), инфракрасной спектроскопии (Fourier Transform Infrared Spectroscopy FTIR), проводилось тестирование механических свойств и жизнеспособность клеток фибробластов на матрицах.

Было обнаружено, что обработка матриц этиленоксидом вызывала заметные изменения их структуры и механических свойств. Полученные данные показывают, что электронно-лучевая обработка является наиболее предпочтительным процессом для их стерилизации.



Рисунок 1. Герметично упакованные протезы сосудов под выпускным окном ускорителя.

Эффективность стерилизации проверялась бактериологическим методом в соответствии ГОСТ ИСО 11737-1-2012. Образцы были инкубированы в питательную среду (SOB, Becton Dickinson Inc, USA) при температуре  $30 \pm 2^\circ\text{C}$  на протяжении 12 часов. Затем полученные экстракты были проанализированы на наличие бактерий или плесеней в сертифицированной лаборатории Биотехнопарка в Новосибирске.

Было произведено сравнение механических свойств матриц до и после стерилизации. Оба стерилизационных метода приводили к незначительному увеличению предела прочности на разрыв ( $20,0 \pm 4,2 \div 20,6 \pm 4,3$  МПа) по сравнению с исходными образцами ( $16,7 \pm 1,26$  МПа). Усреднение проводилось по 3-м образцам в каждой серии.

Матрицы после обработки этиленоксидом показали на 30% меньшее значение максимального удлинения ( $637 \pm 49\%$ ) по сравнению с исходными образцами ( $960 \pm 57\%$ ) и с обработанными электронным пучком ( $982 \pm 74\%$ ).

Для характеристики поверхностной химической структуры образцов после стерилизации использовали инфракрасную спектроскопию и измерение контактного угла (характеризующего смачиваемость поверхности). В Таблице 1 приведены результаты измерения контактных углов образцов.

Таблица 1. Контактные углы образцов.

Образцы	Контактный угол
Исходные матрицы	$114,63 \pm 1,03^\circ$
Матрицы стерилизованные электронным пучком	$117,90 \pm 1,74^\circ$
Матрицы стерилизованные при помощи этиленоксида	$122,95 \pm 1,58^\circ$

Оценка взаимодействия клеток с поверхностями образцов проводилась после 48-часового инкубирования используя тест жизнеспособности клеток и сканирующую электронную микроскопию.

Оценка жизнеспособности проводилась при помощи индикатора метаболической активности Alamar Blue (AB).

Наивысшая жизнеспособность ( $138,7 \pm 12.1\%$ ) наблюдалась у человеческих фибробластов на матриксах стерилизованных электронным пучком.

Для сравнения, стерилизация матриксов этиленоксидом слегка ( $96,3 \pm 18.5\%$ ) изменяла жизнеспособность клеток по сравнению с исходным матриксом.

На рисунке 2 показаны полученные методом сканирующей электронной микроскопии микрофотографии, коэффициент увеличения составляет 1000. Микрофотографии показывают, что фибробласты на матриксах имеют правильную морфологию с уплощённым телом клеток.

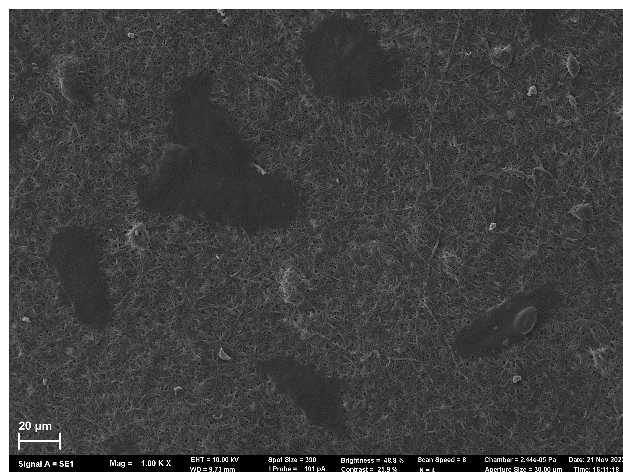
Совместно с Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН проведены исследования воздействия интенсивного ионизирующего излучения на гексанитрогексаазаизовюрцитан (ГНИВ), относящегося к классу энергонасыщенных органических соединений. Были изучены влияние облучения на процесс термической трансформации (перекристаллизации) и структуру кристаллов ГНИВ. Оценка результатов воздействия проводилась методами дифференциальной сканирующей калориметрии (differential scanning calorimetry, DSC) и дифференциального термического анализа (ДТА).

Наблюдается изменение характера фазового перехода из  $\epsilon$  в  $\gamma$ -модификацию. Также изменяется кристаллическая структура образцов после облучения – происходит уменьшение размеров кристаллов. На рисунке 3 приведены микрофотографии поверхности образцов ГНИВ до и после облучения дозой 80 кГр (а и б), на третьей микрофотографии показан образец после облучения дозой 80 кГр при десятикратно большем разрешении. Видно, что облучение приводит измельчению микрокристаллов.

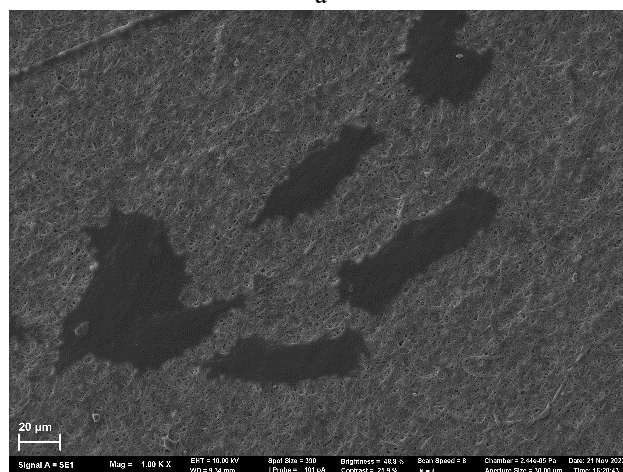
Также совместно с Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН проведены эксперименты по облучению водных растворов хитозана и исследованы их свойства. Радиационная модификация раствора хитозана позволяет использовать его как pH-чувствительный носитель различных органических соединений. На рисунке 4 показаны варианты реакции сополимеризации (сшивки) хитозана и акриламида.

Исследование сополимеров хитозана и акриламида, полученных при дозах электронно-лучевой обработки 6, 12 и 20 кГр, а также сополимера хитозана и акриламида после облучения дозой 20 кГр проводилось методами гель-хроматографии.

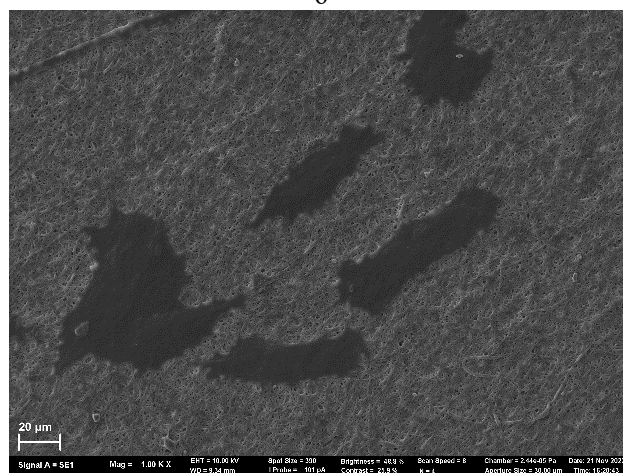
На рисунке 5 показаны кривые выделения бетулина из композитов с сополимером хитозана в водных растворах с различным pH: 2,2 (1); 4,9 (2); 8,5 (3). Видно, что выделение бетулина зависит от pH среды. Радиационная модификация раствора хитозана позволяет использовать его как pH-чувствительный носитель различных органических соединений.



а



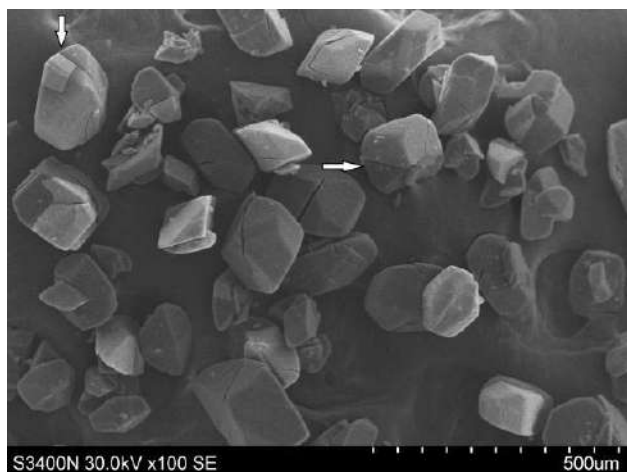
б



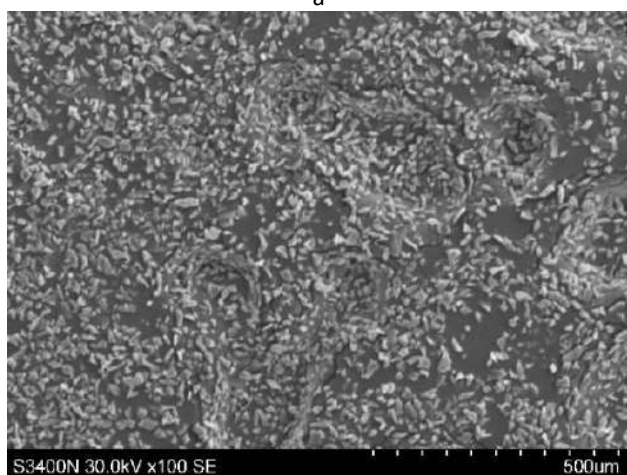
с

Рисунок 2. Микрофотографии фибробластов на матриксах.

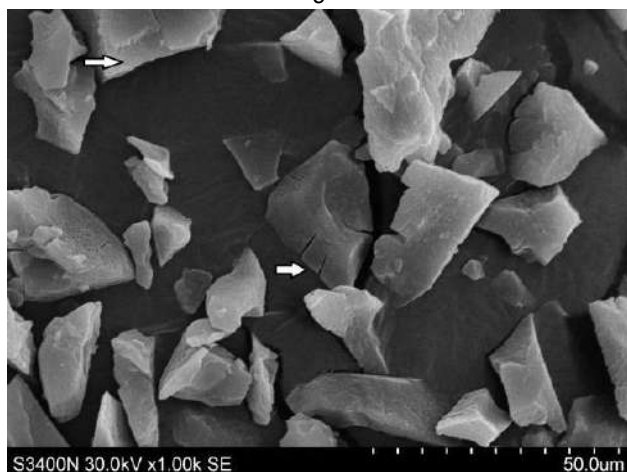
- а) Исходные нестерилизованные матриксы.
- б) Матриксы стерилизованные электронным пучком.
- с) Матриксы стерилизованные этиленоксидом.



а



б



в

Рисунок 3. Микрофотографии поверхности ГНИВ до и после радиационной обработки.

- Исходный образец ГНИВ;
- Образец ГНИВ после облучения дозой 80 кГр при том же разрешении что и образец а;
- Образец ГНИВ после облучения дозой 80 кГр при 10 раз большем разрешении чем образец а.

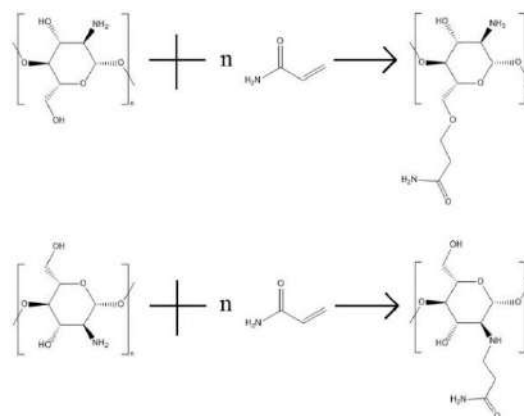


Рисунок 4. Реакции радиационной сшивки хитозана и акриламида.

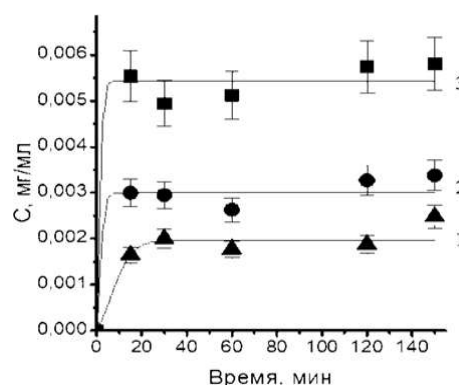


Рисунок 5. Кривые выделения бетулина из композитов с сополимером хитозана в водных растворах с различным рН: 2,2 (1); 4,9 (2); 8,5 (3).

*Разработка структурированных катализаторов трансформации биотоплив в синтез-газ, мембран для селективного выделения кислорода или водорода и твердооксидных топливных элементов.*

Совместно с Институтом катализа СО РАН в 2022 году была продолжена разработка структурированных катализаторов трансформации биотоплив в синтез-газ, мембран для селективного выделения кислорода или водорода и твердооксидных топливных элементов с применением радиационно-термического спекания нанесенных функциональных слоев. по радиационно-термическому синтезу мембран для топливных элементов.

На рисунке 6 приведены для примера результаты рентгенодифракционного анализа образцов Nd<sub>5</sub>.5WO<sub>11</sub>.25 δ полученных золь-гелевой технологией с использованием лимонной кислоты и спечённые традиционным образом при температуре 1300 °С (а) и полученных радиационно-термическим синтезом при 1300 (б), 1200 (с) and 1100°C (д). На вставке показаны пики структуры плавленого шпата в этих образцах.

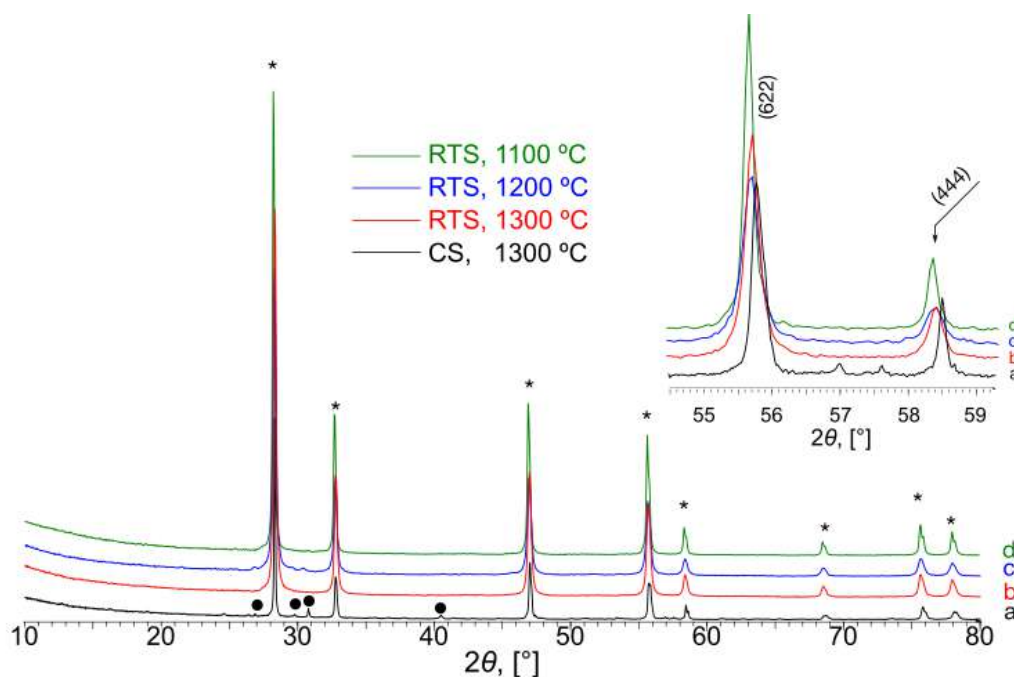


Рисунок 6. Результаты рентгенодифракционного анализа образцов  $\text{Nd}_{5.5}\text{WO}_{11.25} \delta$  полученные золь-гелевой технологией с использованием лимонной кислоты и спечённые традиционным образом при температуре 1300 °C (a) и полученные радиационно-термическим синтезом при 1300 (b), 1200 (c) and 1100 °C (d).

\* – fluorite-like phase, ● –  $\text{Nd}_2\text{O}_3$ .

Эти данные подтверждают существенное снижение температуры синтеза в радиационно-термическом процессе.

В настоящий момент разрабатываются технологии обработки материалов для получения функциональных материалов с уникальными характеристиками. Для получения прочной газоплотной функциональной керамики, применяемой в энергетике, используются современные методы спекания, такие как радиационно-термическое спекание, микроволновое спекание, горячее прессование и т.д. Основными проблемами получения такой керамики с использованием традиционного спекания в печи являются необходимость в длительном спекании и/или высоких температурах спекания для достижения необходимой газоплотности. Радиационно-термическое спекание с использованием электронных пучков позволяет существенно сократить температуру и время обработки за счёт эффекта радиационно-стимулированной диффузии. Если при взаимодействии электронов пучка с атомом происходит передача энергии от 10 эВ и выше атом может быть выбит из узла кристаллической решетки (энергия связи атомов в кристаллической решетке ~5-10 эВ/атом). Благодаря этому эффекту спекание идет быстрее, полнее и при более низкой температуре, чем при термическом или микроволновом нагреве. Более того, твердофазные реакции могут идти отлично от таковых при традиционном спекании. При радиационной обработке элект-

троны пучка проникают в объем вещества, и тепловыделение идет изнутри, поэтому нагрев происходит в объеме.

Выделение тепла в объёме уменьшает теплотокки внутри изделий и термические напряжения. Другими преимуществами данного метода являются высокая воспроизводимость и химическая стерильность (электронны есть везде).

При радиационно-термическом спекании с использованием электронных пучков энергзатраты на получение плотной керамики и нанесенных функциональных слоев уменьшаются в несколько раз благодаря эффекту радиационно-стимулированной диффузии.

### *Полимеризации сверхвысокомолекулярного полиметилметакрилата.*

Совместно с Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН разработан процесс полимеризации сверхвысокомолекулярного полиметилметакрилата с использованием электронно-лучевой обработки. Этот материал обладает повышенной механической прочностью.

Совместно с Лабораторией 1-4 были проведены его испытания на вакуумную плотность.

В 2023 году планируется изготовить анодный изолятор для ВЧ генераторов ускорителя ИЛУ-10 из сверхвысокомолекулярного полиметилметакрилата и провести его испытание на работающем ускорителе.

### *Модернизация узлов и систем ускорителей типа ИЛУ.*

На протяжении 2022 года была проведена модернизация конструкции корпуса ВЧ каскадов на мощном импульсном триоде ГИ-50А с импульсной мощностью до 2,5 МВт. Эти генераторы обеспечивают питание ускорителей ИЛУ-8, ИЛУ-12 и ИЛУ-14 ВЧ мощностью.

Поскольку был прекращён выпуск использовавшихся ранее в анодной цепи ВЧ генераторов разделительных конденсаторов КВК-5 номиналом 1500 пФ на напряжение 20 кВ был спроектирован и изготовлен блок разделительных конденсаторов, использующий 24 конденсатора К15У-1 ёмкостью 100 пФ на напряжение 20 кВ. На рисунке 7 показаны

старый блок из двух последовательно соединённых конденсаторов КВК-1 и новый содержащий 24 конденсатора. Новый блок имеет большую высоту, поэтому были изменены размеры анодного резонатора.

В 2022 году была изготовлена новая несущая рама ВЧ генератора снабжённая регулируемыми опорами. Она позволяет смонтировать на ней 2 варианта мощного двухкаскадного ВЧ генератора – изначальный и с укороченными на длину волны (примерно 1,7 м) ВЧ фидерами. Второй вариант ВЧ генератора компактнее, что позволяет уменьшить размеры бункера где размещается ускоритель ИЛУ-14.

Было начато изготовление ВЧ генератора для ускорителя ИЛУ-14.



Рисунок 7. Старый (слева) и новый (справа) блоки разделительных конденсаторов ВЧ каскадов.

## ПРОМЫШЛЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ СЕРИИ ЭЛВ И РАЗРАБОТКА НОВЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

### *Ускорители ЭЛВ.*

В лаборатории 12 продолжаются работы по расширению модельного ряда и совершенствованию ускорителей ЭЛВ. По требованию заказчиков был разработан ускоритель ЭЛВ-15 с максимальной энергией ускоренных электронов 3 МэВ и мощностью 100 кВт. Первые экземпляры таких ускорителей уже отправлены заказчику. Закончено проектирование ускорителя ЭЛВ-18 с максимальной энергией 2 МэВ и мощностью 100 кВт. Такие ускорители найдут применение при облучении изоляции кабелей для солнечных батарей. Продолжается проектирование ускорителя ЭЛВ-16 с энергией до 4 МэВ и мощностью 100 кВт. Первый экземпляр ускорителя будет отправлен заказчику в 2024 году.

Несмотря на непростые условия, 2022 году был рекордным по количеству поставок ускорителей ЭЛВ. Всего заказчиком было отгружено 14 комплектов оборудования. В Индию было отгружено 2 ускорителя, остальные ускорители нашли покупателя в Китае.

В настоящий момент подписано или находится в стадии подписания 38 контрактов на поставку ускорителей ЭЛВ. Из них 11 ускорителей – это проектируемые и разработанные в последние годы ЭЛВ-15, ЭЛВ-16 и ЭЛВ-18. В списке покупателей оборудования - Россия, Белоруссия, Китай, Индия, Южная Корея.

### *Работы на уникальной установке УНУ ЭЛВ-6.*

В рамках соглашения о научно-техническом сотрудничестве между ИЯФ СО РАН и Томским политехническим университетом (ТПУ) было в течение года проведено 4 серии работ под руководством профессора Лисицына В.М. по проекту «Синтез высокотемпературных люминесцирующих материалов». Исследования включены в программу развития ТПУ. В частности, под электронным пучком были синтезированы керамики на основе YAG, модифицированные Се, на основе MgF<sub>2</sub>, модифицированные W, на основе MgO и др. Весь процесс изготовления подобных люминесцентных керамических материалов по традиционной технологии занимает около недели, спекание этих керамик из исходных компонентов под электронным пучком происходит за время 1 сек. В настоящее время выход люминесценции керамик, изготовленных под электронным пучком составляет в среднем 60% по сравнению с лучшими промышленными образцами, но есть перспектива путём оптимизации режима обработки и выбора исходных компонентов довести этот показатель до уровня промышленных образцов.

В рамках упомянутого выше соглашения между ИЯФ и ТПУ были проведены работы по проекту РНФ №22-19-00183 «Разработка научных основ аддитивной

технологии получения керамических изделий электронно-пучковым методом нагрева» под руководством профессора Гынгазова С.А.

В соответствии с соглашением о сотрудничестве между ИЯФ СО РАН и НГТУ проводились исследования в рамках следующих проектов:

проект РНФ №22-79-00189 от 28.07.2022 «Исследование композиционных покрытий на основе высокоэнтропийных сплавов, упрочнённых тугоплавкими покрытиями»;

проект РНФ «22-23-20192 от 21.03.2022 «Структура, свойства и стабильность покрытий высокоэнтропийных сплавов, сформированных путём обработки порошковых смесей пучком релятивистских электронов»;

проект НГТУ НЭТИ № 122031000284-7 от 10.03.2022 «Разработка новых металлических материалов с повышенным уровнем коррозионной стойкости».

### *Формирование слоёв высокоэнтропийных сплавов на основах из простой углеродистой стали.*

Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) – новый класс многокомпонентных сплавов. ВЭС это сплавы, состоящие как минимум из 5 компонентов, концентрация каждого из которых находится в диапазоне от 5 до 35 ат.%. Конфигурационная энтропия смешения атомов в сплаве вычисляется по формуле:

$$S_{conf} = -R \sum_{i=1}^n c_i \ln c_i$$

где R – универсальная газовая постоянная, n – число компонентов в сплаве, c<sub>i</sub> – атомная концентрация i-того компонента. Энтропия смешения 5-ти компонентных сплавов в случае равной атомной концентрации составляет ΔS<sub>conf</sub>=1,61R. Ряд исследований показал, что ВЭСы могут обладать высоким уровнем механических свойств: твердостью, прочностью, ударной вязкостью, износостойкостью. Они обладают также высокими термической стабильностью и коррозионной стойкостью. Благодаря сочетанию этих свойств высокоэнтропийные сплавы в последние годы являются перспективными конструкционными материалами и привлекают большой интерес исследователей.

Обычно ВЭСы получают методами дуговой плавки и литья. Получение таким способом слитков больших размеров является затруднительным. Кроме того, наличие дорогостоящих компонентов в составе высокоэнтропийных сплавов приводит к увеличению их цены. Решением обозначенных проблем может быть формирование слоёв высокоэнтропийных сплавов на основах из обычных сплавов, в частности сплавов на основе железа. Одним из перспективных способов для формирования таких поверхностных слоёв является вневакуумная электроннолучевая наплавка с использованием пучка МэВ-ного диапазона энергии электронов. При применении в качестве материала для наплавки на металлическую основу порошковой

смеси, содержащей исходные компоненты сплава в экваториальной концентрации, пучок проникает сквозь весь слой порошка, обеспечивая его одновременный нагрев и последовательное взаимное растворение компонентов. При этом основным элементом, из которого состоит основа – в нашем случае железо, является одним из компонентов высокоэнтропийного сплава. Железо не входит в состав исходной порошковой смеси, а попадает в формируемое покрытие при расплавлении поверхностного слоя основы. В общей образовавшейся ванне расплава происходит равномерное перемешивание компонентов покрытия. Ввиду расплавления поверхностного слоя основы между сформированным слоем покрытия и основой формируется металлургическая связь, обеспечивающая прочность соединения с основой не ниже прочности самой основы.

Работа выполнялась на установке УНУ Стенд ЭЛВ-6 на базе промышленного ускорителя электронов ЭЛВ-6, снабжённого устройством выпуска сфокусиро-

ванного пучка электронов с энергией 1,4 МэВ в атмосфере. В качестве исходных компонентов для получения покрытий были использованы порошки Co, Cr, Ni, Al, Cu, Mn. Четыре порошка из этого списка смешивались с равным атомным процентом в смеси. К 4-м металлическим компонентам исходного порошка добавлялся порошок  $\text{CaF}_2$ , используемый в качестве флюса.

Образцы 1 и 2 с Cu и Mn имеют близкий к экваториальному состав, образец с Al содержит меньше железа, чем это необходимо для экваториальной композиции. Конфигурационная энтропия  $\Delta S_{\text{conf}}$  образцов равна 1,61R для покрытия CoCrFeNiCu и 1,59R для покрытий с Mn и Al позволяет классифицировать все три покрытия как высокоэнтропийные сплавы. Толщина наплавленного слоя образцов составляет 1,5 – 1,8 мм.

Изотермические испытания на жаростойкость были проведены при температуре 850°C. Кривые прироста массы за счёт окисления воздушной среде в течении испытаний представлены на Рис. 1.

Таблица 1. Режимы наплавки порошковой смеси.

Номер образца	Металлическая составляющая порошка (вес. %)	Флюс (вес. %)	Масса порошка на единицу площади ( $\text{г}/\text{см}^2$ )	Ток пучка, (мА)	Скорость перемещения образцов, (см/с)	Поверхностная плотность энергии ( $\text{Дж}/\text{см}^2$ )
1	CoCrNiCu (70)	CaF <sub>2</sub> (30)	0,8	25	1,5	4,67
2	CoCrNiMn (70)		0,8	25		4,67
3	CoCrNiAl (70)		0,45	20		3,73

Таблица 2. Усреднённый химический состав сформированных поверхностных слоёв.

№ образца	Co, at. %	Cr, at. %	Fe, at. %	Ni, at. %	Cu, at. %	Mn, at. %	Al, at. %
1	21,0	19,6	17,7	20,7	21,0	-	-
2	17,5	18,7	29,0	17,7	-	17,1	-
3	20,9	22,5	12,2	21,3	-	-	23,1

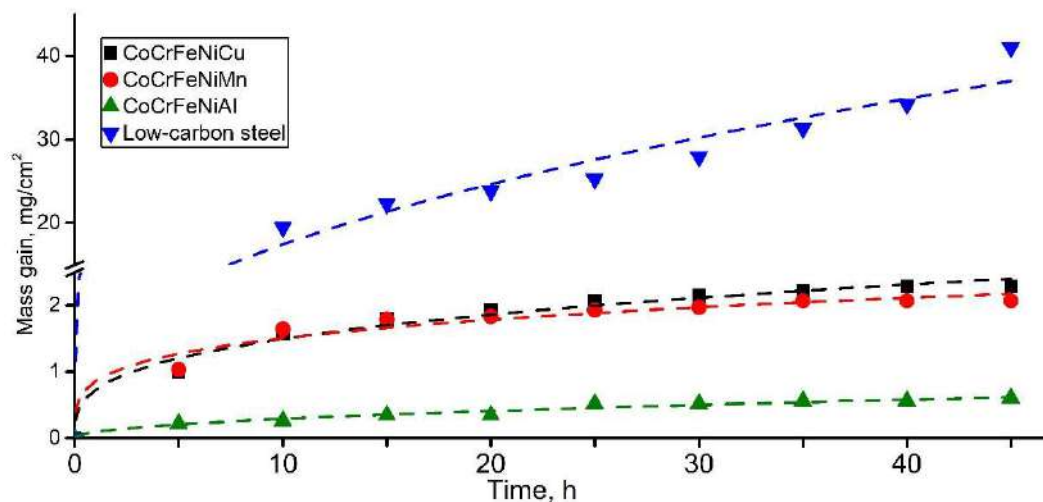


Рисунок 1. Прирост массы образцов в ходе испытаний на жаростойкость.



Общий прирост массы после 45 часов испытаний был: для стальной основы 41,01 мг/см<sup>2</sup>, 2,29 мг/см<sup>2</sup>, 2,04 мг/см<sup>2</sup> и 0,60 мг/см<sup>2</sup> для образцов CoCrFeNiCu, CoCrFeNiMn и CoCrFeNiAl соответственно. После 10 часов испытаний скорость роста оксидной плёнки на образцах замедлилась и составила в интервале от 10 ч до 45 ч 0,53, 0,02, 0,014 и 0,01 мг/(см<sup>2</sup>·ч) соответственно для основы и покрытий CoCrFeNiCu, CoCrFeNiMn, CoCrFeNiAl. Прирост массы самого стойкого к окислению покрытия: CoCrFeNiAl за время испытания в три раза меньше, чем у двух других высокоэнтропийных сплавов и в 70 раз меньше, чем у основы. Структура и химический состав сформировавшегося оксидного слоя этого образца показаны на Рис. 2.

Вне-вакуумная электроннолучевая наплавка впервые была применена для изготовления высокоэнтропийных покрытий на стальной основе. Было показано, что этот метод подходит для получения многокомпонентных покрытий различного состава и позволяет формировать высококачественные слои с толщиной до 1,8 мм. Свойства получаемых покрытий сильно зависят от их химического состава.

Все исследованные покрытия обладают повышенной стойкостью к окислению (жаростойкостью), максимальной жаростойкостью обладает покрытие CoCrFeNiAl. Это покрытие обладает также наибольшей твёрдостью около 600 Нв, что в 3,4 раза превышает твёрдость основы.

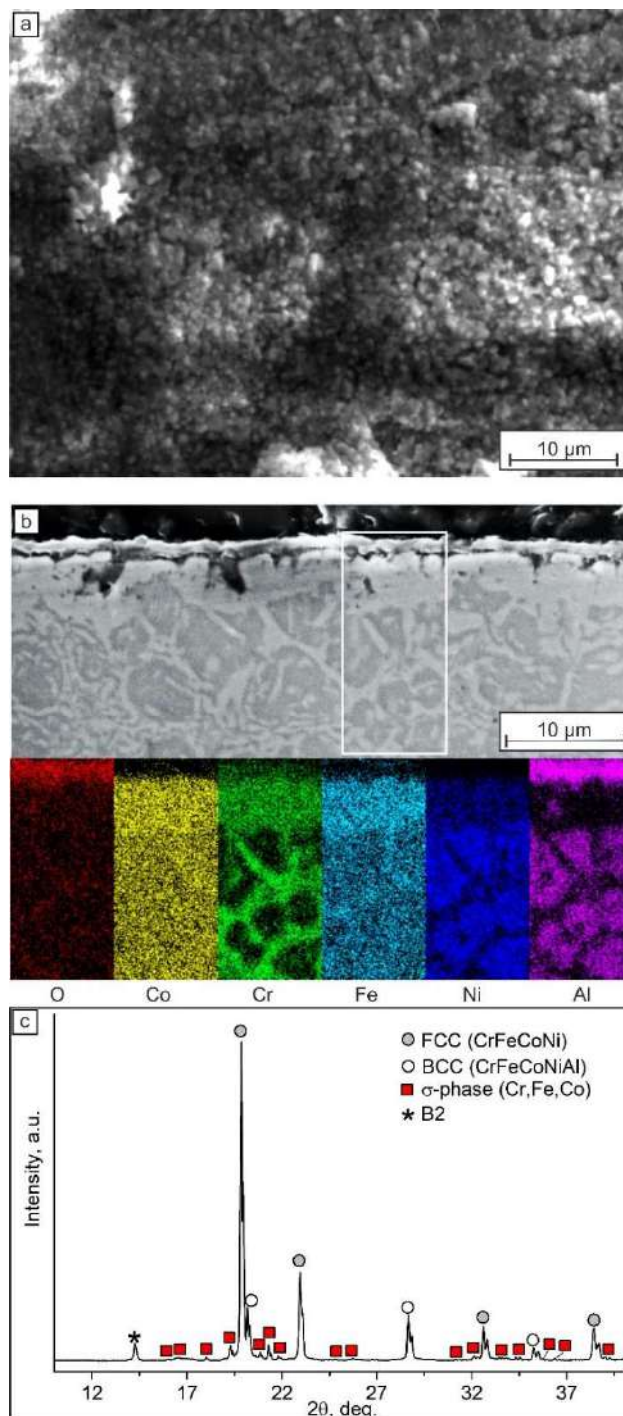


Рисунок 2. Поверхностная морфология покрытия CoCrFeNiAl после окисления при 850°C в течении 45 часов (а), поперечное сечение и картина распределения химических элементов в выделенном прямоугольнике (б), рентгенограмма поверхности окисленного образца (с).



# **ФИЗИКА ДЛЯ МЕДИЦИНЫ**



## УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ДЛЯ БОР-НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ И ДРУГИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

В ИЯФ СО РАН предложен, создан и функционирует источник нейтронов ВИТА на основе электростатического тандемного ускорителя заряженных частиц оригинальной конструкции (ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией) и тонкой литиевой мишени. В ускорителе получают стационарный пучок протонов или дейтронов с энергией в диапазоне от 0,6 до 2,3 МэВ при стабильности и моноэнергетичности 0,1 %, с током в диапазоне от 1 нА до 10 мА при стабильности до 0,4 %. На установке получают потоки нейтронов различного энергетического диапазона: холодных, тепловых, эпитепловых, надэпитепловых, моноэнергетических или быстрых, а также генерируют 478 кэВ или 511 кэВ фотоны,  $\alpha$ -частицы, позитроны.

В начале года на ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией заменили источник отрицательных ионов водорода вместе с трактом транспортировки пучка ионов низкой энергии на новые изготовленные источник отрицательных ионов водорода и тракт. Новый источник отрицательных ионов водорода характеризуется большим током, большей энергией, большей надежностью и лучшей управляемостью. Система питания, управления и диагностики источником смонтирована в отдельном шкафу, соединенном с источником гибким высоковольтным кабелем. В новом тракте транспортировки пучка ионов вблизи источника установлена линза на постоянных магнитах, делающая расходящийся пучок ионов параллельным, и улучшена система дифференциальной от качки. Далее расположенный соленоид обеспечивает регулируемую фокусировку пучка ионов на вход в ускоритель. Новый тракт транспортировки оснащен патрубками для визуального наблюдения за пучком ионов и охлаждаемой диафрагмой для предотвращения нагрева элементов тракта. Измерение мощности нагрева линзы на постоянных магнитах, диафрагмы в тракте транспортировки и диафрагмы на входе в ускоритель позволяет оптимизировать прохождение пучка ионов для получения большого тока.

С 22 февраля установка выведена в рабочий режим и в течение года использована для проведения научных исследований.

В течение всего этого времени обеспечено длительное стабильное получение пучка протонов с энергией, изменяемой от 0,6 до 2,3 МэВ (часто используемый диапазон: от 1 до 2,1 МэВ), с током, изменяемым от 1 мкА до 10 мА (часто используемый диапазон: от 0,5 до 5 мА). Самый длительный заход осуществлен с 25 апреля по 25 мая, когда каждый рабочий день в среднем по 8 часов в день обеспечивали стабильную непрерывную генерацию нейтронов.

Фазовый портрет и эмиттанс пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемого в ускоритель, измерен измерителем эмиттанса ES-4 (D-Рассе, Канада) при разных значениях тока пучка и силы магнитной фокусирующей линзы (Рис. 1). Установлено, что проведенная модернизация магнитной линзы существенно уменьшила влияние сферической аберрации на фазовый портрет пучка. Характерное значение нормализованного эмиттанса пучка ионов составляет величину 0,2 мм·мрад. Установлено, что транспортировка и инжекция пучка отрицательных ионов водорода в ускоритель сопровождаются действием пространственного заряда, и для оптимального ускорения ионов при изменении тока требуется корректировка силы магнитной фокусирующей линзы.

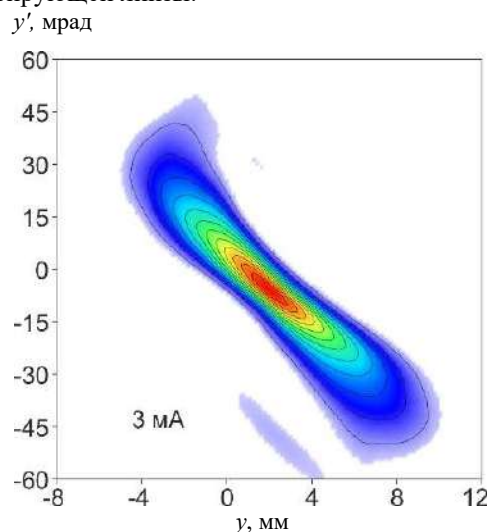


Рисунок 1. Фазовый портрет 3 мА пучка отрицательных ионов водорода, инжектируемого в ускоритель.

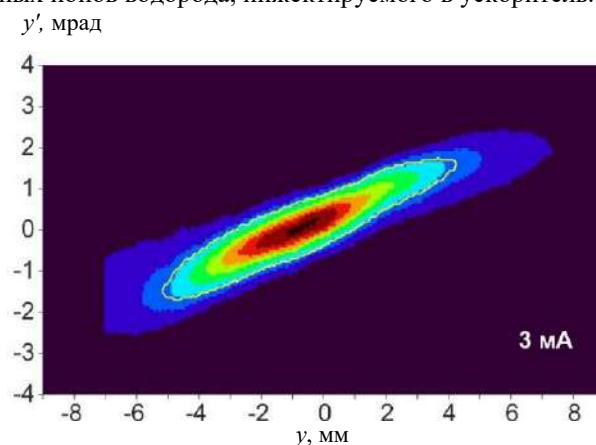


Рисунок 2. Фазовый портрет 3 мА пучка протонов.

Фазовый портрет пучка протонов измерен с применением подвижного охлаждаемого коллиматора и волоконного сканера OWS-30 (D-Рассе, Канада) при разных значениях тока и силы магнитной фокусирующей линзы (Рис. 2). Установлено, что с увеличением тока увеличивается расходимость пучка протонов, что объясняется действием пространственного заряда при транспортировке инжектируемого пучка отрицательных ионов водорода. В результате исследования зависимости фазового портрета пучка протонов от силы

магнитной фокусирующей линзы найден режим оптимального длительного и стабильного получения пучка протонов. При увеличении силы тока в катушке магнитной линзы относительно оптимального значения, зависящего от тока пучка протонов, уменьшается и размер пучка протонов и его угловое расхождение, но входная диафрагма внешнего ускоряющего электрода нагревается до уровня, не пригодного для постоянной работы. При уменьшении силы тока в катушке магнитной линзы относительно оптимального значения входная диафрагма внешнего ускоряющего электрода не нагревается, но зато заметно увеличивается и размер пучка протонов, и его угловое расхождение. Выставление режима оптимального получения пучка протонов, зависящего от энергии и тока, обеспечивается i) контролем положения и размера пучка отрицательных ионов водорода на входе в ускоритель проволочным сканером OWS-30; ii) разработанным программным обеспечением, обрабатывающим в режиме реального времени поток изображений с пары видеокамер, направленных на входную диафрагму внешнего ускоряющего электрода, и выводящим на монитор оператора текущее положение и размер пучка ионов в области этой диафрагмы; iii) визуальным контролем нагрева диафрагмы внешнего ускоряющего электрода и iv) контролем положения и размера пучка протонов набором медных охлаждаемых диафрагм, внутрь каждой из которых аксиально симметрично вставлены по 4 термопары.

В результате изучения динамики накопления примесей в литиевом слое нейтроногенерирующей мишени методом резерфордского обратного рассеяния протонов установлено следующее. 1) При напылении литиевого слоя (обычно толщиной 60 мкм) методом термического напыления в вакууме верхний слой лития становится оксидом лития толщиной около 10 нм, который сверху покрывается слоем углерода толщиной около 1 нм. 2) Облучение мишени пучком протонов приводит к росту содержания кислорода и углерода на поверхности, выходящему на плато с содержанием кислорода в 20 раз больше начального и углерода в 10 раз большего. Такое содержание примесей уменьшает выход нейтронов на величину, меньшую 1 %, что допустимо. 3) Увеличение плотности мощности пучка протонов до 1 кВт/см<sup>2</sup> приводит к расплавлению лития и к появлению внутри литиевого слоя тяжелой примеси, вероятнее всего чешуек меди, образовавшихся в результате радиационного блистеринга поверхности меди при имплантации протонов. Накопление тяжелой примеси внутри литиевого слоя уменьшает выход нейтронов, что может ограничивать применимость использования литиевой мишени в жидком состоянии.

### Фундаментальные знания.

Измерено сечение ядерной реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  при энергии протонов от 0,6 до 2 МэВ (Рис. 3). Высокая точность измерения сечения (3 %) получена за счет высокой точности измерения толщины литиевого слоя предложенным и реализованным нами *in situ* методом

путем сравнения интенсивности излучения 478 кэВ фотонов из исследуемой литиевой мишени и из толстой. Достоверность измерения толщины лития подтверждается еще четырьмя независимыми методами измерений: по массе напыленного лития, по энергетическому спектру обратно рассеянных протонов, по ширине энергетического спектра альфа-частиц и по сдвигу спектра альфа-частиц относительно расчетного значения энергии.

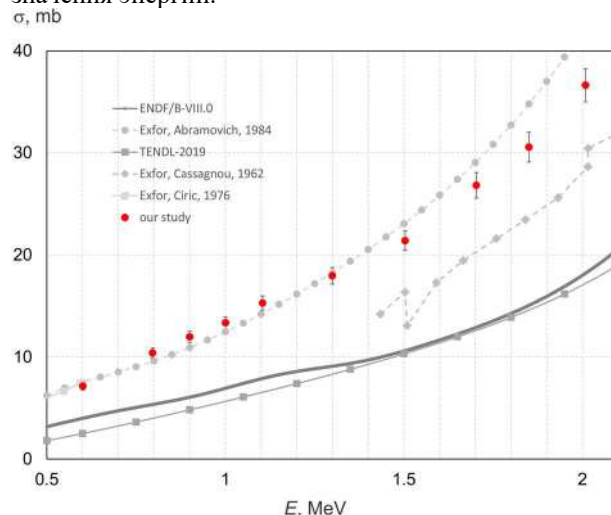


Рисунок 3. Сечение ядерной реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$ .

Полученные данные о сечении реакции согласуются с данными, приведенными в базе данных ядерных реакций JENDL-4.0, и примерно в 2 раза превосходят значения, представленные в базах данных ядерных реакций ENDF/B-VIII.0 и TENDL-2019. Результаты исследования опубликованы в профильном научном журнале. Данные об измеренном сечении ядерной реакции  ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$  представлены в статье в табличном виде с указанием точности измерения сечения реакции и энергии протонов и внесены в экспериментальные базы данных ядерных реакций IBANDL и Exfor.

### Экспериментальное исследование прозрачности оптического волокна.

На установке измерена зависимость прозрачности оптического волокна от флюенса быстрых нейтронов. Оптическое волокно трех типов предоставлено Центром ядерных исследований Саклэ (Франция). Облучение образцов до флюенса  $3 \cdot 10^{14}$  нейтронов/см<sup>2</sup> проведено в радиационно-защищенном помещении в дополнительном бункере с использованием свинцового концентратора. Генерация быстрых нейтронов в течение месяца в среднем по 8 ч в день осуществлена в реакции  ${}^7\text{Li}(d,n)$  при энергии дейтронов 1,5 МэВ и токе 1 мА. Установлено, что прозрачность оптического волокна уменьшается на ~ 50 %, как только волокно облучается быстрыми нейтронами, и не возвращается к прежнему уровню после окончания облучения (Рис. 4). Измеренная деградация прозрачности оптических волокон варьируется от 20 % до 35 % при набранном флюенсе быстрых нейтронов  $10^{14}$  нейтронов/см<sup>2</sup>. Такое

детальное изучение зависимости прозрачности оптического волокна от флюенса быстрых нейтронов проведено впервые и полученные результаты уникальны и важны для науки и практики, в том числе для лазерной калибровки калориметра детектора CMS при планируемой работе Большого адронного коллайдера ЦЕРН в режиме высокой светимости.

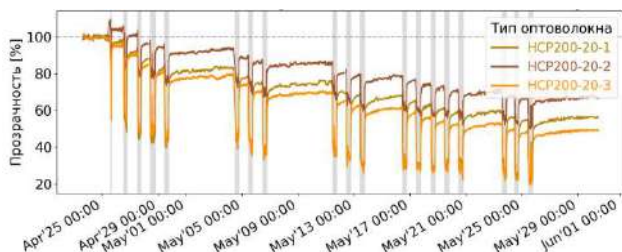


Рисунок 4. Изменение прозрачности оптоволокна в процессе облучения. Резкое падение и восстановление прозрачности при включении и выключении потока нейтронов. Показаны результаты для трех образцов оптоволокна, расположенных на разных расстояниях от мишени.

#### *Источник нейтронов для клиник БНЗТ.*

9 октября 2022 года на ускорительном источнике эпитепловых нейтронов в г. Сямынь (Китай) проведена бор-нейтронозахватная терапия на первом пациенте. Китай стал второй страной в мире, приступившей к лечению больных в специализированных клиниках.

В рамках исполнения перечня поручений Председателя Правительства Российской Федерации М.В. Мишустина институт реализует мероприятия по разработке, изготовлению и поставке в НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина Минздрава РФ ускорительного источника нейтронов для клинических испытаний методики бор-нейтронозахватной терапии онкологических заболеваний.

#### *Школа молодых ученых по БНЗТ.*

Проведена 4-я Всероссийская Школа молодых ученых по бор-нейтронозахватной терапии, в которой приняло участие 124 участника, из них: 9 российских и 2 зарубежных ученых-лекторов, 88 российских ученых, в том числе 57 молодых, из Санкт-Петербурга, Гатчины, Москвы, Дубны, Нижнего Новгорода, Керчи, Майкопа, Черкесска, Челябинска, Новосибирска, Томска, Иркутска, и 34 зарубежных ученых, в том числе 18 молодых, из Аргентины, Бразилии, Алжира, Финляндии, Германии, Сирии, Казахстана, Монголии, Китая, Тайваня и Японии.

#### *Подготовка научных кадров.*

В Новосибирском государственном университете читают курс лекций “Основы БНЗТ”.

Диссертации на соискание учёной степени кандидатов физико-математических наук защитили Касатов

Дмитрий Александрович по теме «Исследование материалов нейтроногенерирующей мишени для бор-нейтронозахватной терапии», Соколова Евгения Олеговна по теме «Исследование и оптимизация тонкой литиевой мишени для генерации нейтронов» и Колесников Ярослав Александрович по теме «Исследование и оптимизация транспортировки и ускорения пучка ионов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией».

#### *Представление научных результатов.*

По результатам проведенных исследований опубликовано 9 статей в научных журналах, в том числе 2 в журналах Q1; получен патент США на изобретение; представлено 44 доклада на международных и всероссийских конференциях, в том числе приглашенных.

Патент на изобретение № 2729458 «Способ получения композиций для бор-нейтронозахватной терапии злокачественных опухолей (варианты)» признан Роспатентом как лауреат конкурса «Успешный патент-2021».

Доклад А.И. Касатовой на международном конгрессе молодых исследователей в области БНЗТ признан победителем конкурса Life Award.

Статья «Источник быстрых нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и литиевой мишени», опубликованная в журнале «Приборы и техника эксперимента», признана победителем конкурса Research Highlights и опубликована на сайте nature.com в научно-популярном изложении: <https://www.nature.com/articles/d42473-021-00133-3>

#### *Финансовое обеспечение.*

Научные исследования поддержаны грантом РФФИ № 19-72-30005 (лаборатория мирового уровня), грантами РФФИ 19-32-90118\19 и 19-32-90119\19 (поддержка аспирантов), контрактом с ТАЕ (Калифорния, США), договорами на предоставление услуги для выполнения грантов РФФИ № 19-74-20069, 19-74-20123, 19-74-20127 и государственными заданиями FWGM-2022-0023 и FWGM-2022-0024.

## ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ И ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В рамках работ по изучению физических процессов и улучшению характеристик детектора для мониторинга потока нейтронов в процессе сеансов терапии на установке БНЗТ в ИЯФ СОРАН, была изготовлена 12-канальная система регистрации на основе микропиксельных лавинных фотодиодов КЕТЕК RM3347-WL-A0 и оптическим съемом информации с полистирольных сцинтилляторов обогащенных бором (СЦ-331, Протвино) и без него (СЦ-301) с помощью кварцевого оптоволоконного кабеля CERAMOPTEC HUV 1000/1035/1400 НВТ NA=0,5 длиной 10 м. Повышенная прозрачность кварцевого волокна позволила компенсировать уменьшение светосбора из-за меньшего значения числовой апертуры чем у использованного ранее пластикового волокна. Кроме того, при накопленной интегральной дозе соответствующей нескольким сеансам терапии, с новым типом волокна не наблюдается заметной деградации датчиков. Таким образом переход на кварцевые волокна позволил улучшить эксплуатационные характеристики системы. На рисунке 1 представлена фотография системы регистрации, установленной в зале облучений установки БНЗТ в ИЯФ СО РАН.

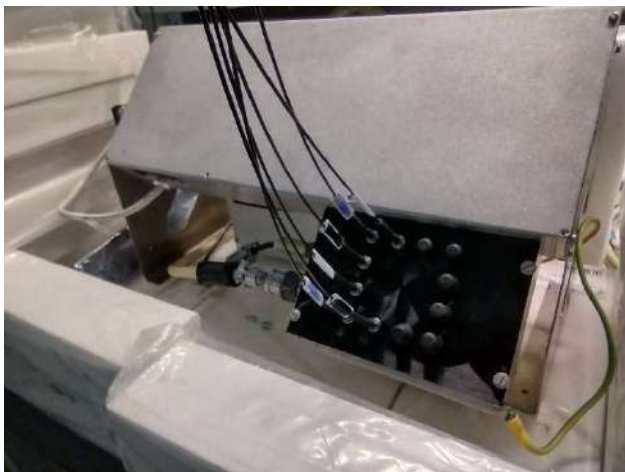


Рисунок 1. Общий вид системы регистрации детектора для мониторинга потока нейтронов на установке БНЗТ.

Продолжены работы по разработке сцинтилляционного детектора рентгеновского излучения для систем индивидуального досмотра. Специфика их применения требует получения максимально возможного соотношения сигнал-шум, что возможно только в режиме прямого счета фотонов и одновременно с максимально возможным динамическим диапазоном, что необходимо для обнаружения запрещенных предметов как спрятанных в одежде, так и за наиболее плотными

участками тела. Результатом работ по данному направлению стала изготовленная новая версия электроники регистрации на основе HAMAMATSU MPPC S14160-1315PS, показанная на рисунке 2. Модифицированная версия детектора позволила более чем в два раза повысить динамический диапазон системы.



Рисунок 2. Фотография 32-х канальной платы регистрации старого образца (слева) и нового варианта с повышенным быстродействием (справа).



## Научное руководство ИЯФ СО РАН

### Члены Российской академии наук

**Академики:**

Бондарь Александр Евгеньевич  
Диканский Николай Сергеевич  
Кулипанов Геннадий Николаевич  
Логачев Павел Владимирович  
Пархомчук Василий Васильевич  
Скринский Александр Николаевич

**Директор:**

Логачев Павел Владимирович

**Научный руководитель:**

Скринский Александр Николаевич

**Научные руководители направлений:**

Кулипанов Геннадий Николаевич  
Тихонов Юрий Анатольевич

**Учёный секретарь:**

Резниченко Алексей Владимирович

**Члены-корреспонденты РАН:**

Винокуров Николай Александрович  
Левичев Евгений Борисович  
Тихонов Юрий Анатольевич  
Фадин Виктор Сергеевич  
Шатунов Юрий Михайлович

**Заместители директора по научной работе:**

Багрянский Пётр Андреевич  
Левичев Евгений Борисович  
Логашенко Иван Борисович

**Заместитель директора**

Беркаев Дмитрий Евгеньевич

**Заместитель директора по производству**

Стешов Андрей Георгиевич

**Заместитель директора-главный инженер**

Чуркин Игорь Николаевич

### Ученый совет

1. Логачев Павел Владимирович, председатель
2. Резниченко Алексей Владимирович, секретарь
3. Ачасов Михаил Николаевич
4. Багрянский Петр Андреевич
5. Беклемишев Алексей Дмитриевич
6. Беликов Олег Витальевич
7. Беркаев Дмитрий Евгеньевич
8. Блинов Владимир Евгеньевич
9. Бондарь Александр Евгеньевич
10. Брызгин Александр Альбертович
11. Бурдаков Александр Владимирович
12. Винокуров Николай Александрович
13. Григорьев Дмитрий Николаевич
14. Диканский Николай Сергеевич
15. Дружинин Владимир Прокопьевич
16. Золотарев Константин Владимирович
17. Кооп Иван Александрович
18. Краснов Александр Анатольевич
19. Кузьмин Александр Степанович
20. Кулипанов Геннадий Николаевич
21. Левичев Алексей Евгеньевич
22. Левичев Евгений Борисович
23. Ли Роман Николаевич
24. Логашенко Иван Борисович
25. Мезенцев Николай Александрович

26. Мешков Олег Игоревич
27. Мильштейн Александр Ильич
28. Пархомчук Василий Васильевич
29. Пиминов Павел Алексеевич
30. Полосаткин Сергей Викторович
31. Рева Владимир Борисович
32. Сквородин Дмитрий Иванович
33. Скринский Александр Николаевич
34. Старостенко Александр Анатольевич
35. Стешов Андрей Георгиевич
36. Тихонов Юрий Анатольевич
37. Фадин Виктор Сергеевич
38. Чуркин Игорь Николаевич
39. Шатунов Юрий Михайлович
40. Шевченко Олег Александрович
41. Шиховцев Игорь Владимирович
42. Шиянков Сергей Владимирович
43. Яковлев Дмитрий Вадимович

**Председатель совета молодых ученых – Гришина Кристина Александровна**



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. БУДКЕРА  
Сибирского отделения Российской академии наук

ЕЖЕГОДНЫЙ ОТЧЕТ  
2022

Обложка Е.Д. Бендер

Ответственный за выпуск А.В. Резниченко

Работа поступила 1.03.2023 г.

---

Сдано в набор 11.05.2023 г.

Подписано в печать 15.05.2023 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 14 печ.л., 12 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 5

---

Отпечатано в Типографии ООО «Техноком-Сибирь»  
Новосибирск, 630090, ул. Демакова, 27, корп. 1, оф. 11.