

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

**ГОДОВОЙ ОТЧЕТ
2024**

НОВОСИБИРСК 2025

Оглавление

Введение	5
Физика элементарных частиц	
Детектор СНД	10
Детектор КМД-3	15
Детектор КЕДР	17
Участие в эксперименте CMS на LHC	24
Эксперименты Belle и Belle II	26
Отчёт группы коллаборации АТЛАС.....	33
Криогенные и газовые лавинные детекторы	36
Ядерная физика	
Эксперименты на установке Дейтрон.....	39
Теоретическая физика	
Теоретическая физика	42
Физика плазмы и управляемый термоядерный синтез	
Газодинамическая ловушка.....	46
Многопробочное удержание плазмы	50
Генерация потоков мм- и субмм-излучения с использованием килоамперных пучков МЭВ-ных электронов	57
Проектирование магнитоизолированного диода для проведения экспериментов в планарном МСЭ на установке «ЭЛМИ».....	63
Взаимодействие плазмы с поверхностью	66
Работы по проекту ИТЭР	69
Теория плазмы	71
Инжекторы пучков быстрых атомов.....	74
Установки со встречными электрон-позитронными пучками	
Работа комплекса ВЭПП-2000 в 2024 году	79
Инжекционный комплекс	86
Высоковольтная система СЭО для коллайдера НИКА.....	93
Синхронное излучение и лазеры на свободных электронах	
Работы с использованием синхротронного излучения.....	95
Сверхпроводящие магнитные системы.....	113
Новосибирский лазер на свободных электронах.....	116
Мощные электронные ускорители	
Ускорители типа ИЛУ.....	123
Ускорители электронов ЭЛВ.....	127
Физика для медицины	
Ускорительный источник нейтронов для БНЗТ и других приложений.....	128
Научное руководство ИЯФ СО РАН	130

ВВЕДЕНИЕ

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН) – один из крупнейших академических институтов страны в структуре Российской академии наук: к концу 2024 года он насчитывал 2947 сотрудника (и 90 внешних совместителей), из которых 857 человек занимаются исследовательской деятельностью (из них 312 человек – до 39 лет). Среди 407 (по основному месту работы) научных сотрудников Института – 6 академиком (Бондарь А.Е., Диканский Н.С., Кулипанов Г.Н., Логачев П.В., Пархомчук В.В., Скринский А.Н.) и 5 членов-корреспондента РАН (Винокуров Н.А., Тихонов Ю.А., Фадин В.С., Шатунов Ю.М., Левичев Е.Б.), 6 профессоров РАН (Ачасов М.Н., Гармаш А.Ю., Ли Р.Н., Логашенко И.Б., Лотов К.В., Мучной Н.Ю.), 61 доктор наук и 196 кандидатов наук. Структура ИЯФ СО РАН насчитывает 79 подразделений, из которых 41 научное подразделение, 18 – административно-управленческих подразделений и одно экспериментальное производство. Особенностью ИЯФ является наличие крупного экспериментального производства (727 человек) с высоким уровнем технического и технологического оснащения.

Заметная часть научного оборудования в 2024 году была приобретена по завершившейся программе обновления приборной базы. По программе обновления приборной базы (федерального проекта «Наука и университеты») в 2024 г. ИЯФ приобрел 35 единиц научного оборудования на сумму 102 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 (кафедра физики элементарных частиц, кафедра физики ускорителей, кафедра физики плазмы, кафедра радиофизики, кафедра физико-технической информатики, кафедра теоретической физики) и кафедры УФуиУ НГТУ. Всего в ИЯФ на конец 2024 года обучалось 169 студентов НГУ(98), НГТУ(66), СГУГиТ(4) и Новоколеджа(1). В аспирантуре ИЯФ к концу 2024 года обучались 67 человек и еще 23 аспиранта НГУ, НГТУ и ТПУ.

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 (установка ГДЛ, ГОЛ-NB, СМОЛА, КОТ, ГОЛ-ПЭТ, ЭЛМИ), разрабатываются современные ускорители (в том числе промышленные ускорители серий ЭЛВ и ИЛУ), интенсивные источники синхротронного излучения и лазеры на свободных электронах.

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» («ДОЛ»), 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 рамках Федеральной научно-технической программы развития синхротронных и нейтронных исследований ИЯФ СО РАН завершил реализацию исследовательской программы «Новые подходы к созданию источников синхротронного излучения» по разработке новых элементов ускорительной техники и рентгеновской оптики для источников СИ и лазеров на свободных электронах.

В 2024 году ИЯФ СО РАН вышел на завершающую стадию реализации проекта ЦКП «СКИФ» (Сибирский кольцевой источник фотонов). Обладая сверхмалым эмиттансом (75 пм) при энергии пучка 3 ГэВ, установка позволит проводить уникальные эксперименты с синхротронным излучением. В декабре 2024 года запущен ЛИНАК комплекса «СКИФ», получен первый пучок на выходе из ЛИНАКа с проектными параметрами (200 МэВ).

В 2024 году проведено прецизионное измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ вблизи резонанса $\phi(1020)$ на детекторе СНД (коллайдер ВЭПП-2000), а также измерение массы нейтрального и заряженного D-мезонов с детектором КЕДР (коллайдер ВЭПП-4М).

В настоящее время в Институте на уникальном комплексе «ДОЛ» открытых плазменных ловушек проводятся эксперименты по высокотемпературному удержанию плазмы. В комплекс входят установки ГДЛ (газодинамическая ловушка), ГОЛ-3 (Гофрированная ловушка), ГОЛ-NB (ГОЛ-Neutral Beams) – импульсная модель будущей установки ГДМЛ (в 2023 году она переведена в многопробочную конфигурацию), СМОЛА (спиральная многопробочная ловушка). В 2024 году осуществлена демонстрация винтового удержания на установке СМОЛА: повышена эффективность удержания плазмы в открытой ловушке комбинацией короткой пробки и многопробочной секции с винтовой симметрией. В настоящее время идет установка ИЦР-

нагрева и дальнейшая модернизация установки СМОЛА. Данные эксперименты интересны как с точки зрения разработки технологий управляемого термоядерного синтеза, так и с точки зрения исследования физических процессов в плазме.

ИЯФ СО РАН является активным участником международного проекта ITER.

В ИЯФ СО РАН осуществляется разработка установок ядерной медицины для протонной, ионной и бор-нейтрон-захватной терапии (БНЗТ) и литий-нейтрон-захватной терапии злокачественных образований. В 2021 году ИЯФ СО РАН начал активное сотрудничество с НМИЦ Онкологии им. Н.Н. Блохина (г. Москва) с целью создания к середине 2025 года медицинской установки БНЗТ для лечения онкологических заболеваний. В конце 2024 года в онкоцентре им. Н.Н. Блохина началась сборка созданной в ИЯФ СО РАН машины. Также собственные исследования методики БНЗТ, а также литий-нейтрон-захватной терапии, ведутся на установке VITA ИЯФ СО РАН.

В ИЯФ СО РАН работает теоретический отдел, научные работы которого по динамическому хаосу, по ядерной физике, физике высоких энергий и элементарных частиц (в том числе квантовой электродинамике и теории сильных взаимодействий), теории гравитации, многопетлевым вычислениям и т.д. широко известны далеко за пределами России. В 2024 году сотрудниками теоретического отдела показано, что нетривиальная зависимость от энергии сечений рождения пар $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$ в e^+e^- -аннигиляции вблизи порогов этих реакций хорошо описывается в рамках подхода, основанного на учёте взаимодействия в конечном состоянии.

Прикладные работы ИЯФ СО РАН в основном базируются на результатах фундаментальных исследованиях 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 2024 году заказчикам из России, Беларуси, Китая, Южной Кореи и Индии отправлено 27 комплектов оборудования ЭЛВ и запасных частей.

- Установки для электронно-лучевой сварки.

- Проведение работ по созданию многооракурсного радиографического комплекса импульсной томографии в РФЯЦ-ВНИИТФ (г. Снежинск)

- С 2023 года в ИЯФ СО РАН идет развитие тематики имплантерных устройств для нужд микроэлектронной промышленности: планируется совместно с НИИТМ создание к 2027 году двух имплантерных источников на разные диапазоны энергий.

ИЯФ СО РАН отличает широкое многолетнее международное сотрудничество с большим количеством крупных зарубежных и международных центров. За

2024 год несмотря на прогрессирующее ухудшение международных отношений в связи с проведением СВО сотрудники ИЯФ (91 человек) были направлены в 128 зарубежных командировок в 14 стран мира. В 2024 году было прервано международное сотрудничество в рамках коллаборации CERN (эксперименты ATLAS, LHCb, CMS, HL-LHC). Однако сохранились научно-технические связи с другими международными научными организациями и коллаборациями: 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), эксперименты BES III (ИФЭП, Китай) на коллайдере BEPC-II, 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 Индией и Китаем, Вьетнамом (ускорители ИЛУ-10 и ИЛУ-14). В 2024 году значительно расширены научно-технические и коммерческие связи с Китаем: заключены новые соглашения с Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Science (ASIPP), The University of Science and Technology of China (USTC).

Кроме того, ИЯФ постоянно работает над крупными российскими проектами, в числе которых установки исследовательской инфраструктуры класса «MegaScience»: ускорительный комплекс «СКИФ»; ускорительный комплекс НИКА (NICA – Nuclotron based Ion Collider fAcility) в ОИЯИ (г. Дубна); проект ИЯФ СО РАН и ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина (ГК "РОСАТОМ") по созданию многооракурсного радиографического комплекса импульсной томографии на основе разработанного сотрудниками ИЯФ СО РАН линейного индукционного ускорителя ЛИУ-20; совместный проект ИЯФ СО РАН и НМИЦ Онкологии им. Н.Н. Блохина (г. Москва) по созданию установок ядерной медицины для протонной, ионной и бор-нейтрон-захватной терапии (БНЗТ) злокачественных образований; совместные проекты ИЯФ СО РАН и ГК "РОСАТОМ" в рамках прикладных государственных заданий по созданию атомарных инжекторов и ионных источников; ИЯФ СО РАН и частного учреждения "ИТЭР-Центр"; проект ИЯФ СО РАН и ФГУП "РФЯЦ - ВНИИЭФ" (г. Саров, НЦФМ) по созданию источника комптоновского излучения фотонов с энергией квантов от 1 кэВ до 300 МэВ; создание двух имплантерных инжекторов (Инжектор ТМ-200Т и Инжектор ТМ-200В) совместнос с НИИТМ.

В 2024 году существенно увеличилось научно-техническое сотрудничество с НИЦ «Курчатовский Институт» по целому ряду проектов: синхротронный комплекс СКИ (г.Саров); модернизация ТНК «Зеленоград»; проект «КИСИ-2»; создание диагностического инжектора для диверторного токамака Т-15МД и другие.

ИЯФ СО РАН ведет активное научно-техническое сотрудничество по развитию и применению исследований с использованием синхротронного излучения. Договоры о сотрудничестве в рамках центра коллективного пользования ЦКП СЦСТИ заключены с 57 российскими организациями.

В 2024 году диссертантами ИЯФ СО РАН защищены три кандидатские диссертации (В.Х. Амировым, М.В. Бикчуриной, А.И. Касатовой) и одна докторская диссертация (А.В. Богомяковым).

В 2024 году в ИЯФ СО РАН реализовывались проекты по трем прикладным государственным заданиям (на общую сумму 457,1431 млн. рублей в 2024 г.), двадцати одному фундаментальному государственному заданию (на общую сумму 1621,2791 млн. руб. в 2024 г.) и одной молодежной лаборатории (на общую сумму 16,1973 млн. руб. в 2024 г.). На содержание уникальных установок ИЯФ СО РАН было выделено в 2024 году 310,3102 млн. рублей.

В 2024 году сотрудниками ИЯФ СО РАН опубликовано 1077 научных работ, из которых в России издано 417 работ, а за рубежом – 660 работ. Из этих работ 628 входят в публикационную базу данных Scopus, 431 научная статья вышла в рамках международных коллабораций. В 2024 году в ИЯФ СО РАН зарегистрировано 8 патентов и 14 программ для ЭВМ. Лидерами по публикационной активности стали: теоретический отдел, лаборатории 3-1, 10, 8-1,3-3, сектор 9-21. В апреле 2024 года для оценки эффективности работы научных сотрудников по основному месту работы (397 человек) в ИЯФ СО РАН был введен показатель результативности научной деятельности (ПРНД).

Победителями конкурсов молодых ученых ИЯФ в 2024 году стали: Байструков Михаил Андреевич (сек. 1-33), Саутнер Даниил Олегович (лаб. 2), Радченко Олеся Владимировна (сек. 3-12), Дмитриев Максим Сергеевич (лаб. 6-0), Шмигельский Евгений Анатольевич (лаб. 9-1), Бутикова Екатерина Алексеевна (л. 8-1).

Стипендиатом ИЯФ СО РАН стипендии им. Г.И. Будкера в 2024 году стал Федоров Вячеслав Васильевич (сек. 5-13). Также лауреатами именных стипендий ИЯФ СО РАН в 2024 году стали Набиль Абед, Виталий Корж, Никита Шаров, Алексей Кожевников, Терентий Кузнецов, Айдаш Ооржак, Семен Сорокин, Даниил Иванов, Егор Эптешев, Владислав Ванда, Олег Куткин, Вероника Бояркина, Данил Чистяков, Даниил Куртергин, Игорь Лотов, Даниил Руднев, Александр Евдокимов, Ольга Волкова.

Лауреатом медали РАН для молодых ученых в 2024 году стал Решетов Даниил Федорович (сек. 1-31). Восемьдесят четыре сотрудника ИЯФ СО РАН были награждены юбилейной медалью «300 лет Российской академии наук», а также двадцать семь сотрудников были награждены Почетной грамотой РАН.

Команда А.Е. Левичева (Барняков А.М., Самойлов С.Л., Никифоров Д.А., Иванов В.Я., Арсентьева М.В., Чекменев Д.И., Павлов О.А., Пивоваров И.Л., Дергачев Д.К.) за разработку импульсного мощного клистрона с рабочей частотой 2856 МГц и выходной импульсной

мощностью 50 МВт получила Государственную премию Новосибирской области. Александр Анатольевич Старостенко (зав. сек. 5-11) был награжден Благодарственным письмом губернатора Новосибирской области.

Д.ф.-м.н. Середнякову Сергею Ивановичу (лаб. 3-1) в 2024 году было присвоено звание «Заслуженный деятель науки Новосибирской области».

Согласно Указу Президента РФ от 05.02.2024 №91 «О награждении государственными наградами Российской Федерации», за большой вклад в развитие отечественной науки, многолетнюю плодотворную деятельность и в связи с 300-летием со дня основания Российской академии наук награждены:

- Медалью ордена «За заслуги перед отечеством I степени»: Пархомчук Василий Васильевич, академик РАН, главный научный сотрудник ИЯФ СО РАН, Шатунов Юрий Михайлович, член-корреспондент РАН, главный научный сотрудник ИЯФ СО РАН;
- Медалью ордена «За заслуги перед отечеством II степени»: Логачев Павел Владимирович, академик РАН, директор ИЯФ СО РАН; Левичев Евгений Борисович, член-корреспондент РАН, заместитель директора по научной работе ИЯФ СО РАН; Тихонов Юрий Анатольевич, член-корреспондент РАН, научный руководитель направления физики элементарных частиц ИЯФ СО РАН.

Согласно Указу Президента Российской Федерации от 05.02.2024 № 90 «О награждении государственными наградами Российской Федерации» награждены:

- Орденом «За заслуги перед отечеством I степени»: Скринский Александр Николаевич, академик РАН, научный руководитель ИЯФ СО РАН;
- Орденом Почета: Винокуров Николай Александрович, член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией ИЯФ СО РАН.

• А также - за заслуги в развитии отечественной науки, многолетнюю плодотворную деятельность и в связи с 300-летием со дня основания Российской академии наук Почетной грамотой Президента Российской Федерации награжден: Геннадий Николаевич Кулипанов, академик РАН, научный руководитель научного направления СИ ИЯФ СО РАН.

• Благодарность Президента Российской Федерации за заслуги в развитии отечественной науки, многолетнюю плодотворную деятельность и в связи с 300-летием со дня основания Российской академии наук объявлена: Николаю Сергеевичу Диканскому, академику РАН, советнику РАН ИЯФ СО РАН академику; Виктору Сергеевичу Фадину, член-корреспонденту РАН, главному научному сотруднику ИЯФ СО РАН.

Двумя важнейшими научными достижениями Института за 2024 год Учёный Совет ИЯФ признал следующие результаты:

1. Создание линейного ускорителя электронов с энергией 200 МэВ – инжектора для ЦКП «СКИФ»: А. Е. Левичев, М. В. Арсентьева, А. М. Батраков, В. Н. Волков, С. Ч. Ма, О. И. Мешков, Д. А. Никифоров, А.

В. Павленко, А. М. Барняков, А. А. Кондаков, Е. С. Котов, О. А. Павлов, Д. И. Чекменев, С. Л. Самойлов, А. М. Семенов, Н. С. Щегольков, А. М. Барняков, С. Е. Карнаев, Е. А. Ротов (физика и техника ускорителей заряженных частиц).

2. Повышение эффективности удержания плазмы в открытой ловушке комбинацией короткой пробки и многопробочной секции с винтовой симметрией: А. В. Судников, А. Д. Беклемишев, А. В. Бурдаков, И. А. Иванов, А. А. Инжеваткина, А. В. Кожевников, В. В. Поступаев, М. С. Толкачев, В. О. Устюжанин, И. С. Черноштанов (физика плазмы).

Кроме того, результатами 2024 года по направлениям деятельности института обозначены следующие достижения:

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

1. Описание рождения пар $D\bar{D}$, $D\bar{D}^*$ и $D^*\bar{D}^*$ вблизи порогов в e^+e^- аннигиляции: С. Г. Сальников, А. И. Мильштейн.

2. Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ вблизи порога: М. Н. Ачасов, коллаборация СНД ИЯФ СО РАН.

3. Измерение массы нейтрального и заряженных D-мезонов с детектором КЕДР: И. В. Овтин, коллаборация детектора КЕДР ИЯФ СО РАН.

4. Прецизионное измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ вблизи резонанса $\phi(1020)$: В. П. Дружинин, коллаборация детектора СНД ИЯФ СО РАН.

5. Достижение проектного пространственного разрешения на прототипе дрейфовой камеры Супер Чарм-Тау Фабрики: И. Ю. Басок, В. С. Бобровников, А. В. Быков, Д. А. Кыштым, В. Г. Присекин, К. Ю. Тодышев.

6. Найден вклад прямой вершины взаимодействия в процессе $Z \rightarrow l^+ l^- \gamma$: А. Г. Харламов, Т. А. Харламова, В. Н. Жабин, А. С. Купич.

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

2. Набор целевого интеграла светимости 1 фб^{-1} на коллайдере ВЭПП-2000 в диапазоне энергий 160-1000 МэВ в пучке: Ю. А. Роговский, коллаборация коллайдера ВЭПП-2000 ИЯФ СО РАН.

3. Лазерный поляриметр для прецизионного измерения энергии коллайдера ВЭПП-4 в экспериментах с детектором КЕДР: В. Е. Блинов, В. В. Каминский, В. Н. Кудрявцев, С. А. Никитин, И. Б. Николаев, П. А. Пимин, Л. И. Шехтман.

4. Изготовлены и поставлены потребителям новые модели ускорителей ЭЛВ мощностью 100 кВт: Н. К. Куксанов, Д. С. Воробьев, М. Г. Голковский, Ю. И. Голубенко, Е. В. Домаров, А. И. Корчагин, А. В. Лаврухин, Р. А. Салимов, А. В. Семенов, С. Н. Фадеев, И. К. Чакин, В. Г. Черепков.

5. Пполвека развития электронного охлаждения в ИЯФ СО РАН: М. И. Брызгунов, А. В. Бублей, Н. С.

Диканский, В. А. Лебедев, И. Н. Мешков, Н. С. Кремнев, А. Н. Скринский, Б. Н. Сухина, В. В. Пархомчук, Д. В. Пестриков, В. Б. Рева.

6. Развитие методов управления установками ускорительного комплекса ЦКП «СКИФ»: С. Е. Карнаев, Е. А. Бехтенов, Г. В. Карпов, П. Б. Чеблаков, А. В. Герасев, Д. А. Липовый.

7. Радиационный синтез высокотемпературной широкозонной керамики: В. М. Лисицын (ФГАОУ ВО НИ ТПУ), М. Г. Голковский.

8. Оптимизация импеданса вакуумной камеры источника СИ ЦКП «СКИФ»: М. А. Байструков, Д. А. Никифоров, П. А. Пиминов, А. А. Краснов, Е. А. Ротов.

В области физики плазмы:

2. Измерение сечения ядерных реакций для борнейтронозахватной терапии злокачественных опухолей и безнейтронной термоядерной энергетики и многопробочной секции с винтовой симметрией: М. И. Бикчурина, Т. А. Быков, Г. Д. Верховод, Д. А. Касатов, Я. А. Колесников, А. М. Кошкарев, Г. М. Остринов, С. С. Савинов, Е. О. Соколова, А. А. Шуклина, С. Ю. Таскаев.

3. Разработан полуневяный метод частиц в ячейках для полномасштабных кинетических расчетов удержания плазмы в магнитных ловушках: И. В. Тимофеев, Е. А. Берендеев, В. В. Глинский, В. А. Куршаков.

4. Получен пучок 1.1 А, 112 кэВ отрицательных ионов с длительностью импульса 20 сек на стенде высоковольного инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ: О. З. Сотников, А. Л. Санин, Ю. И. Бельченко, И. В. Шиховцев, А. А. Кондаков, В. В. Ращенко, А. В. Белавский, А. И. Горбовский, В. Х. Амиров, А. А. Гмыря, Д. Ю. Гаврисенко, Н. С. Ильенко.

5. Измерены потери энергии из плазмы газодинамической ловушки: Е. И. Солдаткина, А. К. Мейстер, П. А. Багрянский.

6. Модернизирован инжектор сфокусированного пучка быстрых атомов водорода с энергией 15 кэВ и мощностью 1.7 МВт для нагрева плазмы и поддержания тока: П. Дейчули, А. Бруль, А. Сорокин, Н. Ступишин, Р. Вахрушев, В. Ращенко, В. Орешонок.

7. Стенд на основе импульсно-периодического электронного пучка для исследования усталостного разрушения материалов первой стенки и дивертора под действием большого числа термоударов: Н. Абед, Л. Н. Вячеславов, И. В. Кандауров, В. В. Куркучев, Д. А. Никифоров, А. Ф. Ровенских, В. А. Садчиков.

8. На открытой ловушке ГОЛ NB продемонстрировано подавление продольных потерь плазмы при переходе к многопробочному режиму удержания: В. В. Поступаев, В. И. Баткин, А. В. Бурдаков, Р. Г. Гороховский, И. А. Иванов, П. В. Калинин, К. Н. Куклин, К. И. Меклер, Н. А. Мельников, А. В. Никишин, П. А. Полозова, С. В. Полосаткин, А. Ф. Ровенских, Е. Н. Сидоров, Д. И. Сковородин, Е. Н. Скуратов.

9. Определен тип кинетической неустойчивости в двухизотопной плазме газодинамической ловушки: Е. А. Шмигельский, А. К. Мейстер, И. С. Черноштанов, А. А. Лизунов, А. Л. Соломахин.

10. Трансформация супрамолекулярных комплексов воздействием на них мультимегаваттным потоком субмиллиметрового излучения: А.В. Аржанников, научная группа ГОЛ-ПЭТ с партнерами из РФЯЦ-ВНИИТФ, ИАиЭ СО РАН, ИОС УрО РАН.

11. Разработана система управления плотностью плазмы на токамаке ГЛОБУС-М2 при помощи созданного в ИЯФ дисперсионного интерферометра: С.В. Иваненко, А.Л. Соломахин, П.В. Першин, П.В. Зубарев, Ю.В. Коваленко, А.Д. Хильченко, П.А. Багрянский, К.Д. Шулятьев, В.Б. Минаев.

В области физики синхротронного излучения и лазеров на свободных электронах:

1. Рентгеновская дифракционная *in situ* диагностика нанесения функциональных покрытий непосредственно в процессе роста в плазме газового разряда: А.Н. Шмаков, В.В. Денисов, Н.Н. Коваль.

2. Запущен сверхпроводящий соленоид для терагерцовой спектроскопии на новосибирском ЛСЭ: А.В. Брагин, В.В. Кубарев, коллектив Лабораторий 8-1 и 8-2 ИЯФ СО РАН и сотрудники ИХКиГ СО РАН.

3. ТГц плазменная рефрактометрия композитных слоев графеновых наночастиц: В.В. Герасимов, В.Д. Кукотенко, А.И. Иванов (ИФП РАН), И.Ш. Хасанов (НТЦУП РАН).

ДЕТЕКТОР СНД

Основные работы в 2024 году

В 2024 году на детекторе СНД продолжался эксперимент на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2000. Было начато новое сканирование области энергии в системе центра масс от 0.3 до 1.06 ГэВ. Планировалось набрать статистику, по крайней мере в 2 раза превосходящую накопленную ранее. С учетом опыта эксплуатации детектора и проведенных модернизаций в этом эксперименте можно ожидать существенного улучшения качества записанных данных. В январе-марте 2024 года было выполнено сканирование области резонанса $\phi(1020)$. Данные с интегральной светимостью 57 pb^{-1} были набраны в 21 точке в интервале от 980 МэВ до 1060 МэВ. Затем с апреля по июнь сканировалась область энергии 810 -- 970 МэВ (17 точек с интегральной светимостью 33 pb^{-1}). Набор данных продолжился в ноябре 2024 года. К 10 декабря была набрана статистика с интегральной светимостью около 7 pb^{-1} в точках 810 и 800 МэВ. Распределение по энергии пучка интегральной светимости, накопленной на СНД, приведено на рис. 1. Вблизи максимума резонанса $\phi(1020)$ набор данных шел с шагом по энергии пучка 0.5-1.0 МэВ.

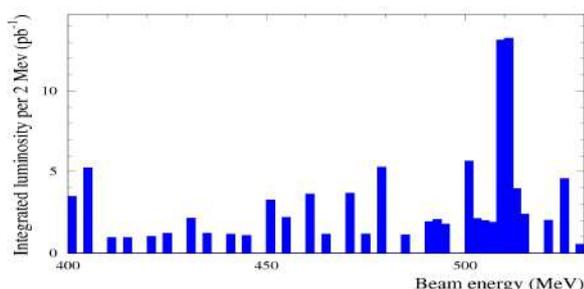


Рисунок 1: Распределение интегральной светимости, накопленной в эксперименте СНД в 2024 году, по энергии пучка в ВЭПП-2000.

В этом эксперименте энергия коллайдера и ее разброс измерялись с помощью системы измерения энергии пучка методом обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронном пучке. Относительная систематическая погрешность измерения энергии пучка оценивается равной $\Delta E_b/E_b = 6 \times 10^{-5}$.

Модернизация детектора СНД

Продолжились работы по модернизации электроники детектора СНД. В 2024 году на детектор были установлены новые модули измерения напряжений для контроля источников питания электроники (медленный контроль). Модуль обрабатывает 16 каналов и считывается по сети. Создано и отлажено программное обеспечение (ПО) для системы медленного контроля. Включена в работу новая электроника для измерения загрузок детектора. Модули «пересчеток» выполнены в конструктиве «Евромеханика». Данные считываются

по сети. Разработано и отлажено ПО для системы измерения загрузок. В результате заметно расширены возможности программного и интерактивного доступа к данным об условиях проведения эксперимента. Была оптимизирована схема базы данных медленного контроля, проведена соответствующая доработка ПО.

Была начата разработка новых модулей электроники в стандарте «Евромеханика», которые заменят оставшиеся блоки в стандарте САМАС. Это – блоки синхронизации электроники и запуска чтения данных с детектора, а также блоки раздачи калибровочных сигналов.

Продолжились работы по программному обеспечению для анализа данных СНД. Был модернизирован алгоритм реконструкции треков в дрейфовой камере детектора СНД, что позволило улучшить эффективность регистрации и угловые разрешения для треков заряженных частиц. К настоящему времени проведена централизованная реконструкция всех данных, записанных в эксперименте СНД до июля 2024 года.

Основные вычислительные серверы эксперимента переведены на 64-битную архитектуру x86_64 и ОС AlmaLinux9. Это потребовало заметной доработки ПО и тщательной проверки корректности его работы с помощью специально разработанного инструмента, который позволяет проводить детальное и статистическое сравнение результатов обработки экспериментальных данных и моделирования между разными релизами ПО. Переход позволил использовать более современные версии общефизического ПО таких как Geant4.11 и CERNROOT6. С модернизированным ПО были проведены калибровки и реконструкция для данных, записанных в 2018 и 2024 годах, и начат анализ событий. В моделировании детектора уточнены описание вещества и физические модели. Это улучшило согласие с экспериментом для событий с заряженными частицами. Созданы генераторы для моделирования процессов $e^+e^- \rightarrow \omega 3\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow N\gamma$.

В 2024 году проводилась модернизация программного обеспечения системы сбора данных (ССД) детектора СНД. Цель модернизации – многократное увеличения производительности ССД путём распараллеливания чтения электроники. Высокая производительность системы требуется для улучшения качества отбора событий за счёт перехода от аппаратного отбора к гибко настраиваемому и более сложному программному отбору. Осенью 2024 года была впервые запущена полностью параллельная ССД СНД, в которой основные функции системы были разбиты по отдельным небольшим компонентам, которые способны одновременно работать на разных узлах системы. В отличие от прежней системы с централизованной архитектурой, новая система позволяет выполнять горизонтальное масштабирование, то есть наращивать производительность путем добавления новых компьютеров. В рамках модернизации ПО ССД для реализации параллельного чтения в 2024 году проведены следующие работы:

- Исследованы возможности открытых технологий параллельного программирования с точки зрения применимости к поставленной задаче. В качестве основного инструмента была выбрана библиотека программирования MPICH, одна из лучших общедоступных реализаций стандарта обмена данными в параллельном программировании MPI.

- Разработана параллельная архитектура ПО ССД, где основные функции, такие как координирование процессов и связь с оператором, управление триггерной электроникой, чтение и запись в информационные базы, чтение и сохранение событий, были заново реализованы в виде отдельных компонент, которые исполняются как отдельные процессы или как группы процессов. Особое внимание при разработке новых компонент уделялось исключению потенциально возможных задержек чтения.

- Организован программный интерфейс для записи фрагментов событий по потокам сообщений на платформе Apache Kafka и интерфейс для сборки событий из потоков. Хранение считанных данных во временном хранилище перед их оперативной обработкой значительно повышает надежность системы и устойчивость к возможным сбоям.

- Определены схемы взаимодействия процессов, разработаны форматы и протоколы обмена данными.

- Реализован алгоритм равномерного распределения оцифровывающих плат по доступным процессам, выполняющим сбор данных с этих плат.

- Пересмотрен, оптимизирован и обновлен программный код взаимодействия с электроникой СНД, в частности, исключена поддержка более не используемого на СНД оборудования.

- Проведена отладка новой параллельной ССД на электронике во время эксперимента на детекторе СНД. Чтобы исключить интерференцию с работой старой централизованной ССД, была организована временная изолированная имитация информационного окружения эксперимента: отдельные конфигурации, таблицы в базах данных, собственный интерфейс управления. После завершения отладки имитация была разобрана, а новая параллельная ССД переведена в рабочее окружение.

С ноября 2024 года параллельная ССД используется в эксперименте и доказала свою работоспособность.

В 2024 году был введен в эксплуатацию многозадачный вариант программы третичного триггера. Программа третичного триггера осуществляет предварительную реконструкцию данных и может использоваться для программного отбора событий. Реконструированные события электрон-позитронного рассеяния используются для калибровок и измерения физических характеристик подсистем детектора, таких как временное, энергетическое и координатные разрешения, эффективности и др. В многозадачном варианте результаты работы третичного триггера появляются практически сразу после окончания записи очередного экспериментального захода, что позволяет осуществлять

оперативный контроль за качеством записанных данных. В частности, в экспериментах 2024 года была включена в работу программа стабилизации усиления дрейфовой камеры, которая основываясь на величине среднего сигнала в камере от событий электрон-позитронного рассеяния регулирует высокое напряжение на камере. В результате усиление в дрейфовой камере поддерживается постоянным с точностью 15%.

Анализ данных СНД

В 2024 году был продолжен анализ данных по процессу $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Методика выделения событий $n\bar{n}$ основана на прецизионном, с точностью порядка 1 нс, измерении времени пролета антинейтрона в калориметре детектора СНД. Она детально описана в работах СНД 2022 и 2023 годов, посвященных анализу процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по данным с интегральными светимостями около 30 и 80 пб⁻¹, накопленным в эксперименте СНД в 2017 и 2019 и 2020 и 2021 годах соответственно. В этих работах большая часть измерений лежит выше 1.9 ГэВ. Новое измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ (2024 года) использует данные с интегральной светимостью 100 пб⁻¹, записанные в 2022 году вблизи порога реакции.

Сравнение результатов этих работ показано на Рис. 2.

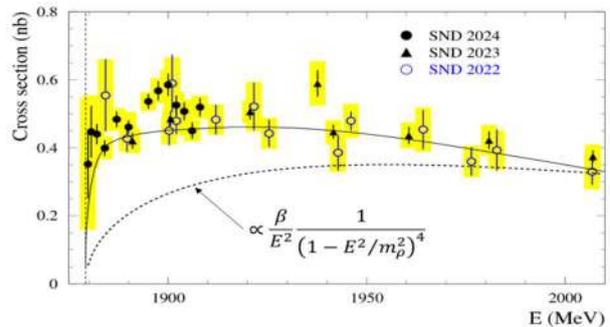


Рисунок 2: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, измеренное СНД по данным 2017 и 2019 годов (SND 2022) (полные кружки), 2020–2021 годов (SND 2023) (треугольники) и 2022 года (SND 2024) (треугольники). Усы ошибок и заштрихованные прямоугольники показывают статистическую и систематическую неопределенности соответственно. Вертикальная пунктирная линия показывает порог реакции $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Описание кривых дано в тексте.

Измерения находятся в неплохом согласии с друг другом. За исключением двух точек, ближайших к порогу, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ измерено приблизительно с 5% статистической и 10–15% систематической точностями. Видно, что сечение в области от порога до 2 ГэВ плоское. Измеренная энергетическая зависимость сильно отличается от поведения, ожидаемого для S-волнового фазового объема ($\propto \beta$) и показанного на Рис. 2 пунктирной линией. В работе А. И. Мильштейна и С. Г. Сальникова 2022 года разница объясняется взаимодействием $n\bar{n}$ в конечном состоянии, которое приводит к большому эффекту. Предска-

занная в этой работе энергетическая зависимость с учетом взаимодействия в конечном состоянии, показанная на Рис. 2 сплошной линией, неплохо согласуется с данными.

На Рис. 3 показана измеренная энергетическая зависимость эффективного электромагнитного формфактора нейтрона. Сплошная кривая – это предсказание работы, учитывающей взаимодействием $n\bar{n}$ в конечном состоянии, а пунктирная кривая – это формфактор нейтрона на малых расстояниях, использованный в этой работе.

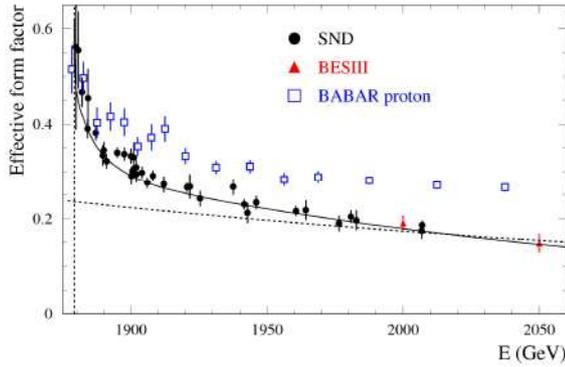


Рисунок 3: Эффективный электромагнитный формфактор нейтрона, измеренный в экспериментах СНД (закрашенные кружки) и BESIII, в сравнении с эффективным протонным формфактором, измеренным в эксперименте BABAR. Вертикальная пунктирная линия показывает порог реакции $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Описание кривых дано в тексте.

Видно, что взаимодействие в конечном состоянии приводит к резкому росту формфактора с уменьшением энергии на расстоянии ~ 50 МэВ от порога. Данные СНД по нейтронному формфактору хорошо согласуются с измерением эксперимента BESIII (China) выше 2 ГэВ]. Также на Рис. 3 показаны данные эксперимента BABAR (USA) по протонному эффективному формфактору. Выше 1.89 ГэВ протонный формфактор больше нейтронного. Однако в узкой области вблизи порога их значения близки друг к другу. Приведенные на Рис. 2 и 3 результаты СНД получены по полной статистике, записанной выше порога реакции $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. В настоящее время измерения СНД являются наиболее точными в изучаемом интервале энергии.

В 2024 году было выполнено прецизионное измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ вблизи резонанса $\phi(1020)$ (область энергии от 1000 до 1050 МэВ, данные 2018 года). В анализе использовались данные с интегральной светимостью 20 пб^{-1} . Процесс изучался в моде распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$, в которой события процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ регистрируются в детекторе как многофотонные. Вблизи максимума резонанса $\phi(1020)$ они могут быть выделены с высокой эффективностью и малым уровнем фона с помощью очень простых условий отбора. Это свойство процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ позволило измерить его сечение с малой систематической ошибкой. Для измерения формы сечения на

краях изучаемого диапазона, где соотношение эффект фон ухудшается, были применены более жесткие условия отбора. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ приведено на Рис. 4.

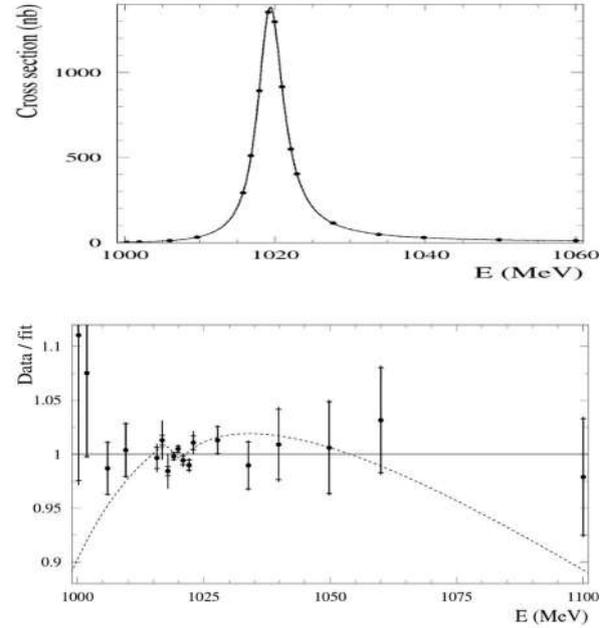


Рисунок 4: Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$, измеренное СНД (верхний график). Кривая – результат аппроксимации сечения, описанной в тексте. Отношение данных по сечению к результатам аппроксимации (нижний график). Пунктирная кривая – результат аппроксимации моделью, не учитывающей взаимодействие в конечном состоянии.

Суммарная систематическая погрешность измерения вблизи максимума резонанса $\phi(1020)$, где ошибки, связанные с радиационными поправками и вычитанием фона, не существенны, составила 0.9%, а статистическая – около 0.3%. Точность сечения по сравнению с предыдущими измерениями в экспериментах КМД-2 и КМД-3 улучшилась приблизительно в 2 раза. Наши данные хорошо согласуются с результатами КМД-2, но ниже результатов КМД-3 на $(3.4 \pm 1.8)\%$.

Изучаемая область энергии находится вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. Поэтому можно ожидать возрастания сечения $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ вблизи порога из-за взаимодействия в конечном состоянии (ВКС), также как в процессе $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Взаимодействие в конечном состоянии в процессах $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$ рассматривалось в работе С. Г. Сальникова и А. И. Мильштейна (частное сообщение). Эффект ВКС меньше чем для $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, поскольку каоны рождаются в Р-волне, однако вполне наблюдаем экспериментально. При энергии 1000 МэВ сечение возрастает на 16%. Энергетическая зависимость сечения, измеренная в 18 точках в диапазоне от 1000 до 1100 МэВ, аппроксимировалась в модели векторной доминантности с учетом и без учета эффекта ВКС. На Рис. 4 (вверху) обе модели неразличимы. Однако различие между двумя моделями

хорошо видно на Рис. 4 (внизу), где приведено отношение данных по сечению к результатам аппроксимации в модели с учетом ВКС, а также результат аппроксимации без учета ВКС. Значимость наблюдения эффекта ВКС в эксперименте СНД составляет 3.2 стандартных отклонения и определяется главным образом энергетическими точками вблизи порога реакции $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$. В результате аппроксимации были измерены масса, ширина ϕ -мезона и произведение вероятностей распада $V(\phi \rightarrow K_S K_L)V(\phi \rightarrow e^+e^-)$. Значения массы и ширины согласуются с табличными среднемировыми значениями, но имеют худшую точность. Точность нашего измерения произведения $V(\phi \rightarrow K_S K_L)V(\phi \rightarrow e^+e^-)$ лучше табличной. Отклонение этого параметра от среднемирового значения составляет 1.6 стандартных отклонения.

В 2024 году была опубликована работа по изучению динамики процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в области энергии 1.075-1.975 ГэВ. В ней для анализа распределений Далица использовалась методика, предложенная в работе СНД 2020 года, учитывающая конечное разрешение детектора по инвариантным массам пар пионов. В новом анализе эта методика получила дальнейшее развитие. Был улучшен учет радиационных поправок, которые искажают распределение Далица, особенно при энергии ниже 1.15 ГэВ, где существенен вклад сброса на резонанс $\phi(1020)$. Был существенно улучшен учет фоновых процессов. Для подавления космического фона было добавлено требование, чтобы среднее время срабатывания калориметра относительно момента столкновения пучков находится в пределах 5 нс. Для оценки фона от e^+e^- -аннигиляции в адроны использовался универсальный многоадронный генератор, созданный в КМД-3, который позволил учесть дополнительные по сравнению с работой СНД 2020 года источники фона, в основном от процессов с каонами в конечном состоянии. Кроме того, был учтен фон от процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, который моделировался с помощью генератора BabaYaga@NLO, созданного в 2008 году. Экспериментальная статистика (около 70 пб⁻¹), использованная в новом анализе, в два раза больше, чем в работе СНД 2020 года.

Распределения Далица для 14 энергетических интервалов аппроксимировались суммой вкладов трех промежуточных состояний $\rho(770)\pi$, $\omega\pi^0$ и $\rho(1450)\pi$. В результате были измерены сечения для промежуточных состояний $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$ и относительные фазы интерференции между амплитудами трех рассматриваемых состояний. Кроме того, было измерено полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Его энергетическая зависимость приведена на Рис. 5 (вверху). Из-за более корректного учета вклада фона измеренное сечение оказалось несколько ниже предыдущего результата СНД. Новое измерение заменяет предыдущее. Оно находится в неплохом согласии с измерением BABAR 2021 года, но имеет лучшую точность. Результаты по фазе между амплитудами состояний $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$ и сечениям для этих промежуточных состояний показаны на Рис. 5 (внизу) и Рис. 6. Следует

отметить, что процесс $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ является ключевым для определения параметров резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Ранее они определялись при аппроксимации полного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в модели векторной доминантности. Пример такой аппроксимации приведен на Рис. 5 (вверху). Результаты анализа распределений Далица показывают, что такой подход является неправильным. Нужно анализировать не полное сечение, а сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \rho(770)\pi$ и $e^+e^- \rightarrow \rho(1450)\pi$. В работе СНД 2024 года была проведена совместная аппроксимация этих двух сечений и отно-

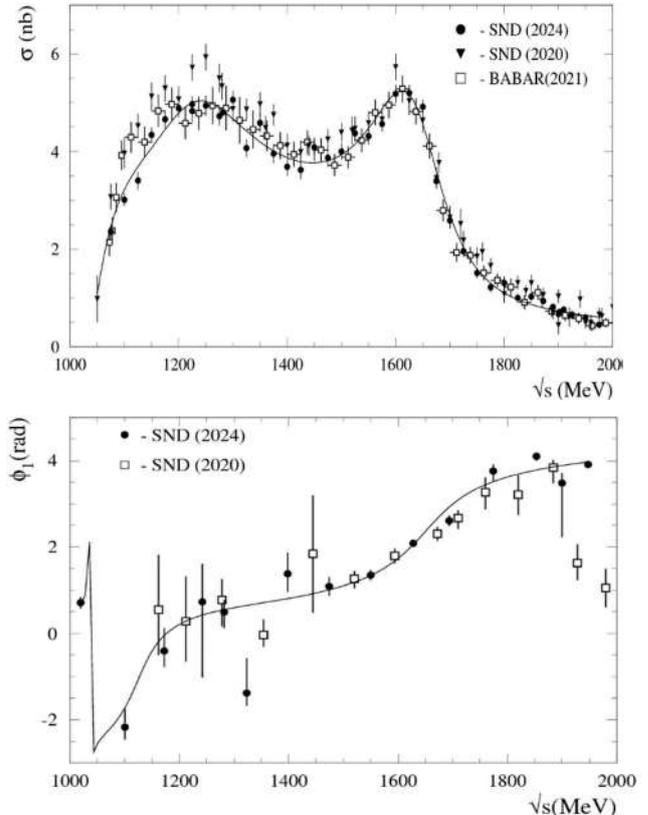


Рисунок 5: Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ (вверху) и относительная фаза интерференции между амплитудами состояний $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$ (внизу). Показаны результаты работ SND (2024), SND (2020) и BABAR (2021). Кривые – результат аппроксимаций, описанных в тексте.

сительной фазы между амплитудами состояний $\rho(770)\pi$ и $\rho(1450)\pi$. В результате были получены параметры резонансов $\omega(1420)$ и $\omega(1650)$. Измеренные масса и ширина $\omega(1420)$ и масса $\omega(1650)$, как это ни удивительно, согласуются с табличными значениями, а ширина $\omega(1650)$ составляет 149 ± 12 МэВ, что в два раза меньше табличного значения. Было установлено, что распад $\omega(1650) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ идет в основном через промежуточное состояние $\rho(1450)\pi$, тогда как в распаде $\omega(1650) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ доминирует механизм $\rho(770)\pi$.

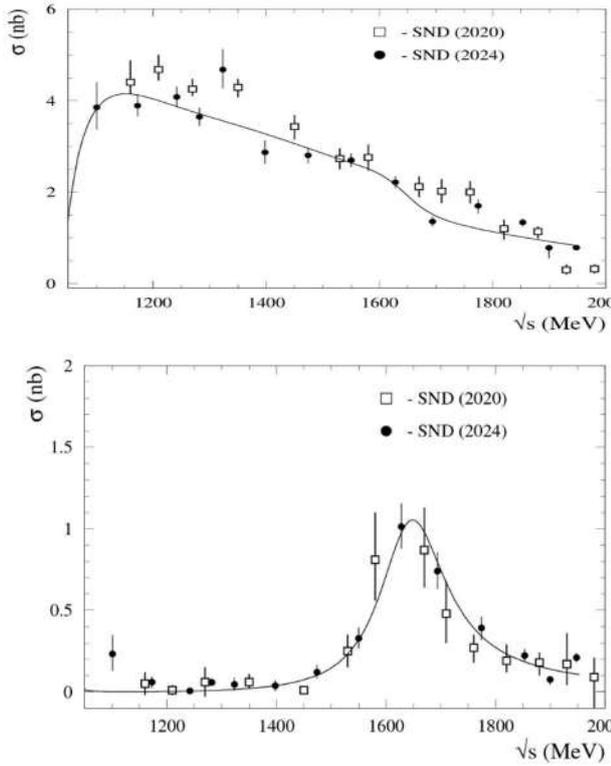


Рисунок 6: Сечения для промежуточных состояний $\rho(770)\pi$ (верхний график) и $\rho(1450)\pi$ (нижний график). Показаны результаты работ SND (2024) и SND (2020). Кривые – результат аппроксимации, описанной в тексте.

Полная статистика (746 пб^{-1}), накопленная СНД в экспериментах с 2010 по 2024 год в области энергии 1.075-2 ГэВ, была использована для поиска редкого радиационного процесса $e^+e^- \rightarrow \eta'\gamma$. Результаты опубликованы в статье СНД 2024 года. Процесс изучался в моде распада $\eta' \rightarrow \eta\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$. Проводилась кинематическая реконструкция семифотонных событий в гипотезе $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\pi^0\gamma \rightarrow 7\gamma$. Число событий искомого процесса определялось при аппроксимации спектра масс отдачи фотона суммой распределений для сигнала (пик на массе η' - мезона) и фона. Результаты для четырех энергетических интервалов приведены в Таблице 1. Видно, что ни в одном из интервалов значимость наблюдения сигнала не превышает двух стандартных отклонений. Поэтому в четвертом столбце кроме сечения приведен также в скобках верхний предел на 90% уровне достоверности. Если объединить все данные и аппроксимировать суммарный спектр масс отдачи фотона, то результирующее число событий $N_{\eta'\gamma} = 25 \pm 8$. Значимость наблюдения сигнала, полученная из разницы между функциями правдоподобия с $N_{\eta'\gamma} = 0$ и $N_{\eta'\gamma} \neq 0$ составляет четыре стандартных отклонения.

Таблица 1.

Энергия, ГэВ	Интегральная светимость, пб^{-1}	Число событий процесса $e^+e^- \rightarrow \eta'\gamma$	Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \eta'\gamma$, пб
1.075–1.38	201	$3.8^{+5.2}_{-4.3}$	$2.3^{+3.1}_{-2.6} \pm 0.1$ (< 5.8)
1.4-1.594	120	$2.5^{+3.6}_{-2.8}$	$2.9^{+4.1}_{-3.2} \pm 0.2$ (< 7.5)
1.6–1.78	99	$2.4^{+3.3}_{-2.3}$	$5.1^{+7.0}_{-5.3} \pm 0.2$ (< 13.1)
1.8–2.0	326	$8.2^{+5.1}_{-4.3}$	$8.2^{+5.1}_{-4.3} \pm 1.0$ (< 8.6)

Перечисленные выше результаты, а также предварительные результаты СНД по процессам $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\eta$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta$ и $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ докладывались на Научной сессии секции ядерной физики ОФН РАН (Дубна, Россия, 1-5 апреля 2024), международных конференциях «Hadron Structure and Fundamental Interactions (HSFI 2024)» (Гатчина, Россия, 8-12 июля 2024), «Seventh Plenary Workshop of the Muon g-2 Theory Initiative» (Цукуба, Япония, 9-13 сентября 2024), «XIII International Conference on New Frontiers in Physics» (Колимбари, Греция, 26 августа-4 сентября 2024) и частично опубликованы в трудах 25-го международного семинара Балдина по проблемам физики высоких энергий.

ДЕТЕКТОР КМД-3

На рисунке 1 показан детектор КМД-3 в экспериментальном зале ВЭПП-2000.



Рисунок 1. Детектор КМД-3.

В 2024 году продолжался набор данных с детектором КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000. Было выполнено сканирование «вниз» от энергии 520 МэВ в пучке с шагом по энергии 5 МэВ в пучке (или 10 МэВ в системе центра масс) с набором в каждой энергетической точке интеграла светимости от 1000 до 6000 нб⁻¹. Итого, за период с января по июнь 2024 в диапазоне энергий 810 — 1040 МэВ в системе центра масс был набран интеграл светимости 88.5 пб⁻¹. В ноябре 2024 сканирование было продолжено и набран дополнительный интеграл светимости 5.83 пб⁻¹ в области энергий около 800 МэВ в системе центра масс.

Всего же суммарный интеграл светимости накопленный детектором КМД-3 за время работы коллайдера ВЭПП-2000 с 2011 года в области энергий от порога рождения адронов до 2007 МэВ в системе центра масс в 2024 году превысил 1 фб⁻¹.

В 2024 году были опубликованы две журнальные статьи по результатам измерения сечения рождения пары заряженных пионов в области энергий до 1,2 ГэВ в системе центра масс. Материалы с обсуждением этого результата были также опубликованы в материалах XXV Международной Балдинской Конференции по проблемам Физики Высоких Энергий, Релятивистской Ядерной Физики и Квантовой Хромодинамики. Предварительные результаты по процессам

$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ выше 1.05 ГэВ, $e^+e^- \rightarrow \pi^0e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow K_S K^\pm \pi^\mp$ и другим докладывались на Научной сессии секции ядерной физики ОФН РАН (Дубна, Россия, 1-5 апреля 2024), международных конференциях «22nd International seminar on high energy physics «Quarks 2024» (Переяславль-Залесский, Россия, 19-24 мая 2024), «Hadron Structure and Fundamental Interactions (HSFI 2024)» (Гатчина, Россия, 8-12 июля 2024), «Seventh Plenary Workshop of the Muon g-2 Theory Initiative» (Цукуба, Япония, 9-13 сентября 2024).

График набора светимости с детектором КМД-3 в 2024 году показан на рисунке 2, в сравнении с предыдущими сезонами.

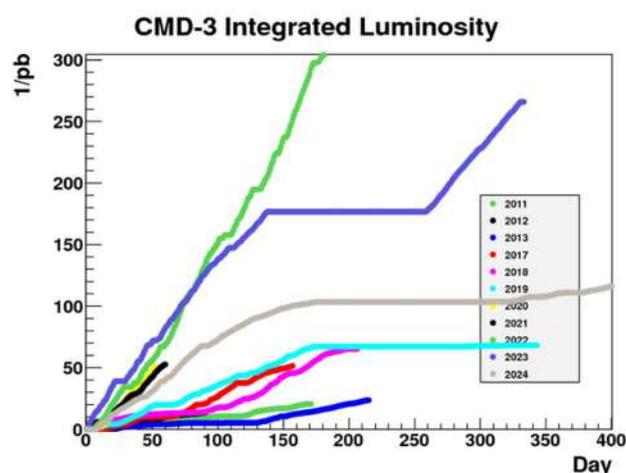


Рисунок 2. График набора светимости с детектором КМД-3 в 2024 году.

В 2024 году продолжилась работа по модернизации детектора КМД-3. В частности, была проведена модернизация системы подачи высокого напряжения на дрейфовую камеру детектора КМД-3. Старые источники питания были заменены на модули CAEN Mod. V6533, для управления и непрерывного мониторинга которыми была разработана и реализована программа «CMD-3 HV Manager». Программа обеспечивает постоянный автоматический контроль и измерение параметров каждого канала (напряжение, ток, температура и т. д.), а также выполнение заданных сценариев в зависимости от текущего статуса системы (аварийный сброс напряжения, изменение напряжения согласно установленным правилам). Проведена интеграция программы «CMD-3 HV Manager» с существующим программным обеспечением для взаимодействия с другими подсистемами детектора. Программа разработана в рамках микросервисной архитектуры, что повышает её отказоустойчивость и упрощает её дальнейшее обновление.

В 2024 году был введен в рабочую эксплуатацию так называемый «решающий блок» первичного триггера детектора КМД-3, предназначенный для отбора полезных событий в детекторе. Необходимость создания ре-

шающего блока возникла из-за того, что существующая система первичного триггера разделена на «заряженную» и «нейтральную» части, каждая из которых производит независимый отбор физических событий. «Заряженный» триггер объединяет признаки события (маски) трековых подсистем детектора, а «нейтральный» – калориметрических. Отбор событий на основе одновременного срабатывания трековых и калориметрических подсистем детектора до настоящего времени был невозможен, что накладывает определённые ограничения на физические условия при поиске событий. Решающий блок объединяет в себе функции «заряженного» и «нейтрального» триггеров, что позволит сконцентрировать все триггерные данные в одном устройстве и реализовать функцию «смешанного» триггера.

К основным достоинствам решающего блока можно отнести:

- сокращение времени формирования триггерного решения на 30% за счет использования современной компонентной базы и оптимизации алгоритмов отбора событий;
- отбор событий на основе данных с трековых и калориметрических систем одновременно («смешанный» триггер);
- увеличение объема запоминаемой информации, что позволяет хранить дополнительные детали отбираемых событий и другие параметры работы;
- расширенный функционал, позволяющий проводить диагностические и профилактические работы;
- увеличение количества входных интерфейсов для добавления новых подсистем в триггер при необходимости.

Был произведен сравнительный анализ работы новой и старой конфигурации первичного триггера, из которого был сделан вывод, что параметры работы решающего блока соответствуют заявленным характеристикам и его можно использовать в штатном режиме набора статистики.

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 установки КЕДР 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 Υ -мезонов в области энергий $2E = 9,46 \div 10,36$ ГэВ.

Измерение массы $\Upsilon(1S)$ -мезона

В апреле 2024 года, после завершения ремонтных работ на ускорителе ВЭПП-4М, вызванных вакуумной аварией в декабре прошлого года, детектор КЕДР начал прецизионное измерение массы $\Upsilon(1S)$ -мезона.

Эксперимент заключается в измерении вероятности рождения $\Upsilon(1S)$ при разной энергии в системе центра масс. Выбрано 7 точек по энергии, которое составляют один цикл измерения или «сканирование». Было выполнено два сканирования $\Upsilon(1S)$ -резонанса. Суммарно было набрано $2,1 \text{ пб}^{-1}$ интегральной светимости, измеренной по процессу однократного тормозного рассеяния.

Предварительный результат измерения массы по данным первого сканирования ($1,1 \text{ пб}^{-1}$) показан на рис. 1

$$M_{\Upsilon(1S)} = 9460,37 \pm 0,15 (\text{стат}) \pm 0,03 (\text{сист.дет.}) \pm 0,01 (\text{сист. измер. энергии}) \pm 0,03 (\text{сист. ускорительные}) \text{ МэВ.}$$

Результат хорошо согласуется с табличным значением. Вероятность рождения $\Upsilon(1S)$ мезона определялась по его распаду в адроны. Светимость измерялась по процессу упругого рассеяния электронов и позитронов и составила $1,1 \text{ пб}^{-1}$. Энергия пучков измерялась при помощи метода резонансной деполяризации на установке «Лазерный поляриметр»

Набор данных проходил следующим образом. На энергии 1,9 ГэВ в ВЭПП-4М готовились один электронный и один позитронный сгустки. Пучки ускорялись на рабочую энергию в одну из выбранных точек сканирования. Сразу после ускорения пучков на рабочую энергию «Лазерный поляриметр» начинал измерение поляризации (рис. 2), а детектор КЕДР начинал измерение пучкового фона с разведёнными пучками. Задержка начала набора данных со светимостью необходима для исключения периода быстрого дрейфа энергии (0,5 МэВ за пол-

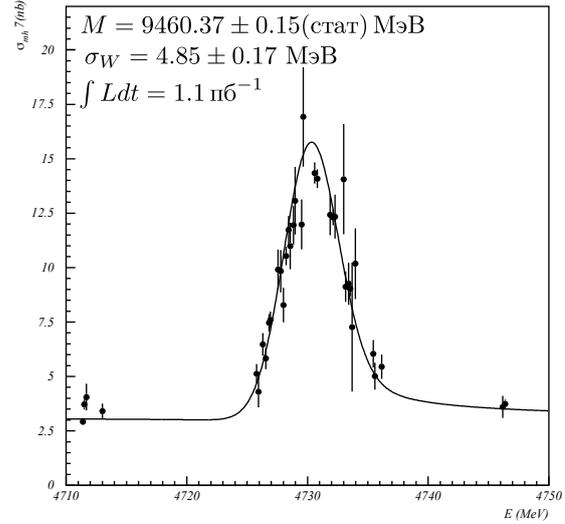


Рис. 1: Видимое сечение распада $\Upsilon(1S)$ резонанса в адроны при различных точках по энергии в первом сканировании

часа) вследствие релаксации ведущего поля ВЭПП-4М после ускорения.

По прошествии 1700 секунд и радиационной поляризации пучка включался деполяризатор и осуществлялся поиск частоты резонансной деполяризации в полосе неопределённости энергии. После успешной деполяризации и определения энергии пучка, включался режим светимости, и детектор КЕДР начинал запись событий многоадронных распадов $\Upsilon(1S)$ -мезона. При этом пучки снова начинали поляризоваться и при достижении определённого уровня поляризации снова осуществлялось измерение энергии путём резонансной деполяризации. В течении одного экспериментального захода детектора КЕДР (около двух часов) удавалось осуществить несколько таких калибровок энергии. Точность каждой калибровки около $20 \div 30 \text{ кэВ}$ ($4 \div 6 \cdot 10^{-6}$).

Лазерный поляриметр

Для прецизионного определения энергии пучка в эксперименте по измерению массы $\Upsilon(1S)$ -мезона используется метод резонансной деполяризации, в котором энергия пучка определяется по частоте резонансного разрушения поляризации при воздействии на пучок переменным электромагнитным полем:

$$E = \frac{m_e \mu_0}{\mu'} \left(n \pm \frac{\omega_d}{\omega_{\text{rev}}} \right), \quad n \in \mathbb{Z},$$

где m_e — масса электрона; μ' , μ_0 — аномальная и нормальная часть магнитного момента электрона, ω_d — частота внешнего электромагнитного поля (деполяризатора), ω_{rev} — частота обращения пучка в ускорителе. Поляризация пучка измеряется по процессу обратного комптоновского рассеяния цир-

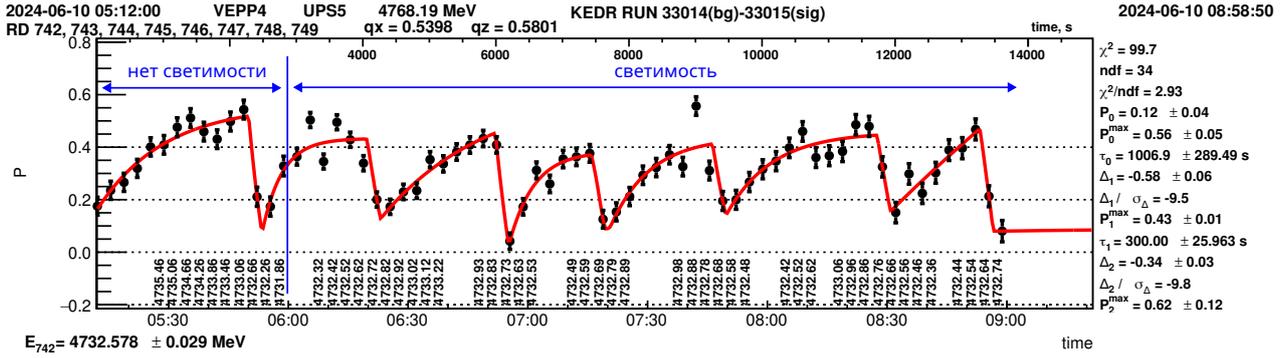


Рис. 2: Измерение энергии пучков установкой «Лазерный поляриметр» одновременно с набором данных детектором КЕДР

кулярно поляризованного фотона на поперечно поляризованном электроном. Схема установки «Лазерный поляриметр» показана на рис. 3. Источник фотонов — импульсный Nd:YLF лазер с длиной волны 527 нм, мощностью 2 Вт, частотой до 4 кГц и длительностью импульса 5 нс. Циркулярная поляризация луча создается фазовой пластинкой, переключение между поляризациями — ячейкой По克尔са. Луч фокусируется на электронном сгустке через экспандер и управляемое зеркало. Обратные рассеянные гамма-кванты регистрируются детектором на тройных ГЭУ. Массу $\Upsilon(1S)$ -мезона нужно измерить с точностью лучше 50 кэВ. Эксперимент осложняется нестабильностью энергии во время набора данных, поэтому требуется максимально точное и частое измерение энергии. В 2024 году «Лазерный поляриметр» введен в эксплуатацию и успешно применен в эксперименте по измерению массы $\Upsilon(1S)$ -мезона в 2024 году. Измерения энергии полностью автоматизированы. Система позволяет выполнить до 7 измерений энергии на одних пучках непосредственно во время набора данных детектором КЕДР (см. рис. 2). В 2024 году в эксперименте по измерению массы $\Upsilon(1S)$ -мезона было выполнено 489 успешных калибровок энергии. До-

стигнута лучшая в мире точность измерения энергии пучка вблизи $\Upsilon(1S)$ пика $6 \cdot 10^{-6}$ (30 кэВ).

Измерение масс D-мезонов

Детектором КЕДР на коллайдере ВЭПП-4М в 2016-2017 гг. в максимуме сечения рождения $\psi(3770)$ -мезона был набран интеграл светимости 4 пб^{-1} , примерно в четыре раза больше в сравнении с предыдущим измерением детектора КЕДР 2010 г. D^0 -мезон реконструируется в канале $K^-\pi^+$ (3,89%), а D^+ -мезон через канал $K^-\pi^+\pi^+$ (8,98%). Масса D -мезонов определяется с помощью подгонки двумерного распределения M_{bc} и ΔE . 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 системе центра масс, \vec{p}_i — импульсы продуктов распада D -мезона. 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 для подавления фона применяются

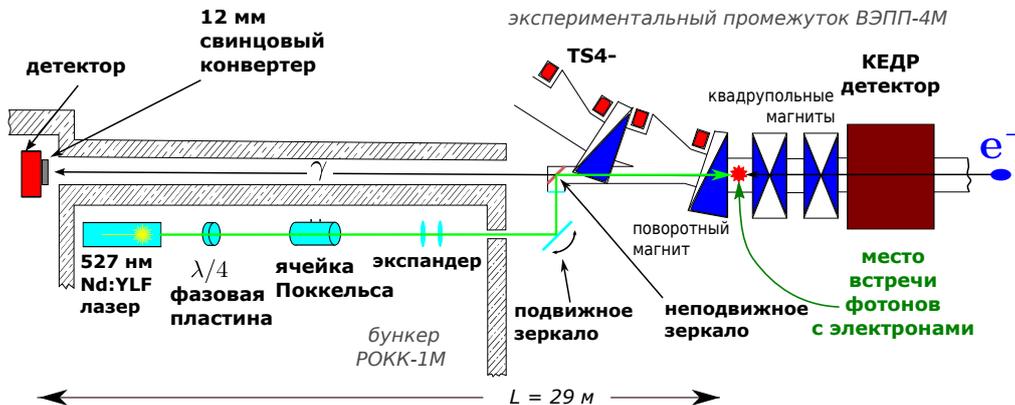


Рис. 3: Схема установки «Лазерный поляриметр»

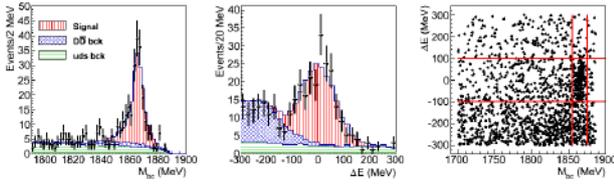


Рис. 4: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$. Распределение M_{bc} (слева), ΔE (в центре) и корреляция $M_{bc}-\Delta E$ (справа).

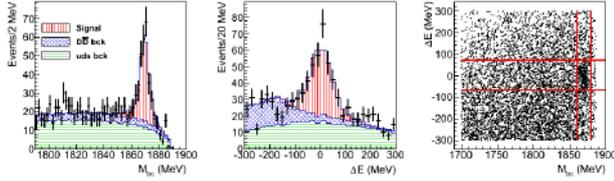


Рис. 5: Экспериментальные данные (точки с ошибками) и результаты подгонки для процесса $D^+ \rightarrow K^-\pi^+\pi^+$. Распределение M_{bc} (слева), ΔE (в центре) и корреляция $M_{bc}-\Delta E$ (справа).

время-пролетная система, идентификация частиц в дрейфовой камере по измерению ионизационных потерь ($\Delta E/\Delta x$) и идентификация на основе Аэрогелевых Черенковских Счетчиков. Экспериментальные данные с подгонкой представлены на рис. 4, 5.

В анализе были рассмотрены следующие систематические ошибки: абсолютная калибровка импульса (точность определения магнитного поля), описание энергетических потерь в веществе, импульсное разрешение, учет излучения в начальном состоянии, формы распределения сигнала и фонов, 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. Доминирующими систематическими ошибками являются формы распределения сигнала и фонов, и импульсное разрешение.

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

$$M_{D^0} = 1864,910 \pm 0,294 \pm 0,051 \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,600 \pm 0,357 \pm 0,113 \text{ МэВ}.$$

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. Получен итоговый результат:

$$M_{D^0} = 1865,110 \pm 0,210 \pm 0,046 \text{ МэВ},$$

$$M_{D^+} = 1869,560 \pm 0,288 \pm 0,109 \text{ МэВ}.$$

Результат для массы заряженного D -мезона является наиболее точным измерением в настоящее время. Набранная экспериментальная статистика не позволила конкурировать эксперименту КЕДР с CLEO, BABAR и LHCb по точности измерения массы D^0 , но полученное значение массы D^0 в эксперименте КЕДР важно для дополнительной проверки.

Так же выполнено измерение различия масс между D^+ и D^0 мезонами:

$$M_{D^+} - M_{D^0} = 4,46 \pm 0,36 \pm 0,12 \text{ МэВ}.$$

Результат согласуется с среднемировым значением и более точным результатом LHCb, в пределах погрешностей измерения.

Статья с предварительным результатом принята к публикации в журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра», по результатам научной сессии секции ядерной физики ОФН РАН.

Измерение R в области $2E = 5-7$ ГэВ

Величина R является отношением полного сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны, учитывающим радиационные поправки, к сечению рождения мюонной пары в борновском приближении:

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}.$$

Прецизионное измерение $R(s)$ имеет ключевое значение для определения аномального магнитного

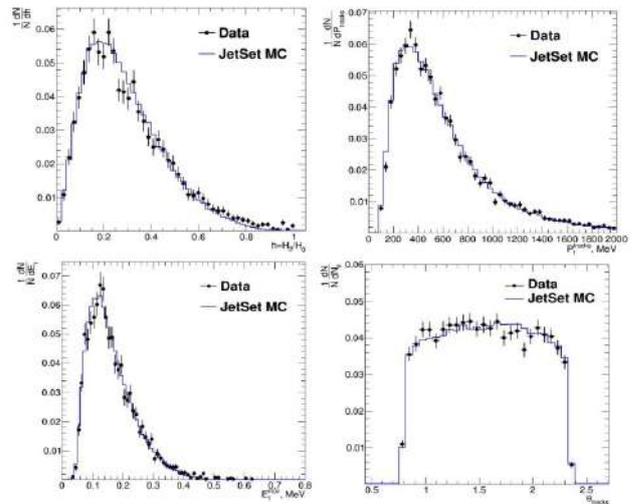


Рис. 6: Распределения по моментам Фокса-Вольфрама, поперечному импульсу частиц, максимальной энергии фотона и числу треков из вершины для экспериментальных данных и моделирования при энергии 6,96 ГэВ в с.ц.м.

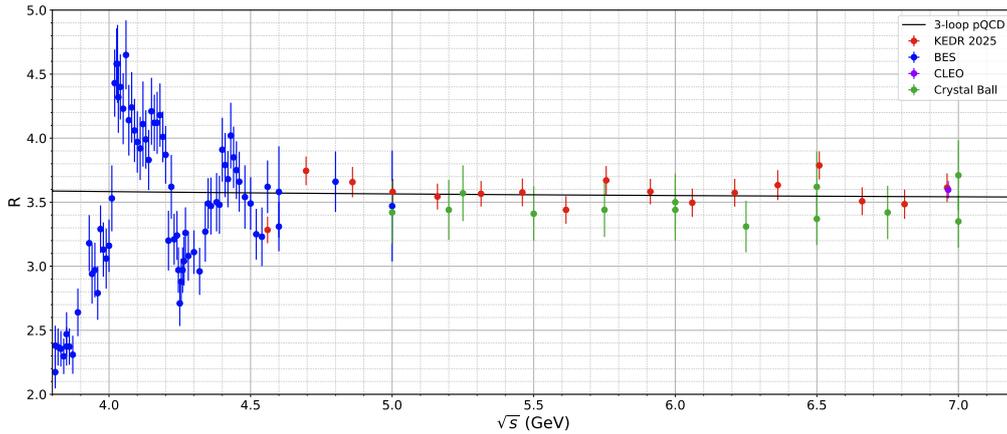


Рис. 7: Предварительные результаты измерения R в области $2E = 5 - 7$ ГэВ для заходов, набранных в 2018-2020 гг. с детектором КЕДР

момента мюона, константы сильного взаимодействия $\alpha_s(s)$ и постоянной тонкой структуры $\alpha(M_Z^2)$ в области пика Z -бозона, а также в расчётах масс тяжёлых кварков.

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 2024 году продолжался анализ экспериментальных данных. Эффективность регистрации событий эффекта и фоновых процессов была получена из моделирования с помощью генератора JetSet, параметры которого настраивались в каждой энергетической точке. На рис. 6 показано сравнение распределений для экспериментальных данных и моделирования при энергии $\sqrt{s} = 6,96$ ГэВ.

Предварительные результаты измерения R в области $\sqrt{s} = 4,56 - 6,96$ ГэВ показаны на рис.7. Оценка общей неопределенности измерения составляет 3%. Полученное среднее значение R равно:

$$R_{\text{KEDR}} = 3,540 \pm 0,017 \pm 0,084$$

что согласуется с результатом детектора Crystal Ball (SLAC-PUB-5160, 1990. <https://doi.org/10.17182/hepdata.18758>): $R_{\text{CB}} = 3,44 \pm 0,03 \pm 0,18$.

В 2024 году предварительные результаты по измерению R в области 5-7 ГэВ были доложены на 16-м Международном совещании по тяжелым кварконию в Мохали (Индия) и на 9-й Международной конференции по структуре адронов и фундаментальным взаимодействиям в Гатчине. Статья с предварительными результатами принята к печати в журнале «Письма в ЭЧАЯ».

Измерение вероятности распада

$J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$

На детекторе КЕДР комплекса ВЭПП-4М ведётся работа по исследованию процесса распада $J/\psi \rightarrow$

$\pi^+ \pi^- \eta$ в моде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Для анализа используются около 4,93 миллиона распадов J/ψ мезонов.

Вероятность распада $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ измерялась коллаборациями ВаВаг и BES-III, но в данных работах не исследовалась внутренняя динамика самого процесса. Наибольший вклад в данный процесс вносит распад через $\rho\eta$, где ρ распадается на два пиона, также здесь присутствует вклад от $\omega\eta$, несмотря на малую вероятность распада ω на двухпионную моду. Помимо всего этого, в работе был обнаружен распад через резонанс $\rho(1450)$, вносящий существенный вклад в измерение.

Все вышеперечисленные процессы являются распадами J/ψ мезона на векторную и псевдоскалярную частицы, в частности на η мезон, откуда можно вычислить угол смешивания η и η' .

В данном исследовании в том числе измеряются относительные фазы между резонансами, предварительные значения которых равны 85 градусов, между ρ и ω , и 186 градусов, между ρ и $\rho(1450)$.

В распаде учитываются все возможные интерференции между тремя резонансами. Моделирование осуществляется при помощи следующих формул:

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma} = \left| \sum_k a_k e^{i\phi_k} \right|^2 = \sum_{k,j} a_k a_j^* e^{i(\phi_k - \phi_j)},$$

где

$$a_\rho \propto (p_{\pi^+} \times p_{\pi^-}) \sin \theta_n \frac{m_\rho^2}{q^2 - m_\rho^2 + iq\Gamma_\rho(q^2)}$$

описывает амплитуду распада ρ мезона.

$$\Gamma_\rho(q^2) = \Gamma_\rho \left(\frac{p_{\pi(q^2)}}{p_{\pi(m_\rho^2)}} \right)^3 \left(\frac{m_\rho^2}{q^2} \right)$$

— параметризация ширины распада от q^2 .

Для нахождения вероятности распада в нужное конечное состояние была произведена подгонка гистограммы инвариантной массы двух пионов (Рис.

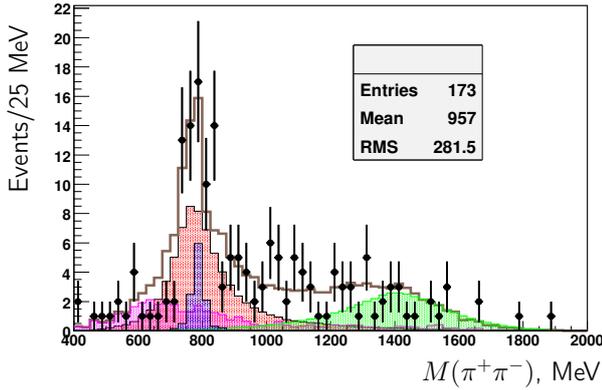
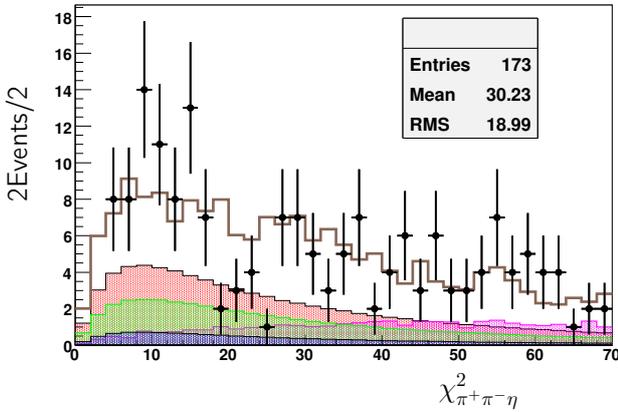


Рис. 8: Инвариантная масса двух пионов.

Рис. 9: Распределение по χ^2 .

8). Красная гистограмма демонстрирует вклад от ρ , синяя — от ω , зелёная — от $\rho(1450)$, розовая — вклад фонового процесса $\pi^+\pi^-\pi_0\eta$, коричневая линия — итоговое распределение. В силу малого числа событий в экспериментальных данных подгонка результата моделирования к эксперименту осуществлялась при помощи максимизации функции правдоподобия $L = -2 \sum (N_s - N_e + N_e \ln(N_e/N_s))$, где N_e — число экспериментальных событий в бине, N_s — число смоделированных событий, сумма велась по всем бинам в гистограмме. На Рис. 9 показано распределение по χ^2 кинематической реконструкции.

Предварительные результаты измерений вероятностей распадов:

$$\begin{aligned} Br(J/\psi \rightarrow \pi^+\pi^-\eta) &= (4,40 \pm 1,55 \pm 1,04) \times 10^{-4}. \\ Br(J/\psi \rightarrow \rho\eta) &= (2,13 \pm 0,71 \pm 0,46) \times 10^{-4}. \\ Br(J/\psi \rightarrow \rho(1450)\eta) &= (1,67 \pm 0,80 \pm 0,57) \times 10^{-4}. \end{aligned}$$

Новая дрейфовая камера

Дрейфовая камера (ДК) является основной трековой системой детектора. Она предназначена для определения импульсов заряженных частиц по измерению кривизны траектории в магнитном поле, а также для измерения ионизационных потерь ча-



Рис. 10: Новый перемоточный станок с возможностью ультразвуковой мойки.

стиц с целью их идентификации. В существующей дрейфовой камере за более чем 20 лет эксплуатации появились нерабочие области и обнаружилась высокая чувствительность к условиям работы, что приводит к ухудшению качества реконструкции треков частиц. Изготовление новой ДК находится в фазе натяжения её проволочной структуры.

В 2024 году завершён основной этап модернизации перемоточного станка (рис. 10). Применение шаговых двигателей позволяет гибко настраивать процесс перемотки, а внедрение магнитной муфты — избежать рывков. Кроме того, новой конструкцией станка предусмотрена возможность ультразвуковой мойки проволоки. Это продиктовано необходимостью удаления остатков эмульсии на золочёной медно-титановой проволоке диаметром 70 мкм производства АО «Денисовский завод» (Владимирская область, Россия). Данная проволока предназначена для использования в качестве экранов, расположенных между суперслоями дрейфовых ячеек (рис. 11). Работа станка отлажена и успешно выполнены три захода перемотки и ультразвуковой мойки экранной проволоки отрезками по 200 м.

На стадии отработки технологии натяжения проволочек доработана оснастка — спицы (рис. 12). Они имеют специальные петли, гибкий наконечник,

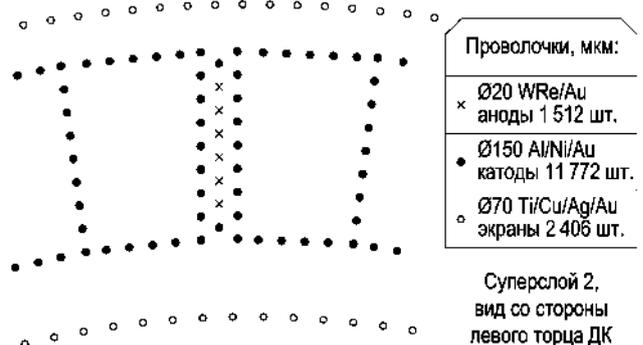


Рис. 11: Дрейфовая ячейка.



Рис. 12: Спицы для натяжения проволочек.



Рис. 13: Вид дрейфовой камеры.

магнит для упрощения процедуры натяжения; длина составляет около 1,1 м. Основная (тонкая) спица диаметром 0,85 мм используется для протяжки проволоки через отверстия диаметром 1 мм в торцевых пластинах дрейфовой камеры. С помощью вспомогательной спицы диаметром 2 мм через боковые окна внешней обечайки обеспечивается поддержка и регулировка направления конца основной спицы. Материал спиц — сверхвысокомодульный углепластик (модуль упругости на изгиб 280 ГПа), обеспечивающий малые вес и прогиб.

В этом году пройден путь от первых попыток до ежедневных организованных рабочих смен по натяжению проволочек. ДК насчитывает всего 15 690 проволочек, которые структурированы в 7 суперслоёв дрейфовых ячеек (см. рис. 11). К концу года натянуты 1258 проволочек, из них 108 анодных, 952 катодных и 198 экранных. Таким образом, полностью натянуты первый суперслой, первый ряд экранных проволочек и начата работа со вторым суперслоем (рис. 13). Периодически проводился контроль силы натяжения по измерению резонансной частоты колебаний в магнитном поле (рис. 14).

Модернизация системы сбора данных

В 2024 году модернизация системы сбора данных (ССД) велась в двух направлениях: аппаратном и

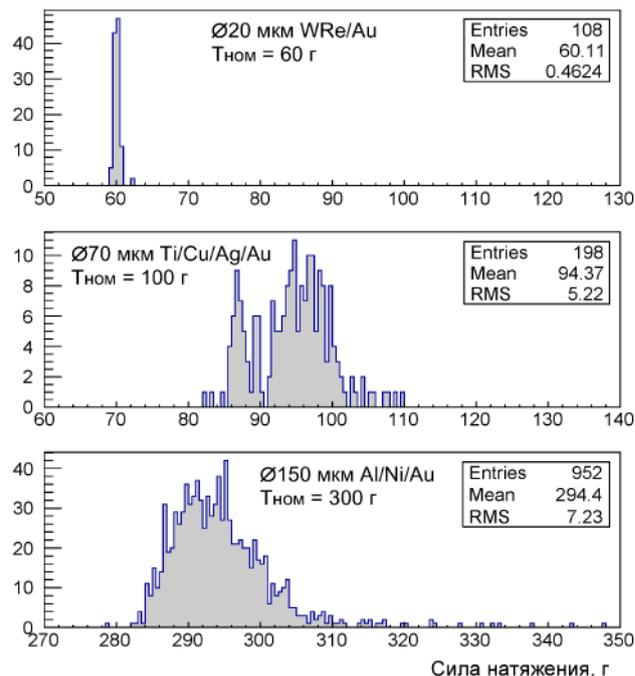


Рис. 14: Гистограммы силы натяжения проволочек.

программном.

Аппаратная часть модернизируемой ССД состоит из блоков МЧС (Модуль Частот и Синхронизации) и ПВВ. Блок МЧС обеспечивает синхронизацию, передачу сигналов от триггеров (первичного и вторичного) и сбор статусной информации через Ethernet, USB и C-Link интерфейсы. Блок ПВВ, контроллер крейта Ключка детектора КЕДР, управляет режимами работы информационных и триггерных плат, читает данные события, отправляет их на обработку и взаимодействует с другими частями ССД.

В блоках МЧС и ПВВ был изменён протокол C-Link для передачи информации о сигнале ВТ–, выработываемом вторичным триггером. Этот сигнал позволяет быстро отбрасывать неинтересные запуски, уменьшая мёртвое время ССД. Количество отправляемых слов блоком МЧС по C-Link увеличено до 20 для передачи сигнала ВТ–. В прошивку ПВВ добавлен анализ сигнала ВТ– и выдача сигнала сброса информационным платам. При отсутствии сигнала ВТ– ПВВ выдаёт управляющие сигналы для получения полного набора данных события. Временные параметры управляющих сигналов задаются при настройке блоков ССД.

Для облегчения разработки и отслеживания изменений в аппаратуре добавлен механизм автоматического учёта и обновления порядкового номера сборки в проектах прошивок ПВВ и МЧС. Данный номер размещается в стандартном конфигурационном регистре.

Развитие программного обеспечения ССД также получило существенное внимание. Для обеспечения корректности работы оборудования и ПО требуется

ся тщательная настройка. Перед началом работы необходимо проверить описание аппаратуры и связей в конфигурационной базе данных. Оборудование, участвующее в наборе данных, группируется по подсистемам. Граф связей должен быть деревом с одним корнем.

Каждый пакет данных содержит информацию для идентификации источника, снимок его состояния и номер события.

Для хранения настроек используется иерархическая структура конфигурационных параметров.

Для удобства описания параметров оборудования создан машиночитаемый аналог спецификации устройств ССД. Данная спецификация содержит описание внутренних блоков устройств, устанавливает соответствие между логическими параметрами (атрибутами) и их представлением в регистрах оборудования. База атрибутов позволяет учитывать изменения внутренней организации устройств и задавать все настройки для работы, набор передаваемой информации, порядок её следования и формат передачи.

Программное обеспечение приёма и обработки данных с использованием базы атрибутов и идентификационной информации извлекает результаты измерений информационных плат и обрабатывает их в соответствии с конфигурацией ССД. В настоящее время продолжается разработка программного обеспечения обработки данных и сборки фрагментов события.

Тестовый пучок электронов на ВЭПП-4М

В 2024 году на установке «Тестовый пучок электронов комплекса ВЭПП-4М» (далее - установка) проведено 17 смен, что соответствует уровню последних лет. Это подтверждает востребованность установки для экспериментальных групп, разрабатывающих прототипы детекторов для ФЭЧ.

В 2024 году была модернизирована механическая система установки, что улучшило расположение крейтов и доступ к электронике. Также была проведена реорганизация кабельных трасс, позволившая сократить длину кабелей на 15 метров для триггерной системы и системы измерения энергии пучка. Кроме того, было выполнено физическое разделение трасс силовых кабелей от трасс ethernet и триггерной системы для уменьшения наводок. В течение года проводились и другие текущие работы, такие как изготовление и ввод в эксплуатацию нового триггерного счетчика, ремонт трассы водяного охлаждения магнита и т.п.

На рис. 15 представлено распределение смен по проводимым экспериментам. Во всех задачах (за исключением тестирования прототипа электромагнитного калориметра «шашлык» детектора MPD) использовался тестовый пучок электронов с энерги-

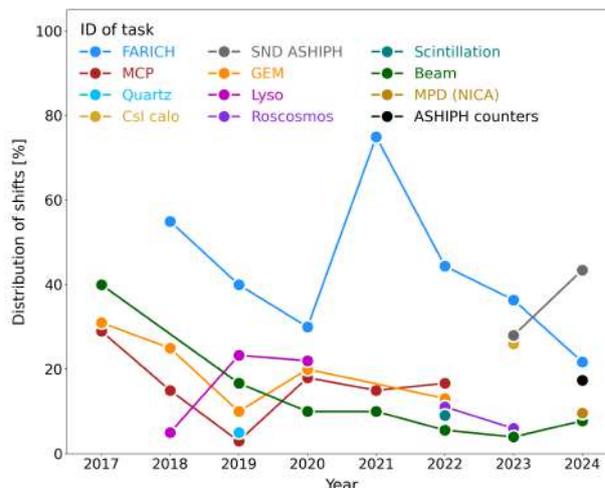


Рис. 15: Распределение смен по проводимым на установке экспериментам.

ей 2,5 ГэВ, при энергии первичного пучка ВЭПП-4, равной 4,5 ГэВ.

Основные направления работ

- Технические смены (8,7% времени): настройка положения оборудования относительно пучка тормозных гамма-квантов для эффективной работы с первичным пучком ВЭПП-4.
- Исследование прототипа аэрогелиевого счетчика для детектора СНД (43,5% времени): сканирование эффективности регистрации электронов, измерения с разными напряжениями и температурами SiPM. Использовался аэрогель с показателями преломления $n = 1,05$ и $n = 1,12$.
- Эксперименты с прототипом системы идентификации ФАРИЧ (21,7% времени): измерения аэрогелиевых радиаторов, исследование эффекта фокусировки с линзой Френеля.
- Развитие методики АШИФ (17,4% времени): исследование двух прототипов счетчиков с разными типами аэрогелей и светосбора.
- Исследование прототипа электромагнитного калориметра «шашлык» детектора MPD (8,7% времени): измерение линейности амплитудного отклика от энергии в диапазоне 800-3200 МэВ. Программа выполнена в минимальном объеме из-за поломки ВЭПП-4.

В 2024 году установка «Тестовый пучок электронов комплекса ВЭПП-4М» продолжала активно использоваться для экспериментов по разработке детекторов. Была проведена модернизация установки, улучшившая ее характеристики. Несмотря на некоторые технические проблемы, программа экспериментов была в основном выполнена.

УЧАСТИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

Измерение прозрачности кристаллов электромагнитного калориметра.

В 2024 году набор данных на детекторе CMS продолжался с начала апреля и до конца ноября. В течение всего этого времени осуществлялся контроль за работоспособностью системы лазерной калибровки и загрузкой данных по измерению прозрачности кристаллов в базу данных. В этом году в течении набора данных было несколько поломок, которые потенциально могли повлиять на измерение прозрачностей. В апреле и мае были проблемы с электроникой связанной с подачей сигнала от лазера в систему калибровки. В одном случае была нестабильность амплитуды синего лазера, во втором, нестабильность времени импульса того же лазера. Проверка прозрачностей, измеренных в данные периоды, показала, что в первом случае имелись скачки, большая часть из которых была сглажена программным образом, оставшиеся имеют значение не превышающие 0,5%, а во втором случае, влияния на величину прозрачности не было найдено. Кроме того, в сентябре в связи с проблемой чтения данных с одной из триггерных башен в 612 модуле калориметра, не производилось измерение прозрачностей для этого модуля в течении 10 дней. После исключения данной башни из обработки, удалось получить данные по прозрачностям для данного модуля и создать запись в базе данных, которая может быть использована в случае проведения новой реконструкции данных за 2024 год. Измеренные в течении 2024 года прозрачности показаны на Рис. 1.

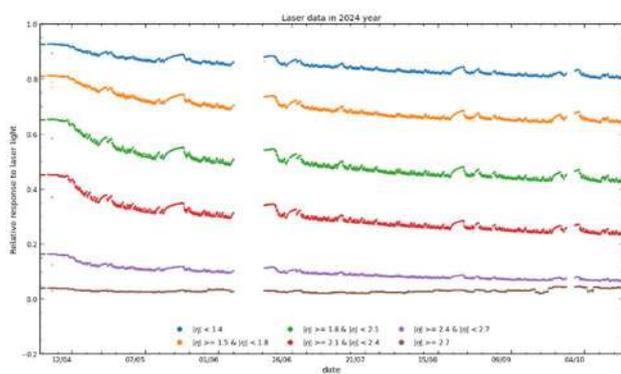


Рисунок 1. Изменение прозрачностей кристаллов в течении набора данных в 2024 году.

После окончания физических заходов был проведен анализ поведения нормировочных PN диодов и кристаллов калориметра. PN диоды используются для измерения светового сигнала, поступающего на кристаллы от лазеров. Каждый кристалл обслуживается двумя PN диодами. Соответственно, если отношение

сигналов с пары диодов начинает изменяться, это свидетельствует о деградации одного из PN диодов в связи с радиационным старением. Для отслеживания данного эффекта, были построены карты изменения отношения сразу после окончания набора данных при р-р столкновениях и перед самым его началом. Карты данного отношения для цилиндрической части калориметра и торцов приведена на Рис. 2 (вверху). На Рис. 2 внизу приведен пример того, как меняется отношение в течении года для одной пары PN диодов. Максимальная величина дрейфа для PN диодов в барреле в течении 2024 года оказалась немного больше 1%, что является допустимым значением. В торцевой части калориметра для одной пары PN диодов это величина достигала почти 2%, что требует внимательного отношения за этой областью в следующем году.

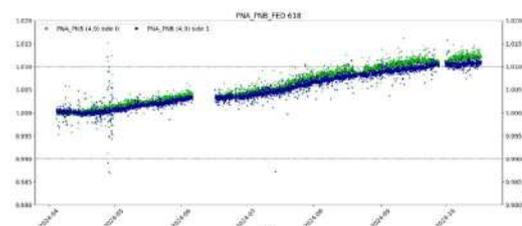
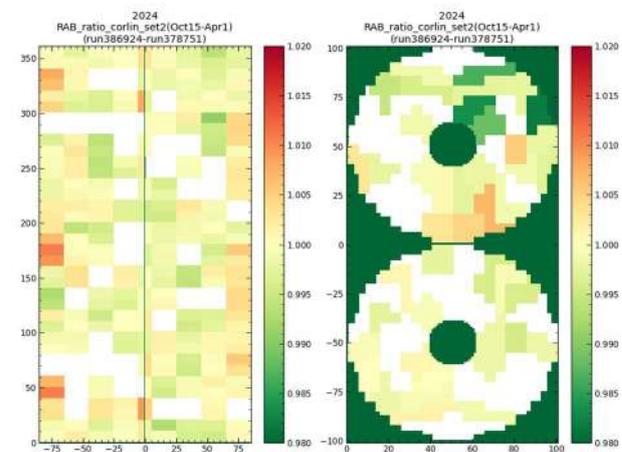


Рисунок 2. Вверху – карта изменения отношения сигналов пары PN диодов за время набора данных в 2024 году, ниже – изменение отношения сигналов для одной пары PN диодов.

Кроме изучения сигналов с PN диодов проводилось изучение поведения прозрачности кристаллов с целью поиска кристаллов с нефизическим поведением. Для этого применялось несколько алгоритмов:

- поиск, так называемых, залипших кристаллов, то есть кристаллов, имеющих одно и то же значение прозрачности в течении большого количества измерений;
- поиск кристаллов, у которых изменение прозрачности от времени отличается от усреднённого поведения кристаллов в данной области по вели-

чине псевдобыстроты η , для этого использовался метод похожий на критерий χ^2 : в качестве функции-гипотезы использовалась усредненная зависимость для данного η , в качестве данных – измерение прозрачности для данного кристалла, а суммирование проводилось по всем измерениям в течении набора статистики. Полученное распределение по χ^2 приведено на Рис. 3. Подозрительными считались кристаллы, у которых χ^2 оказался в хвосте распределения;

- поиск кристаллов с очень большим или маленьким изменением прозрачности за сезон.

В этом году было найдено около 40 кристаллов с нефизическим поведением, а также около 100 кристаллов с очень маленькой прозрачностью (<0,5%), у которых появилось нестабильное поведение.

Работы по измерению прозрачностей кристаллов электромагнитного калориметра планируется продолжить в 2025 году.

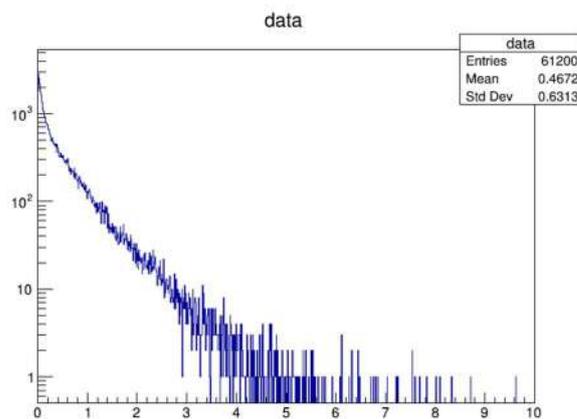


Рисунок 3. Распределение по критерию χ^2 для поиска кристаллов с нефизическим поведением.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ BELLE И BELLE II

Введение

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. 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. В-фабрике).

Новосибирские физики внесли большой вклад в создание электромагнитного калориметра детектора Belle (который в настоящее время установлен и на Belle II) 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 1100 ученых из 28 стран и 133 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.

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

Измерение зависимости сечения рождения B -мезонов от энергии в эксперименте Belle II

Работа посвящена измерению эксклюзивных сечений процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}, B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ ($B^* \rightarrow B\gamma$) при различных энергиях в системе центра масс E_{cm} аннигилирующих электрона и позитрона в эксперименте Belle II. Это позволит получить информацию о взаимодействиях в данной области энергии, структуре состояний $Y(4S), Y(10860)$ и $Y(11020)$, вероятности переходов которых в более низкоэнергетические состояния в настоящее время предсказываются неточно. Кроме того, данный анализ даст возможность проверить предсказания различных теоретических и феноменологических моделей, описывающих боттомониевые и боттомониеподобные состояния.

В работе изучаются данные, набранные Belle II в ноябре 2021 года при четырех значениях энергии между

$Y(4S)$ и $Y(10860)$ резонансами. Для отбора событий с рождением B мезонов (B^+ или B^0) используется алгоритм машинного обучения Full Event Interpretation (FEI), с помощью которого классифицируется множество каналов распадов B мезонов. Алгоритм настраивается так, чтобы иметь приблизительно постоянную эффективность отбора в исследуемом диапазоне энергий.

Основной методической задачей анализа является численное воспроизведение распределения массы

$M_{bc} = \sqrt{(E_{cm}/2)^2 - p_B^2}$ реконструированного B мезона с энергией, фиксированной на энергии пучка, для аппроксимации экспериментальных данных. При вычислении аппроксимирующей функции учитываются энергетический разброс, зависимость сечений от энергии, излучение в начальном состоянии (ISR), релятивистская кинематика и угловые распределения рождения и распада $B^{(*)}$ мезонов, а также разрешение измеряемого импульса B мезона рв. Разность энергий $\Delta E = E_B - E_{cm}/2$ используется для выделения сигнальной области и фиксирования формы фона M_{bc} из контрольного интервала (sideband).

Выполнена итеративная процедура аппроксимации экспериментальных распределений переменной M_{bc} совместно с аппроксимацией энергетической зависимости сечений рождения B -мезонов (Рис. 1), вычислены «одетые» сечения процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}, B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ в точках сканирования по энергии 10.653 ГэВ, 10.701 ГэВ, 10.746 ГэВ и 10.805 ГэВ и проведена оценка систематических погрешностей.

При энергии 10.653 ГэВ вблизи порога рождения $B^*\bar{B}^*$ наблюдается быстрый рост соответствующего сечения. Этот эффект с учётом подавления от фазового объёма с минимально возможным моментом импульса $l = 1$ указывает на быстрый рост амплитуды процесса под порогом, что может быть объяснено присутствием молекулярного состояния $B^*\bar{B}^*$ вблизи порога.

По результатам работы опубликована статья в Journal of High Energy Physics и сделан доклад на конференции ICPPA-2024.

Изучение распада $h_b(2P) \rightarrow Y(1S)\eta$

Измерение ширин переходов между боттомониями с излучением η -мезонов позволит лучше понять структуру возбужденных состояний боттомония и, возможно, разрешит 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: $\frac{\Gamma_{ann}[h_b(2P)]}{\Gamma_{ann}[h_b(1P)]} = 0.25 \pm 0.25$, в то время как в нерелятивистском приближении системы двух тяжелых кварков ожидается 1.

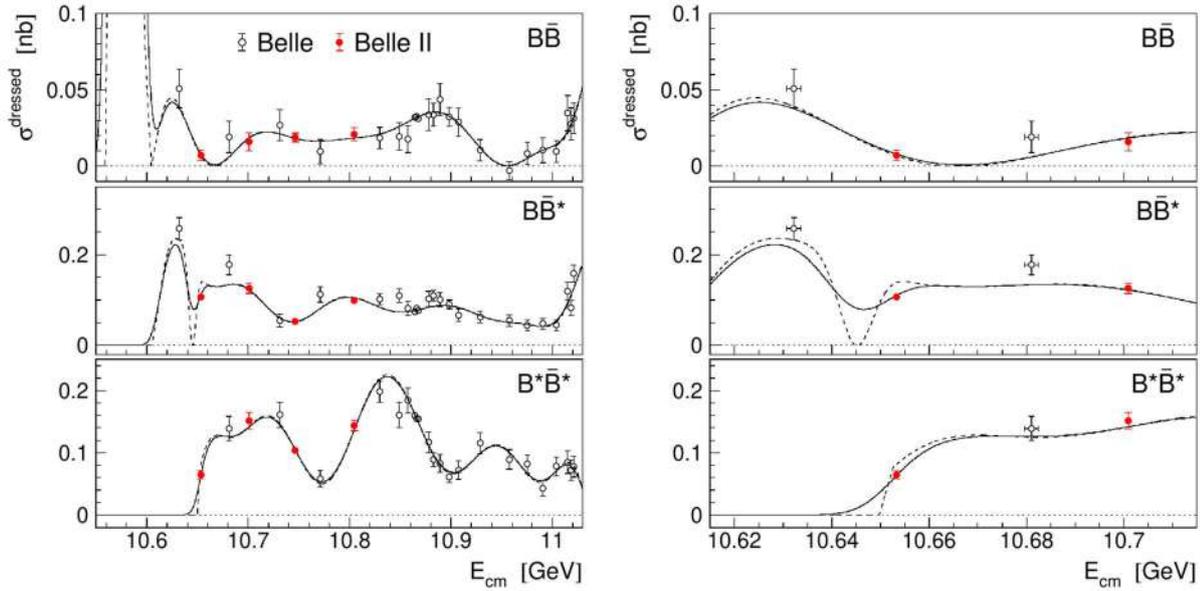


Рисунок 1. Графики энергетической зависимости сечений процессов $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ (верхний), $B\bar{B}^*$ (средний), $B^*\bar{B}^*$ (нижний). Красные круги со статистическими погрешностями обозначают результаты Belle II, полученные в этой работе. Чёрные открытые круги со статистическими и систематическими некоррелированными погрешностями обозначают предыдущие измерения Belle. Сплошными линиями показан результат совместной аппроксимации этих трёх распределений с полным сечением $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$. Штриховые линии обозначают аппроксимирующую функцию до свёртки с энергетическим разбросом. Слева показан полный диапазон аппроксимации, справа увеличена область вблизи порога $B^*\bar{B}^*$.

Группой сотрудников Института ведется изучение перехода $h_b(2P) \rightarrow Y(1S)\eta$ с использованием уникальной статистики, набранной с детектором Belle при энергии в системе центра масс вблизи $Y(5S)$ резонанса. Относительная вероятность этого перехода может достигать 10%, что значительно усилит расхождение с ожидаемым в указанном ранее соотношении. Также ведется изучение переходов $h_b(1P, 2P) \rightarrow Y(1S)\pi^0$, которые ожидаются подавленными в силу нарушения изоспина. В результате анализа удалось существенно уменьшить общий уровень фона и повысить статистическую значимость наблюдаемого сигнала $h_b(2P) \rightarrow Y(1S)\eta$, как показано на Рис. 2. Для $h_b(1P, 2P) \rightarrow Y(1S)\pi^0$ сигнал не обнаружен, и поставлен верхний предел.

Измерена следующая вероятность адронного перехода в системе боттомония: $B(h_b(2P) \rightarrow Y(1S)\eta) = (7.1_{-3.2}^{+3.7} \pm 0.8) \times 10^{-3}$ со статистической значимостью 3.5σ . Поставлены верхние пределы $B(h_b(1P, 2P) \rightarrow Y(1S)\pi^0) < 1.8 \times 10^{-3}$ с достоверностью 90%. По результатам исследований подготовлена и принята в журнал Physical Review Letters статья.

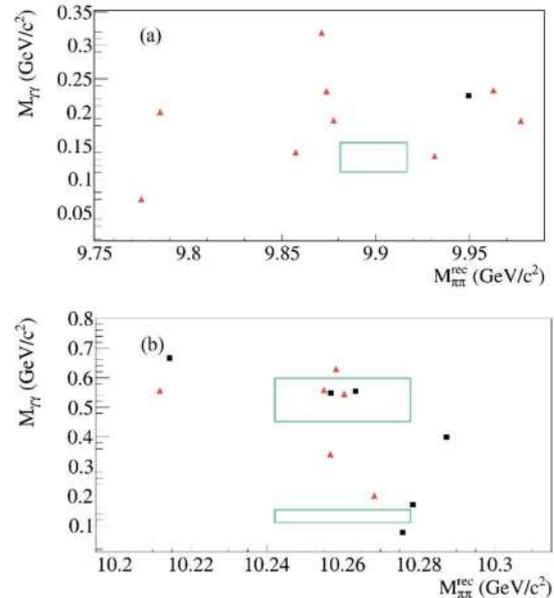


Рисунок 2. Распределение по инвариантной массе восстановленного η -мезона в зависимости от массы отдачи к паре пионов для экспериментальных данных в окрестностях (а) $h_b(1P)$ - и (б) $h_b(2P)$ -мезонов. Черные квадраты – события с распадом $Y(1S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, а красные треугольники – события с $Y(1S) \rightarrow e^+e^-$. Зеленые прямоугольники иллюстрируют сигнальные области искомых процессов.

Амплитудный анализ процессов

$$B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^- K^+, \quad B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+ K_S^0, \\ B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^0 K^+, \quad B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0 K_S^0$$

Продолжается амплитудный анализ процессов $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^- K^+$, $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^+ K_S^0$, $B^+ \rightarrow \psi(2S)\pi^0 K^+$, $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^0 K_S^0$. Анализ проводится с использованием данных, набранных на резонансе $Y(4S)$ в экспериментах Belle (711 fb^{-1}) и Belle II (362 fb^{-1}). Получено одобрение внутренних рецензентов на работу с реальными данными. После начала работы с реальными данными было обнаружено, что требуются изменения в процедуре анализа, которые были проведены. Добавлен отбор лучшего кандидата по лучшему выходу нейронной сети для каналов с π^0 или случайным образом для каналов с π^+ . Полностью переделана подгонка эффективности, новый вариант работает с переменными не только в фазовом пространстве распада, но и в лабораторной системе, в которой эффективности восстановления отдельных частиц конечного состояния приближенно факторизуются. Осуществлен переход с упрощенного моделирования, не зависящего от условий набора данных, к моделированию, учитывающему период набора данных.

Кроме этого, добавлен амплитудный анализ распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ и $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$. Данный анализ необходим для проверки модели амплитуды распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, которую можно получить из результатов эксперимента BES [J. Z. Bai et al., Phys. Rev. D 62, 032002 (2000)]. Получено значение параметра κ , описывающего амплитуду данного распада, равное 0.1966 ± 0.0037 , что согласуется с измерением BES $\kappa = 0.183 \pm 0.002 \pm 0.003$. Проекция результатов подгонки на инвариантную массу $\pi^+ \pi^-$ и азимутальный угол дочернего лептона J/ψ показаны на Рис. 3. Таким образом, модель распада $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ проверена и используется для описания пикующего фона в процессе $B^0 \rightarrow \psi(2S)\pi^- K^+$, для которого один из дочерних π -мезонов из K_S^0 неверно идентифицируется как K .

Анализ распада $B^0 \rightarrow D\omega\pi^0$ на Belle и Belle II

Целью настоящей работы является изучение динамики рождения орбитальных возбуждений D -мезонов в распадах B -мезонов. Существует три сценария рождения, которые различаются тем, каким образом кварки в цветовом пространстве КХД спариваются между собой. Первый сценарий представляет собой прямой переход, когда тяжелый b -кварк в первоначальном B -мезоне распадается через слабое взаимодействие в c -кварк и пару легких кварков. При этом c -кварк несет в себе такой цветовой заряд, который является антицветом спектаторного кварка B -мезона. В результате их адронизации получается орбитальное возбуждение D -мезона. Во втором сценарии цветовой заряд c -кварка не согласуется со спектаторным кварком и адронизация происходит уже с одним из кварков рожденной из вакуума кварк-антикварковой пары. Третий сценарий представляет собой комбинацию первых двух, когда амплитуда процесса является суммой диаграмм,

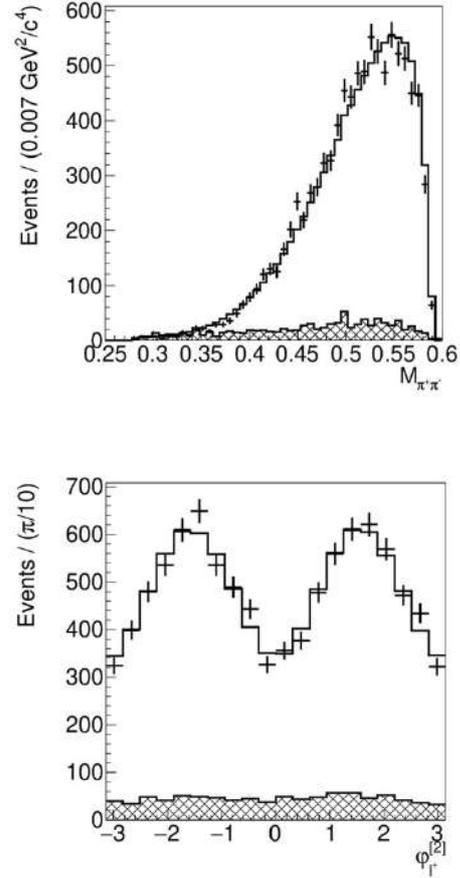


Рисунок 3. Проекция результатов подгонки сигнала на инвариантную массу комбинации $\pi^+ \pi^-$ (сверху) и азимутальный угол дочернего лептона J/ψ для распадов $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$ и $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$ с последующим $J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (снизу), суммарное распределение для экспериментов Belle и Belle II. Точки с ошибками — данные, сплошная линия — результат подгонки, заштрихованная гистограмма — вклад фона.

описывающих первые два сценария. Процесс $B \rightarrow D\omega\pi^0$ с нейтральным π -мезоном в конечном состоянии описывается вторым сценарием, который обычно является подавленным по отношению к первому. В целом, второй сценарий изучен не так хорошо, как первый. Это связано не столько с фактом подавления, сколько с наличием нейтральных частиц, которые сложно регистрировать на адронных машинах, таких как ЛНЦб. Эксперимент Belle II (а также Belle) является хорошей площадкой для изучения таких процессов.

Анализ этого процесса выполняется единым образом для Belle и Belle II: используется одинаковый программный пакет обработки и единая стратегия анализа. Сначала на моделировании выполняется оптимизация предварительных условий отбора отдельно для Belle и Belle II. Сюда входят параметры сигнальных треков, фотонных кластеров, переменные идентификации частиц с заданной массовой гипотезой, инвариантные

массы промежуточных частиц. Выполняется кинематическая реконструкция с ограничением на массы частиц (кроме ω и B^0) и общие точки разлетов всех дочерних частиц. Далее выполняется процедура разделения сигнальных и фоновых событий: континуума и $B\bar{B}$ -событий. Процедура основана на градиентном бустинге решающих деревьев. В качестве обучающей выборки используются события сигнального и общего моделирования. Для разделения разных фоновых компонент строится единый классификатор. Условие отбора на выход классификатора оптимизируется на моделировании одновременно с границей сигнальной области в плоскости переменных $(\Delta E, M(\omega))$. Систематическая ошибка, связанная с эффективностью классификации, получается при изучении контрольного канала $B^- \rightarrow D^0 \pi^-$, $D^0 \rightarrow K^- \omega \pi^+$. Для определения доли фона в сигнальной области параметризуется плотность функции вероятности (PDF-функция) сигнальных и фоновых событий в плоскости $(\Delta E, M(\omega))$. На Рис. 4 показаны проекции PDF-функции сигнальных событий на оси $M(\omega)$, а также ΔE вблизи пикового значения массы ω -мезона. Функция Брейт-Вигнера показана штрихованной линией. Свертка этой функции с функцией разрешения показана сплошной линией. Аналогичным образом описываются PDF-функции всех фоновых компонент.

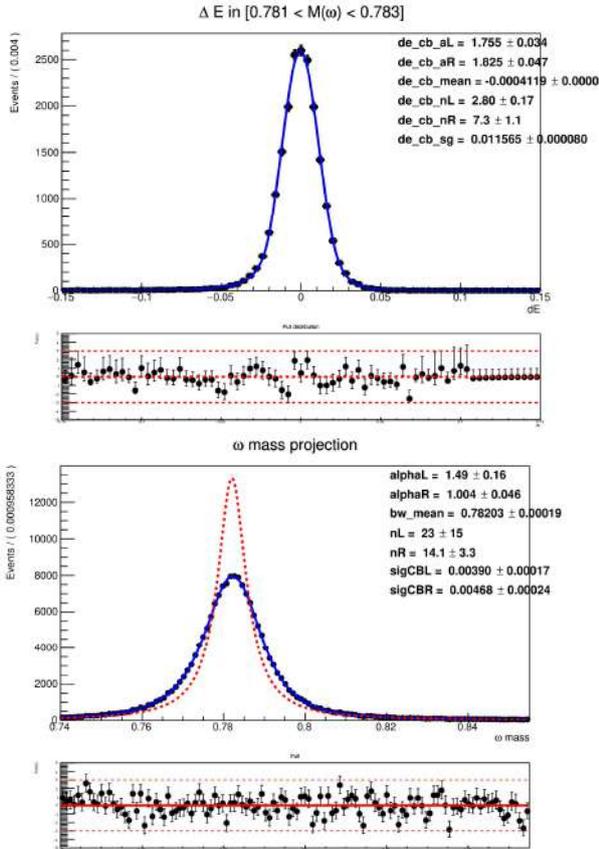


Рисунок 4. Проекция двумерной PDF-функции сигнальных событий в плоскости переменных $(\Delta E, M(\omega))$. Штрихованной линией показана функция Брейт-Вигнера в проекции на $M(\omega)$.

Для амплитудного анализа важным вопросом является интерференция сигнального процесса и фоновых процессов без ω -мезона ($B^0 \rightarrow D^+(4\pi)^-$). Для того, чтобы оценить вклад возможной интерференции, выполняется моделирование различных резонансных вкладов $B^0 \rightarrow D^+(4\pi)^-$: $a_1(1260)\pi, \rho\rho, \rho f_0, \rho f_2$. Для оценки модельных параметров используются данные измеренных e^+e^- и τ -процессов. Эти вклады моделируются как без интерференции, так и с интерференцией с фазами 0 и $\pi/2$. Эти генераторные данные будут использованы для оценки эффекта интерференции. После этого планируется выполнить 4-мерный фит в пространстве кинематических параметров процесса для определения вкладов орбитальных возбуждений D-мезонов.

Измерение отношения f_{+-}/f_{00} в распадах $Y(4S)$

Величина f_{+-}/f_{00} задается отношением ширин распада

$$f_{+-}/f_{00} = \frac{\Gamma(Y(4S) \rightarrow B^+ B^-)}{\Gamma(Y(4S) \rightarrow B^0 \bar{B}^0)}.$$

Точное знание этой наблюдаемой необходимо для измерения относительных ширин распада заряженных и нейтральных B -мезонов, рожденных в распаде $Y(4S)$. Кроме того, оно необходимо для прецизионного измерения элементов матрицы смешивания кварков Каббиро-Кобаяши-Маскава (СКМ). Так как величины массы заряженных и нейтральных B -мезонов очень близки, можно сделать наивное предположение о том, что это отношение должно быть примерно равно единице. Однако Кулоновские поправки (их вклад может достигать до 20%), учет внутренней структуры мезонов, а также взаимодействия в конечном состоянии приводят к значительному отличию f_{+-}/f_{00} от единицы.

Для определения f_{+-}/f_{00} предложен метод, основывающийся на изучении импульсных спектров полупертоновых распадов B -мезонов. Планируется определить отношение числа пар одинаково заряженных лептонов N^{SS} к числу пар лептонов с разными зарядами N^{os} . Данное отношение может быть выражено через f_{+-}/f_{00} следующим образом:

$$\frac{N^{SS}}{N^{SS} + N^{os}} = \frac{\chi_d}{1 + \frac{f_{+-}}{f_{00}} \left(\frac{\tau_{+-}}{\tau_0} \right)^2},$$

где χ_d – интегрированная по времени вероятность смешивания B -мезонов, а τ_{+-} – время жизни заряженных/нейтральных B -мезонов, измеренные с высокой точностью.

Чтобы оптимизировать условия отбора событий и процедуру классификации лептонных спектров сначала были рассмотрены события с одним восстановленным лептоном в конечном состоянии. Импульсный спектр лептона содержит вклады от различных физических процессов: рождение пары B -мезонов с дальнейшим полупертоновым распадом одного из мезонов (вклады $b \rightarrow cl\nu$ и $b \rightarrow ul\nu$ на Рис. 5), электрон-позитронная аннигиляция в пару легких (u, d, s, c) кварков (off-res data), конверсия фотонов в электрон-позитронные пары на материале детектора (photon conversion), рождение вторичных лептонов из распадов вида $b \rightarrow cX$,

$c \rightarrow s/\nu$ (secondary) и результат неправильной идентификации легких заряженных мезонов (misID). Для определения доли этих вкладов проводится аппроксимация экспериментального распределения по импульсу суммами распределений, полученных из моделирования соответствующих процессов, со свободной нормировкой. Пример такой аппроксимации для импульсных спектров электронов и мюонов в области энергий $Y(4S)$ показан на Рис. 5. Видно, что форма лептонных спектров описывается с точностью лучше 5% в области импульсов до 2.5 ГэВ.

В дальнейшем планируется перейти к анализу событий с двумя лептонами в конечном состоянии.

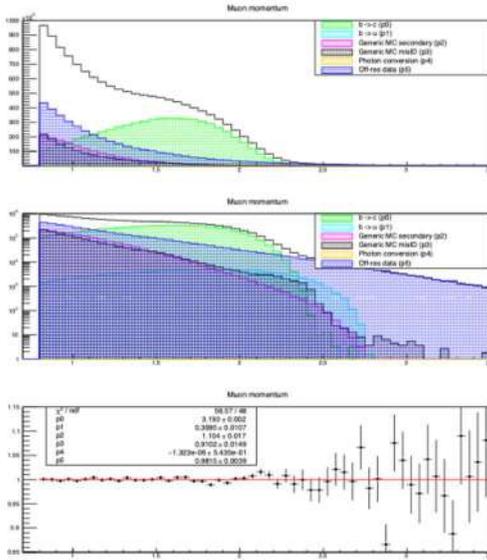


Рисунок 5. Аппроксимация импульсных спектров мюонов. Сверху гистограмма построена в линейном масштабе по оси ординат, в середине — в логарифмическом масштабе, снизу показано отношение данных к аппроксимирующей функции. Описание вкладов приведено в тексте, незакрашенная гистограмма соответствует данным.

Изучение распадов τ -лептона в $h^- h^+ h^- \nu$

Последние результаты, полученные на В-фабриках в экспериментах Belle [PRD 81, 113007] и BaBar [PRL 100, 011801], по измерению вероятностей распадов τ лептонов в три заряженных адрона не согласуются между собой. Наибольшие различия наблюдаются для конечных состояний с тремя каонами, а также с одним каоном и двумя пионами. Ввиду этого коллаборация Belle приняла решение провести новое независимое измерение вероятностей распадов τ лептона в три заряженных адрона (пионы и каоны в разных комбинациях) и нейтрино.

В этой работе была существенно пересмотрена процедура идентификации заряженных адронов. Были пересчитаны экспериментальные поправки к процессу идентификации π -мезонов. Для этого были использованы распады $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. В отличие от поправок, которые были посчитаны группой идентификации заряженных мезонов детектора Belle на распадах D^* -мезонов,

угловое и импульсное распределение пионов из K_S гораздо ближе к соответствующим распределениям от распадов τ , чем распределения в распадах D^* мезонов.

Кроме того, были учтены корреляции между идентификацией адронов и наличием кластеров в калориметре. Эти корреляции значительно влияют на процесс идентификации. Информация о кластерах была использована для вычисления поправок, что уменьшило систематическую ошибку, связанную с идентификацией пионов.

Был найден способ кинематического подавления событий с неправильной идентификацией. Ошибки в идентификации приводят к нарушению некоторых кинематических соотношений. События, для которых нарушаются кинематические соотношения, можно исключить из анализа, тем самым уменьшив фон из-за неправильной идентификации и, следовательно, уменьшив систематическую ошибку. В отличие от предыдущей работы были учтены события с конечными состояниями $K^+ \pi^- \pi^-$ и $K^- K^+ \pi^+$. Распады τ лептона в эти конечные состояния подавлены в Стандартной модели. Для интегральной светимости, набранной на детекторе Belle, их количество должно быть много меньше одного события. Было использовано консервативное предположение о том, что таких распадов τ лептона нет. События с данными конечными состояниями позволили мониторировать качество экспериментальных поправок для идентификации π -мезонов и систематическую ошибку.

В этом году была уточнена систематическая неопределенность, связанная с моделированием распада $\tau \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu$. Ввиду применения кинематического подавления, для событий фона перетекания эффективность регистрации зависит от распределения по инвариантной массе адронной системы вблизи границы фазового объема (при приближении к массе τ лептона). Версия моделирования генератора TAUOLA дает значительное расхождение с экспериментом (см. Рис. 6 слева внизу), разница в среднем значении спектров составляет 24 МэВ/ c^2 . Было сделано перевзвешивание событий с учетом экспериментальных спектров. Полученные новые значения вероятностей распадов дают небольшой сдвиг: порядка 1% для моды $\tau \rightarrow K^- K^+ \pi^- \nu$ и 8% для моды $\tau \rightarrow K^- K^+ K^- \nu$.

Для более аккуратного учета отличия моделирования и эксперимента был модифицирован используемый генератор. Масса K^* резонанса была увеличена на 10 МэВ/ c^2 . В формфактор был добавлен вклад от a_1 резонанса. Оптимизируя амплитуды и фазы этого резонанса при фиксированных остальных параметрах модели, удалось в четыре раза уменьшить разницу между средними значениями экспериментального и смоделированного распределений инвариантной массы адронной системы. Кроме того, разница среднеквадратичных отклонений сократилась в два раза. При этом формы распределения остались достаточно близкими друг к другу. С учетом нового моделирования были пересчитаны вероятности распадов и ведущие систематические ошибки. Новые результаты во многом совпа-

дали с теми, что были определены первоначальным методом перевзвешивания данных моделирования. Сами систематические ошибки изменились значительно только для моды распада $\tau \rightarrow K^+ K^0 K^0 \nu$. Итоговая относительная систематическая ошибка увеличилась на 25%, а вероятность распада увеличилась примерно на 8%.

Поддержание работы калориметра детектора Belle II

Эксперимент Belle II проводится на B -фабрике SuperKEKB с проектной светимостью $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, где регистрируются распады B -мезонов от распада $Y(4S)$ -резонанса. Данные, набранные в эксперименте Belle II, будут использоваться для исследования нарушения CP-симметрии, определения параметров СКМ матрицы и поиска Новой физики. Кроме того, полученные данные используются в исследовании физики B , D мезонов и τ лептонов. Важной системой, используемой в эксперименте, является электромагнитный калориметр.

С февраля 2024 года эксперимент Belle II возобновил работу после установки вершинного детектора и замены фотоприемников во время-проекционном детекторе. Сотрудники команды Института активно участвовали как в дежурствах в пультовой детектора Belle II, так и в удаленных дежурствах для детектора и калориметра.

В течение 2024 года проводилось совершенствование программного обеспечения системы сбора данных калориметра: был обновлен список гистограмм для системы мониторинга данных, позволяющий дежурному определить неисправность, усовершенствованы скрипты для загрузки модулей электроники.

В июле-сентябре 2024 года, в момент остановки эксперимента, были проведены детальная проверка и калибровка калориметра, а также произведен ремонт и замена неисправных электронных модулей. Кроме того, в систему сбора данных был установлен дополнительный компьютер для повышения надежности и для развития параллельного считывания данных калориметра для быстрых калибровок и мониторинга.

В 2024 году продолжалась разработка алгоритма подгонки сигналов с калориметра, позволяющего лучше подавлять инжекционный фон. Была разработана модифицированная версия проекта для модуля коллектора, и началась разработка обновленной версии прошивки для модуля формирователя. Кроме того, велась работа по включению в проект алгоритма подгонки сигнала с учетом адронной компоненты.

Начались работы по разработке проекта модернизации электроники. Созданы основные концепции новой электроники, началось моделирование электроники и характеристик калориметра. В августе 2024 года был изготовлен прототип аналогового канала электроники, были измерены шумы на стенде, а затем на детекторе. Измеренные шумы согласуются с шумами, предсказываемыми моделированием.

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 2024 года модуль измерения светимости продемонстрировал высокую надежность и стабильность работы во время набора данных на эксперименте Belle II.

Для правильного учета вето инжекции при счете сигнальных событий была проведена временная синхронизация между модулем измерения светимости и триггерным модулем, который распределяет вето инжекции по всем подсистемам детектора. Для этого в обеих системах сравнивалась временная задержка между вето инжекции и сигналом с калориметра. Было получено, что в модуль измерения светимости вето инжекции приходит на 2.533 мкс позже необходимого. Соответственно, для корректного учета вето принятие решения о событии было задержано на это время в модуле.

Также, для дополнительной проверки корректности учета вето инжекции было проведено сравнение скоростей счета фоновых событий при наличии и в отсутствие инжекции (Рис. 6). Отношение фоновых событий к сигнальным составило порядка 0.6% как во время инжекции, так и без неё, в то время как без учета вето инжекции это значение стабильно достигает 70% и выше. Таким образом, применяемое вето инжекции эффективно подавляет инжекционный фон.

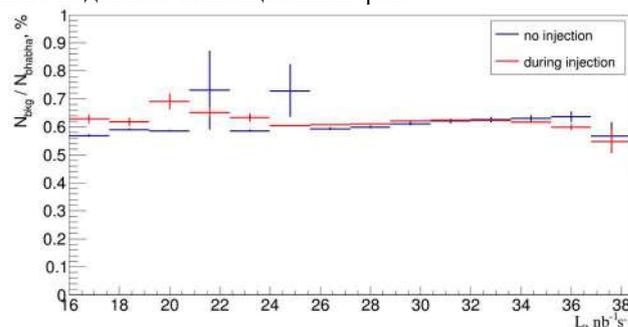


Рисунок 6. Зависимость отношения фоновых срабатываний к сигнальным от светимости при отсутствии (синим цветом) и наличии (красным цветом) инжекции пучков.

Проведение измерений с прототипом калориметра на основе кристаллов чистого CsI

Высокая светимость коллайдера SuperKEKB в эксперименте Belle II и высокий уровень пучкового фона предъявляют очень жесткие требования к детектору. Одной из главных подсистем детектора Belle II является электромагнитный калориметр на основе сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl), в создании и эксплуатации которого принимают активное участие фи-

зики из ИЯФ. Для уменьшения шумов наложения в калориметре было предложено заменить в торцевых частях калориметра кристаллы CsI(Tl) на кристаллы чистого CsI, обладающие меньшим временем высвечивания. Световой выход кристаллов чистого CsI на порядок меньше чем у CsI(Tl), поэтому для преобразования световой вспышки в электрический сигнал приходится использовать фоточувствительные элементы с внутренним усилением. Рассматриваются два варианта фоточувствительных элементов: вакуумные фотопентоды и кремниевые лавинные фотодиоды.

В 2023 году было измерено энергетическое разрешение прототипа калориметра, состоящего из 16-ти счётчиков на основе кристаллов чистого CsI. Полученное разрешение в 1.5 – 2 раза хуже, чем проектные значения. Это связано со всё ещё высоким уровнем электронных шумов в счётчике и недостаточным уровнем световых выходов счётчика.

Для выяснения возможности уменьшить шумы разработанного в ИЯФ зарядочувствительного предусилителя (ЗЧПУ) в 2024 году в счётчике прототипа были тщательно измерены его шумовые характеристики по сравнению с характеристиками одного из лучших современных спектроскопических ЗЧПУ SAEN A1422B045F3. Уровень электронных шумов измерялся по ширине пика амплитудного распределения сигнала при подаче на калибровочный вход ЗЧПУ тестового импульса. На Рис. 7 показано сравнение шумов двух ЗЧПУ для разных времён формирования усилителя-формирователя в спектрометрическом тракте (30, 50 и 100 нс). Видно, что по уровню шумов ЗЧПУ ИЯФ не уступает ЗЧПУ SAEN, также шумовые характеристики ЗЧПУ ИЯФ согласуются с расчётными (шумы в основном определяются последовательными шумами, пропорциональными ёмкости детектора на входе ЗЧПУ, корню квадратному из обратной крутизны полевых транзисторов во входном каскаде ЗЧПУ и полосы пропускания; полоса пропускания обратно пропорциональна времени формирования усилителя-формирователя в спектрометрическом тракте). Разработанный в ИЯФ ЗЧПУ является оптимальным (для времени формирования 30 нс), и дальнейшее заметное улучшение его электронных шумов на имеющейся в мире компонентной базе невозможно.

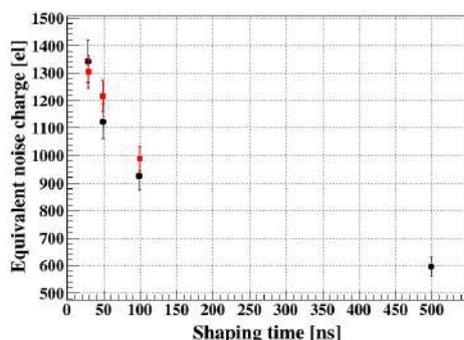


Рисунок 7. Зависимость электронных шумов (эквивалентного шумового заряда) от времени формирования усилителя-формирователя для ЗЧПУ ИЯФ (красные квадратные маркеры) и ЗЧПУ SAEN (чёрные круглые маркеры).

Для увеличения световых выходов счётчика (а значит, и уменьшения электронных шумов в единицах энерговыделения в счётчике) было предложено использовать специальное селективное зеркало. Такое зеркало устанавливается между кристаллом и спектросмещающей пластиной с лавинными фотодиодами. Его задача пропускать ультрафиолетовый сцинтилляционный свет из кристалла CsI ($\lambda_{\text{peak}}(\text{CsI}) = 320 \text{ nm}$) к пластине без поглощения, но отражать с высоким коэффициентом отражения (> 99.7%) переизлучённый в пластине свет в видимом спектральном диапазоне ($\lambda_{\text{peak}}(\text{NOL-9}) = 590 \text{ nm}$). Таким образом, весь свет запирается в пластине, и большая его доля успевает попасть на фотодетекторы. Для идеального зеркала (100%-ное пропускание УФ света и 100%-ное отражение всего переизлучённого света с оптическим контактом как с кристаллом, так и с зеркалом), согласно численным оценкам и моделированию светосбора в счётчике с помощью пакета Geant-4, ожидаемое увеличение световых выходов составляет около 190% (в 2.9 раз).

Компания «Лаборатория вакуумного оборудования» (г. Москва) изготовила пробную партию из восьми таких зеркал (кварцевая основа КУ-1 толщиной 2 мм со сложным многослойным интерференционным покрытием). Зависимость коэффициента пропускания зеркал от длины волны показана на Рис. 8. С таким неидеальным коэффициентом пропускания расчётное увеличение световых выходов составляет 38% (в 1.38 раз), однако в эксперименте наблюдается 20%-ное уменьшение сигнала с зеркалом. Это связано с тем, что оптическое покрытие оптимизируется для конкретного угла падения (45°) света, для других углов падения покрытие становится неоптимальным. На оптическом участке ИЯФ СО РАН проводится оптимизация покрытия для широкого диапазона углов падения света на пластину.

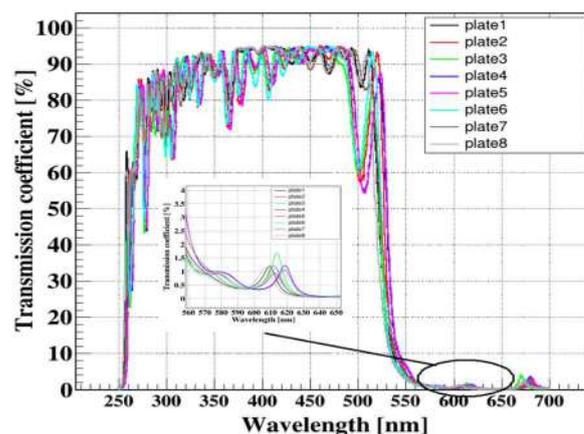


Рисунок 8. Зависимость коэффициента пропускания восьми селективных зеркал от длины волны.

УЧАСТИЕ В КОЛЛАБОРАЦИИ АТЛАС

Введение

После более чем трехлетней плановой остановки для ремонта и апгрейда элементов оборудования Большого Адронного Коллайдера и детекторов, в июле 2022 г. был начат набор статистики в новом сеансе набора данных (так называемом заходе 3, Run3). Сейчас планируется, что он продлится по середину 2026 г. В заходе 3 энергия столкновений пучков протонов в системе центра масс достигла рекордного значения 13.6 тера-электрон-вольт (ТэВ). В заходе 1 (2010-2012 г.) энергия столкновений была 7 и 8 ТэВ, в заходе 2 (2015-2018 г.) 13 ТэВ, проектное значение 14 ТэВ.

2024 год стал рекордным для БАК по величине интеграла светимости, «доставленной» детекторам. Для детектора ATLAS полный интеграл светимости за 2024 г. составил 124.7 обратных фемтобарн (fb^{-1}), для детектора LHCb – 10.6 fb^{-1} . Это почти вдвое больше, чем было набрано в 2018 г. (рекордном для захода 2), и в три-четыре раза больше, чем было набрано в 2022 и 2023 гг. (38.5 и 31.7 fb^{-1} для детектора ATLAS, соответственно). При этом эффективность набора данных (отношение «записанного на диски» интеграла светимости к полному) была достаточно высокой (94.3 %).

Типичное значение «мгновенной» светимости в начале заходов превышало $2.0 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ что в 2 раза больше проектной светимости БАК. Среднее число столкновений протонов на одно пересечение сгустков в 2024 году составило $\mu=57.8$, в 2022 и 2023 г. было 50.4 и 42.2, при проектном значении $\mu=23$. Вести эффективный набор данных при столь высоких нагрузках позволила проведенная в 2019-2022 г. модернизация подсистем и электроники триггера, в которой участвовала и группа ИЯФ. В частности, в 2023 году в системе калориметров на жидком аргоне был активирован новый «цифровой» триггер для электронов с на порядок лучшей пространственной гранулярностью, что позволило повысить эффективность триггера первого уровня L1 при уменьшении частоты его срабатывания.

В октябре 2023 г. и ноябре 2024 г. были проведены специальные заходы, в которых ионы свинца сталкивались на энергии 5.36 ТэВ. Были записаны интегралы светимости 1.75 и 1.67 nb^{-1} , что позволило почти в 3 раза увеличить статистику, набранную в 2018 г. (тогда было записано 1.76 nb^{-1}). В ходе этих заходов потребовалось установить в триггере очень низкие пороги по энергии электронов, ниже изначальных спецификаций нового «цифрового» триггера, чтобы иметь возможность регистрировать «ультрапериферические» столкновения тяжёлых ионов с очень малой передачей импульса.

Основными темами работ группы в 2024 году были

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

2. Работы по развитию и поддержке моделирования детектора АТЛАС.

3. Работы по контролю качества физических данных и данных калибровок жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС.

4. Усовершенствование и поддержка программного обеспечения для систем сбора и обработки данных.

Анализ данных, набранных на детекторе АТЛАС

Изучение процесса $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$ при энергии 8 ТэВ с детектором АТЛАС на БАК.

В 2024 году опубликована статья по результатам анализа процесса $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$: ATLAS Collaboration. Study of $Z \rightarrow l\bar{l}\gamma$ decays at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector. Eur. Phys. J. C 84, 195 (2024). DOI: 10.1140/epjc/s10052-024-12471-9B.

Основные результаты работы, полностью выполненной группой ИЯФ:

1. С высокой точностью измерены дифференциальные распределения по $M_{l\bar{l}\gamma}$, ΔR , p_T^γ . Средняя систематическая неопределенность 0.6 %. Показано, что для описания этих распределений важны однопетлевые поправки.

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

3. Впервые наблюдался процесс $Z \rightarrow 2l2\gamma$, дифференциальные распределения для него согласуются с древесным приближением, и полное сечение совпадает с предсказанием Sherpa 2.2.4.

4. Небольшие отклонения в данных от предсказаний генераторов PowHeg + Pythia8 + PHOTOS, Sherpa 2.2.4 и KKMChh присутствуют вблизи границ фазового объема: $20 < M_{ll} < 45 \text{ ГэВ}$, $\Delta R_{l\gamma} \approx 2.5$, $M_{l\gamma} \approx 80 \text{ ГэВ}$.

Моделирование детектора АТЛАС

Моделирование торцевого жидкоаргонового (LAr) электромагнитного калориметра детектора АТЛАС

Работы по моделированию торцевого э/м калориметра детектора АТЛАС были свёрнуты ввиду приостановки сотрудничества ЦЕРНом. Существующая версия описания нестандартной геометрии калориметра достаточно стабильна. В марте 2024 г. проведено совещание с участием представителей групп моделирования и LAr калориметра, на котором был дан исторический обзор кода геометрии калориметра, представлено его финальное состояние, отмечены желательные моменты для улучшения. Были обсуждены альтернативные варианты описания геометрии и другие относящиеся к моделированию вопросы.

Опубликована внутренняя нота группы жидкоаргоновых калориметров детектора АТЛАС, описывающая все работы, проведённые по этому направлению за более чем двадцатилетнюю историю, и подводящая их итоги.

Моделирование фоновых событий методом наложения событий из данных (data overlay)

В 2024 г. осуществлялась базовая поддержка процедуры наложения фоновых событий из данных на события моделирования (data overlay), которая является основным способом моделирования столкновения тяжелых ионов. Была начата работа по тестированию и обновлению конфигураций для обработки событий, набранных в заходах 2023 г.

Калориметр на жидком аргоне

Физики БИЯФ участвуют в работах по поддержке и развитию программного обеспечения для моделирования, контроля качества физических данных и данных калибровок жидкоаргонового калориметра.

Контроль работоспособности каналов электроники жидкоаргонового калориметра АТЛАС

В жидкоаргоновых калориметрах детектора АТЛАС можно выделить области с однородной геометрической сегментацией. В продольном для частиц, вылетевших из места встречи пучков направлении имеются 4 слоя. Каждый слой разбит на ячейки.

Высокая степень однородности геометрии ячеек внутри каждой области (в частности, эквивалентность для ячеек в «кольцах» с одинаковым η , но разными ϕ) является важным условием достижения хорошего энергетического разрешения калориметра. Другое важное условие – однородность (и определение с высокой точностью) параметров соответствующих цепочек электроники, включая их «калибровочную» часть. Электронная калибровка каналов заключается в подаче от генератора импульсов тока известной формы на вход предусилителей. Оказалось, что для исправных каналов, разброс коэффициентов усиления в большинстве областей однородной сегментации находится на уровне одного-двух процентов, однако в некоторых областях он может составлять десятки процентов и достигать фактора 1.8 даже для каналов, принадлежащих к одной и той же калибровочной линии.

Физиками БИЯФ было разработано несколько пакетов программ для поиска неисправных каналов и калибровочных линий по результатам обработки заходов электронной калибровки калориметра, которые регулярно записываются либо дежурными по системе калориметров, либо экспертами. При наборе статистики заходы для измерения пьедесталов и коэффициентов усиления обычно запускаются ежедневно, а заходы для измерения формы сигнала — раз в неделю.

В 2024 году выполнялась проверка и поиск плохих каналов после включения детектора. Также были построены графики стабильности электроники электромагнитного (EM), переднего (FCal) и адронного (HES) калориметров для отклонений пьедесталов, усредненных по платам камерной

электроники (FEB, Front-End Board) от референсных значений, а также для относительных отклонений шумов и коэффициентов усиления, усредненных по FEB, для Run2 и Run3 с учетом пожеланий экспертов жидкоаргонового калориметра для использования на конференциях.

Программное обеспечение для автоматического исполнения задач анализа калибровок электроники жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС.

Для обработки калибровок жидкоаргонового калориметра детектора АТЛАС, в 2024 были выполнены следующие работы:

1. Реализован отдельный пакет для обработки калибровочных данных для 34 000 каналов нового цифрового (digital) триггера, который стал основным после Phase-1 upgrade. Для этого типа калибровок также был написан специальный пакет для проверки (валидации) полученных результатов путём сравнения с референсными данными.

2. Для удобства операторов был разработан пакет утилит, позволяющий выполнять быстрый просмотр конечных результатов валидации из базы данных для обоих типов калибровок — стандартной для «основной» цепочки электроники (main readout) и для калибровок цифрового триггера.

3. Все пакеты (обработка, валидация и утилиты) были реорганизованы в плане их разделения на отдельные независимые структуры для более удобной и эффективной поддержки в дальнейшем. Исходный код пакетов был добавлен в систему контроля версий (<https://gitlab.cern.ch>).

Программное обеспечение

Группа системных администраторов для системы сбора данных и триггера (ATLAS TDAQ)

Система триггера и сбора данных (Trigger and Data Acquisition system) на детекторе АТЛАС отвечает за онлайн обработку данных, получаемых при столкновении пучков в БАК. Данная система состоит из примерно 4 тыс. компьютеров, обрабатывающих данные, считываемые со 100 миллионов каналов электроники детектора через несколько триггерных уровней. Компьютеры имеют широкий спектр конфигураций и выполняют различные функции, их состояние должно постоянно отслеживаться для правильной и стабильной работы всей системы.

Группа системного администрирования системы сбора данных эксперимента занимается поддержанием работоспособности как программного, так и аппаратного обеспечения компьютеров системы. Для мониторинга состояния компьютеров используется более 100 000 различных проверок и уведомлений, которые в свою очередь позволяют не только узнать о неисправности, но также и предотвратить возможные проблемы.

В 2024 году сотрудники БИЯФ принимали участие в круглосуточных дежурствах (oncall expert shift), а

также в текущих работах по модернизации, поддержанию работоспособности систем и в других задачах по администрированию, как программной части, так и аппаратной.

В дополнение к выполнению повседневных задач, в 2024 году была проведена следующая работа:

1) Обновление ОС на вычислительной ферме: Было проведено обновление операционной системы с CentOS CERN 7 на Alma Linux 9 для компьютеров вычислительной фермы. В процессе перехода были изменены некоторые элементы программного обеспечения, используемого как для сбора данных, так и для мониторинга компьютерной инфраструктуры.

2) Настройка и миграция приложений Rundeck: Приложения Rundeck были окончательно настроены и адаптированы для работы на Alma Linux 9 с использованием OpenID Connect. Rundeck используется командой системных администраторов для автоматизации рутинных и трудозатратных операций.

3) Участие в настройке новой системы мониторинга: Была внедрена новая система мониторинга, включающая централизованный сбор логов и систему оповещений на их основе. Предварительно проведена работа по фильтрации логов для повышения эффективности мониторинга.

4) Помощь подсистемам: Оказывалась поддержка подсистемам в настройке и конфигурации их вычислительных ресурсов и программного обеспечения, что способствовало их эффективной работе.

Системное администрирование центральных компьютеров ATLAS

В 2024 году был проведен ряд работ по поддержанию, исправлению ошибок, обновлению систем, и повышению надёжности ряда сервисов детектора ATLAS, размещённых на центральных машинах ЦЕРН-а. Продолжена и завершена миграция на новую версию операционной системы Alma Linux 9.

Информационная система CRIC глобальной GRID сети экспериментов БАК

Компьютерные ресурсы экспериментов БАК базируются на грид-технологии географически распределённых параллельных вычислений, включающие на постоянной основе глобальную грид-инфраструктуру проекта WLCG (The Worldwide LHC Computing Grid, Всемирная грид сеть экспериментов БАК), а также активно использующие во временном пользовании ресурсы высокопроизводительных суперкомпьютерных центров и различных платформ облачных вычислений.

В 2024 году специалисты БИЯФ в сотрудничестве с CERN IT продолжали реализацию соглашения между ИЯФ СО РАН и ЦЕРН по развитию и поддержке объединённой информационной системы CRIC (Computing Resource Information Catalog, единого каталога компьютерных ресурсов) для описания распределённой вычислительной сети и связанной программной инфраструктуры экспериментов БАК.

В отчётном периоде продолжалось развитие ПО, рефакторинг и обновление функциональности плагинов информационной системы, в частности были успешно выполнены работы по следующим направлениям:

1. Обновление общих модулей управления информационной системы CRIC, расширение функционала информационных компонент и структурных частей системы согласно текущим потребностям и запросам от экспериментов (CRIC плагинов для конкретного эксперимента БАК)

2. Плановое обновление, адаптация и рефакторинг программного кода ядра системы CRIC для последующей миграции кода на обновленные версии зависимых сторонних библиотек, а также переход на python3 реализацию и использование операционной системы семейства AlmaLinux.

3. Пошаговая миграция информационных компонент (ATLAS CRIC и WLCG CRIC) на использование нового ядра системы CRIC (на базе компоненты fwkweb) разработанного с помощью языка программирования python3.

4. Сопровождение и поддержка плагинов CRIC, ранее выпущенных в основное производство для коллабораций ATLAS, WLCG, CMS, ESCAPE, DUNE, RUBIN (LSST, sPHENIX)

КРИОГЕННЫЕ И ГАЗОВЫЕ ЛАВИННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Работа по теме криогенных лавинных детекторов и газовых лавинных детекторов проводилась по следующим направлениям:

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

2) Развитие методики экспериментов с пучками ионов низких энергий - с помощью измерения пробегов, ионизационных потерь ионов и регистрации треков во время-проекционной камере (ВПК) низкого давления с помощью зарядового и оптического съёма информации.

Разработка криогенных однофазных и двухфазных детекторов на основе жидкого аргона для экспериментов по поиску темной материи и регистрации низкоэнергетических нейтрино.

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 грантов ИЯФ-РНФ (№14-50-00080) и НГУ-РНФ (№20-12-00008) в предшествующие годы были произведены значительные закупки оборудования, в результате чего были полностью укомплектованы криогенно-вакуумные системы разрабатываемого детектора тёмной 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 тёмной материи) в газовой фазе с помощью электролюминесцентного (ЭЛ) зазора и считывания оптического сигнала с помощью КФЭУ-матриц – либо напрямую, либо в составе комбинированного умножителя ГЭУ/КФЭУ матрица (газовых электронных умножителей (ГЭУ) и кремниевых фотоумножителей (КФЭУ)).

В 2024 году в соответствии с планом работ были продолжены исследования по физике таких детекторов и их разработке. Продолжалось изучение временной структуры и световых выходов электролюминесцентного (ЭЛ) сигнала в видимой и инфракрасной области в жидком аргоне в диапазоне электрических полей до 90 кВ/см. Было обнаружено, что помимо стабильного режима детектора в среднем раз в 8 минут возникают нестабильности, которые искажают форму ЭЛ сигнала и значительно повышают световыход. Основная гипотеза возникновения данных нестабильностей заключается в образовании газовых пузырей под поверхностью

газовых электронных умножителей. Измерения с инфракрасным фильтром показали, что в стабильном режиме работы детектора экспериментальные данные по световыходу хорошо описываются теорией с использованием механизма тормозного излучения электронов на нейтральных атомах (см. рисунок 1). В случае преодоления проблемы образования газовых пузырей можно добиться повышения стабильности (за счет снижения вероятности электрического пробоя) и эффективности (за счет снижения уровня одноэлектронного шума, вызванного задержанными электронами на границе раздела фаз) работы детекторов на основе аргона благодаря отсутствию газовой фазы.

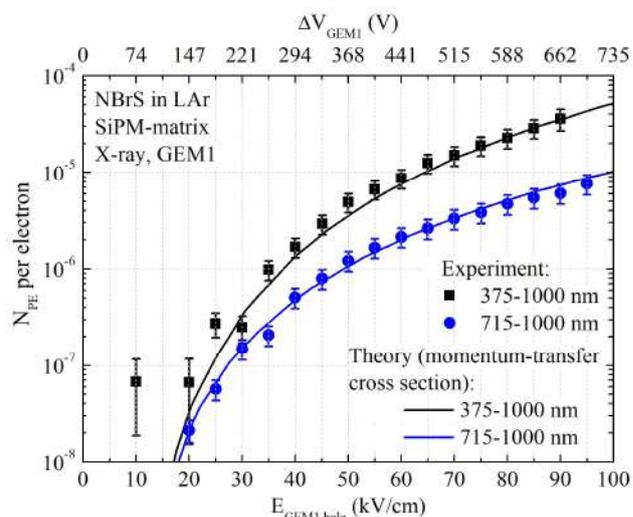


Рисунок 1. Зависимость числа зарегистрированных фотоэлектронов на электрон ионизации от электрического поля в центре отверстий ГЭУ для S2 сигнала, считываемого при помощи Si-ФЭУ матрицы без фильтра и с ИК фильтром. Линии – теоретические значения световыхода для ТИН механизма.

Другая часть работы была посвящена измерению характеристик КФЭУ ArrayC-60035-4P-BGA (матрица из четырех независимых КФЭУ) производства Onsemi для последующей сборки матрицы фотодетекторов и увеличения светосбора КЛД. Было измерено усиление, относительная эффективность регистрации фотонов, вероятность оптических перекрестных наводок и скорость счета темновых шумов. Измерения проводились при комнатной температуре (~300 K), в парах жидкого азота (~170 K) и в жидком азоте (77 K). Основываясь на полученных результатах, можно сделать вывод, что оптимальное перенапряжение для работы при криогенной температуре (77 K) составляет 5-6 В. При этом перенапряжении эффективность регистрации фотонов (PDE) достигает уровня 90% от максимального значения, усиление составляет ~5Е6, вероятность перекрестной наводки не столь высока и составляет менее 25%, а скорость счета темновых шумов менее 1 Гц/мм² (см. рисунок 2). Характеристики каналов в пределах матрицы КФЭУ отличаются незначительно, поэтому данный тип КФЭУ подходит для объединения каналов.

Также велись работы по изучению методики напыления и измерения эффективности переизлучения органического сместителя спектра 1,1,4,4- тетрафенил-1,3-бутадиена (ТФБ). Данный сместитель спектра позволяет регистрировать эксимерное излучение аргона в вакуумном ультрафиолете (ВУФ), смещая спектр в видимую область. Было выполнено две сессии напыления, в которых были напылены пленки толщиной 20 мкг/см² и 200 мкг/см² на два разных ФЭУ R6041-506MOD, используя специальную установку для вакуумного напыления. На рисунке 3 показано сравнение ФЭУ без напыления и ФЭУ с пленками ТФБ толщиной 20 мкг/см² и 200 мкг/см².

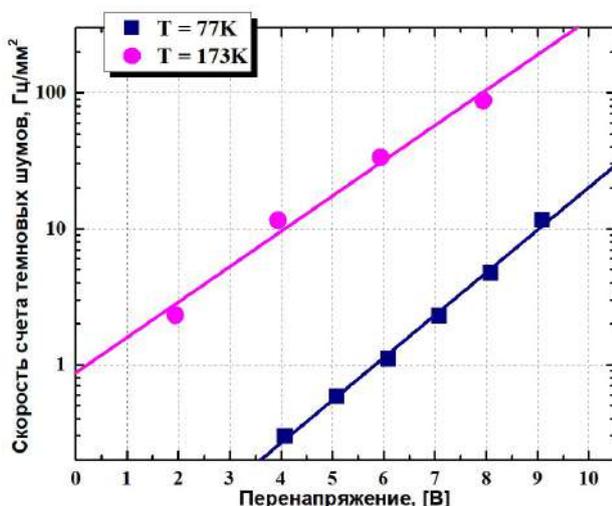


Рисунок 2. Скорость счета темновых шумов в зависимости от перенапряжения. Зависимость хорошо описывается экспоненциальной функцией.



Рисунок 3. Сравнение ФЭУ R6041-506MOD без напыления и с напылением ТФБ толщиной 20 мкг/см² и 200 мкг/см².

ФЭУ напылением ТФБ были испытаны в жидком аргоне: после двух циклов охлаждения (87 К) / нагрева (~300 К) на пленках ТФБ не было обнаружено видимых повреждений. Эффективность переизлучения ТФБ была измерена, основываясь на известном световыходе первичных сцинтилляций жидкого аргона от альфа-частиц, расчетном светосборе детектора и измеренном

числе фотоэлектронов на ФЭУ с пленками ТФБ. Эффективность переизлучения пленок ТФБ составила 58±9% и 77±12% для пленок толщиной 20 и 200 мкг/см² соответственно. Стоит отметить, что в данной работе не принимались во внимание эффекты старения ТФБ, которые могли по-разному повлиять на эффективность переизлучения пленок ТФБ разной толщины. Эти эффекты будут учтены в следующих работах.

Второе направление исследований — разработка новой методики разделения изобарных ионов в ускорительной масс-спектрометрии (УМС), в частности ¹⁰Ве и ¹⁰В, основанной на измерении длин пробега и энергии ионов во время проекционной камере (ВПК) низкого давления с толстым газовым электронным умножителем (ТГЭУ).

В 2024 году было решено попробовать установить ВПК низкого давления на УМС «Микадас» в НГУ. Целью такой замены является изучение подавления ионного фона от более легких ионов и молекулярных соединений углерода. Кроме того, если опыт замены камеры окажется удачным, то предполагается разработать специальную модификацию ВПК для перспективного УМС, проект которого разрабатывается совместно ИЯФ СО РАН и НГУ на основе УМС «Микадас». Поскольку «Микадас» работает с ионами более низкой энергии, была изучена возможность работы тонкого ГЭУ и ТГЭУ при пониженном давлении. Результаты этих измерений признаны удачными, в настоящее время сконструирован адаптер для присоединения ВПК низкого давления к вакуумной камере УМС «Микадас».

Продолжаются эксперименты с отдельным вариантом ВПК с оптическим съёмом информации. С целью одновременной регистрации оптической и заряженной компонент сигнала с ГЭУ было решено оснастить камеру прозрачным стеклянным анодом с напыленными на него полосками оксида олова-индия (ИТО) (см. рисунок 4).

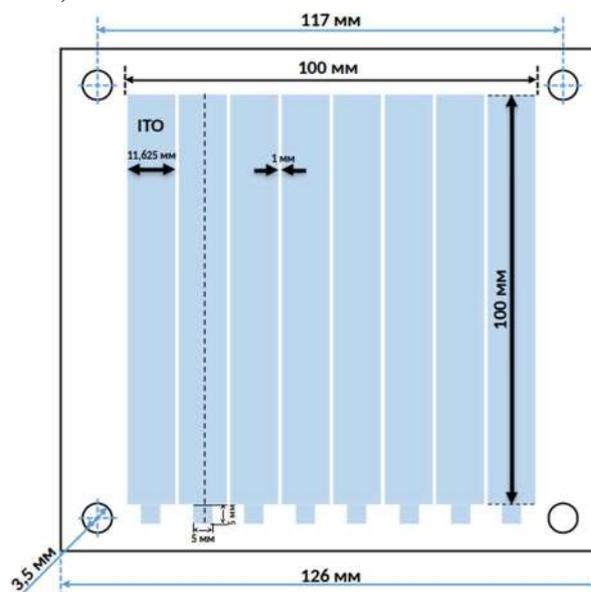


Рисунок 4. Эскиз прозрачного анода.

Такая пластина имеет прозрачность в оптическом диапазоне более 85% и, с другой стороны, низкое сопротивление напылённых полосок, порядка 100 Ом·м. После изготовления пластина была установлена в ВПК с оптическим съёмом. Отладка камеры производилась с помощью альфа-источника, установленного под углом к оси камеры. Соответственно, сигнал на смежных полосках наводился с задержкой, что хорошо видно на рисунке 5. Так как расстояние между полосами составляло порядка 13 мм, ожидалось, что полезные события будут наводить сигналы на этих полосках с задержкой около 1 мкс, учитывая наклон трека и скорость дрейфа электронов в газе. Задержка между сигналами, показанная на рисунке 5, подтверждает это предположение.

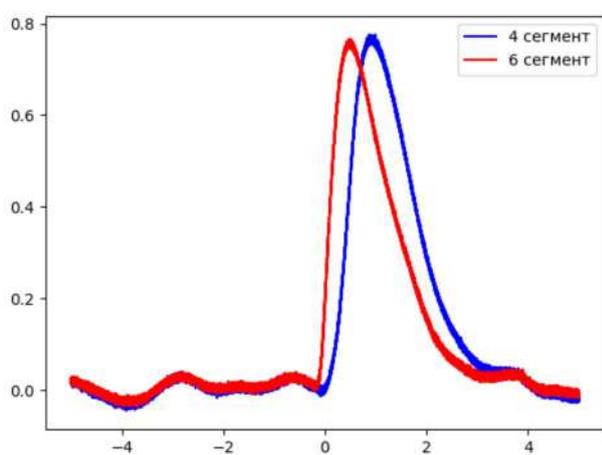


Рисунок 5. Формы сигналов с полосок ИТО анода.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСТАНОВКЕ ДЕЙТРОН

Введение

На установке Дейтрон на накопителе электронов ВЭПП-3 проводятся эксперименты по измерению поляризованных наблюдаемых в электро- и фотореакциях на тензорно-поляризованной дейтериевой внутренней газовой мишени [1].

Модернизация установки Дейтрон

Как показал анализ результатов экспериментов, проведенных на ВЭПП-3 в 2021 и 2023 годах, требуется дальнейшая модернизация детектора Дейтрон. Предполагается установить подсистему прецизионного измерения времени пролета протона на основе многозачерных резистивных плоскостных камер (МРПК). Такие детекторы в последнее время получили широкое распространение, поскольку их временное разрешение может быть лучше 100 пс. Практически все МРПК создаются на основе тонких стеклянных электродов. Однако, сложности работы с хрупким стеклом ограничивают размеры отдельных модулей МРПК. Кроме того, толщина мертвого материала детекторов оказывается немалой, что является недостатком в случае регистрации медленных частиц. Нами было опробовано несколько вариантов замены стекла. На данный момент наиболее подходящим материалом оказался листовая гетинакс толщиной 0,3 мм. Прототип РПК с гетинаксовыми электродами с размерами рабочей области 10x20 см², фотография которого приведена на Рис. 1, показал устойчивую работу с эффективностью выше 90%. Временное разрешение прототипа будет измерено в ближайшее время. Недостатком детектора является относительно высокий уровень шума (примерно 10-20 Гц/см²), который, возможно, снизится при длительной тренировке. Такая тенденция наблюдается. Предполагается создать детекторы с размерами активной части 100x120 см². Их конструкция уже разработана. Толщина детектора будет около одного грамма/см², что примерно вдвое меньше, чем в случае использования стекла.

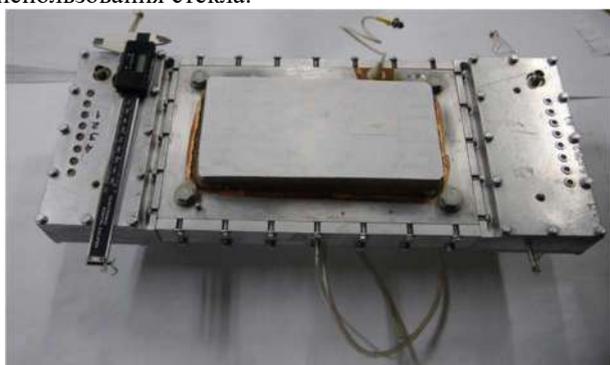


Рисунок 1. Прототип МРПК в собранном виде.

Для надежной идентификации протонов и нейтронов в будущих экспериментах с использованием МРПК необходимо иметь временное разрешение

старта времяпролетных измерений не хуже 50 пс. В предыдущих экспериментах был использован детектор стартового сигнала на основе быстрого органического сцинтиллятора BC-422 толщиной 6,5 мм и размером 180x40мм². Сцинтилляционные вспышки регистрировались кремниевыми фотоумножителями SensL MicroFC-30035. Временное разрешение детектора составляло хуже запланированного - около 100 пс. К тому же оказалось, что фотодетекторы имеют низкую радиационную стойкость. Был разработан новый вариант детектора с использованием пяти ФЭУ на микроканальных пластинах (МКП производства «Экран», Новосибирск). Такой вариант обеспечит светосбор практически со всей площади сцинтиллятора. За счет этого ожидается получить временное разрешение в несколько десятков пикосекунд. На данном этапе изготовлены все детали детектора (см. Рис. 2). На следующем этапе будут проведены электромонтаж, сборка и испытание детектора.



Рисунок 2. Стартовый детектор в процессе сборки.

Продолжались работы по модернизации существующей и разработке новой электроники детектора Дейтрон. Ранее был разработан и изготовлен тракт усилителей/дискриминаторов и измерителей времени для адронного калориметра. Тракт успешно использовался в сеансе набора данных в 2023 году. В то же время для измерения заряда импульса использовались устаревшие модули зарядово-цифровых преобразователей (ЗЦП) в стандарте КАМАК. Было решено заменить их на новые ЗЦП, использующие ПЛИС Альтера и отечественные микросхемы преобразователей заряд-время. За отчетный период был выполнен полный цикл разработки схемы, печатных плат и конфигурации ПЛИС, был собран и отлажен прототип, были приобретены компоненты, изготовлены печатные платы. Идет процесс сборки 96-канальной системы. На Рис. 3 показаны образцы основных элементов нового модуля. Новые ЗЦП по ряду параметров существенно лучше старых: имеют в 8 раз меньшее время преобразования и считывания, адаптированы к сигналам с кремниевых фотоумножителей адронного калориметра (дифференциальные входы, большой динамический диапазон),

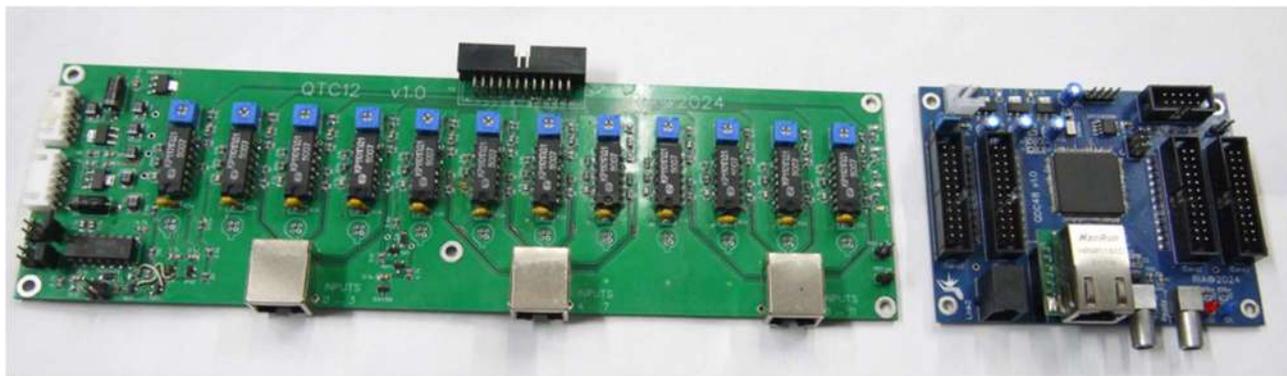


Рисунок 3. Элементы нового ЗЦП для адронного калориметра. Слева – одна из 12-канальных плат преобразователей заряд-время. Справа – 48-канальный модуль оцифровки/обработки/передачи данных.

имеют встроенное подавление нулей и полную интеграцию в триггерную схему детектора Дейтрон.

Была также проведена разработка тракта измерения времени для новых времяпролетных детекторов на основе МРПК. Для электроники такого детектора требуется низкий порог дискриминаторов, высокое временное разрешение (лучше 50 пс) и возможность измерять как время прихода импульса, так и длительность импульса. Для front-end электроники была выбрана специализированная микросхема NINO, разработаны печатные платы и приобретены компоненты. Время-цифровые преобразователи (ВЦП) будут базироваться на доступных микросхемах измерителей времени AS6501 с разрешением 25 пс и возможностью оцифровки фронта и длительности входных импульсов, поступающих с частотой более 2 МГц. Необходимое количество микросхем было приобретено. Для опроса и обработки информации с микросхем ВЦП используются ПЛИС Альтера. Разработано 2 варианта ВЦП, изготовлены прототипы, завершается их отладка.

Поляризованная газовая мишень

За отчетный период для модернизации внутренней поляризованной дейтериевой мишени были приобретены два турбомолекулярных насоса с подвеской ротора на магнитном подшипнике. Эти насосы заменят вышедшие из строя криогенные насосы. Были измерены скорости откачки этих насосов по дейтерию, которые оказались в диапазоне 950 л/с, что находится в пределах паспортных данных.

Во время эксперимента на ВЭПП-3 в 2023 году было замечено существенное падение интенсивности атомного пучка в течение нескольких дней работы. В этом году при работе с источником поляризованных атомов на стенде была понята причина этого дефекта - обнаружена течь гелия в установку из гелиевого криостата. Причем эта течь открывалась, когда уровень жидкости в криостате достигал единственного уплотнения между криостатом и вакуумным объемом. Эта течь была ликвидирована.

С целью оптимизации и непрерывного контроля потока атомов дейтерия, истекающих из сопла, было проведено измерение распределения потока атомов вблизи сопла с помощью резистивного датчика. На определенном расстоянии от сопла была установлена подвижная вольфрамовая проволока – открытая спираль от небольшой лампочки накаливания. Атомы дейтерия, рекомбинируя на вольфрамовой поверхности, нагревают проволоку и изменяют её сопротивление. Изменяя изменение сопротивления проволоки в зависимости от её положения, можно экспериментально определить пространственное распределение атомов дейтерия, истекающих из сопла.

С помощью метода DSMC (Direct Simulation Monte Carlo) было решено кинетическое уравнение Больцмана, описывающее эволюцию во времени функции распределения вытекающих из сопла атомов дейтерия по координатам и скоростям. На Рис. 4 (вверху) показано расчётное распределение плотности атомов в первой вакуумной камере (между соплом и скиммером) криогенного источника поляризованных атомов. Результат получен с помощью компьютерной программы DS2V, которая позволяет делать расчёты для аксиально-симметричных сопел, что соответствует нашему случаю. Моделирование было проведено для температуры сопла 80 К и полного потока газа через сопло 0.74 л/Торр/сек.

На графике, представленном на Рис. 4 (внизу), приводится расчётная кривая зависимости энергии, выделенной при рекомбинации атомов, упавших на вольфрамовую проволоку, от положения последней. Проволочка двигалась в плоскости, расположенной перпендикулярно оси сопла и находящейся от него на расстоянии 11 мм (см. белую пунктирную линию на Рис. 4, вверху). Расчет сравнивается с результатами измерений, сделанных по описанной выше методике. Видно, что экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами компьютерного моделирования. Следовательно, существующую модель расчёта можно использовать для определения оптимальных размеров сопла и скиммера, при которых интенсивность криогенного источника поляризованных атомов будет максимальной.

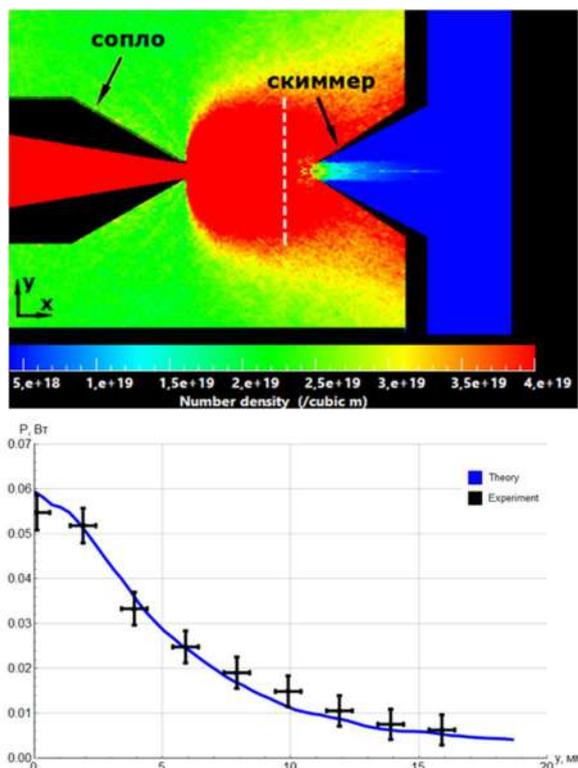


Рисунок 4. Вверху: Распределение плотности атомов дейтерия при истечении из сопла, полученное из моделирования. Внизу: Изменение в единицу времени энергии, выделенной на вольфрамовой проволочке, при её движении вдоль оси y , расположенной перпендикулярно оси сопла. Точки – измерения, кривая – расчет.

Анализ данных предыдущих экспериментов на установке Дейтрон

В 2024 году продолжалась обработка данных предыдущих экспериментов на установке Дейтрон. В работе [2] представлены результаты измерения компоненты T_{20} тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow ppp^-$ по данным 2021 года. Проводится сравнение экспериментальных данных с результатами статистического моделирования, выполненного в рамках разных теоретических моделей. В первой модели применено импульсное приближение, во второй - к импульсному приближению добавляется учёт последующего нуклон-нуклонного перерасcеяния, а в третьей - добавляется ещё учёт пион-нуклонного перерасcеяния.

Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами показано на Рис. 5, который демонстрирует улучшение согласия между теорией и экспериментом при учете взаимодействия в конечном состоянии в подсистемах NN и πN . В то же время, в ряде случаев даже учет NN - и πN -перерасcеяния не дает удовлетворительного описания результатов измерения. Ожидается, что согласие между теорией и экспериментом улучшится при учете дополнительных механизмов реакции.

Для реакции $\gamma d \rightarrow ppp^-$ закончена также обработка экспериментальной статистики, записанной на установке Дейтрон на ВЭПП-3 в сеансе 2023 года, подготовлена публикация.

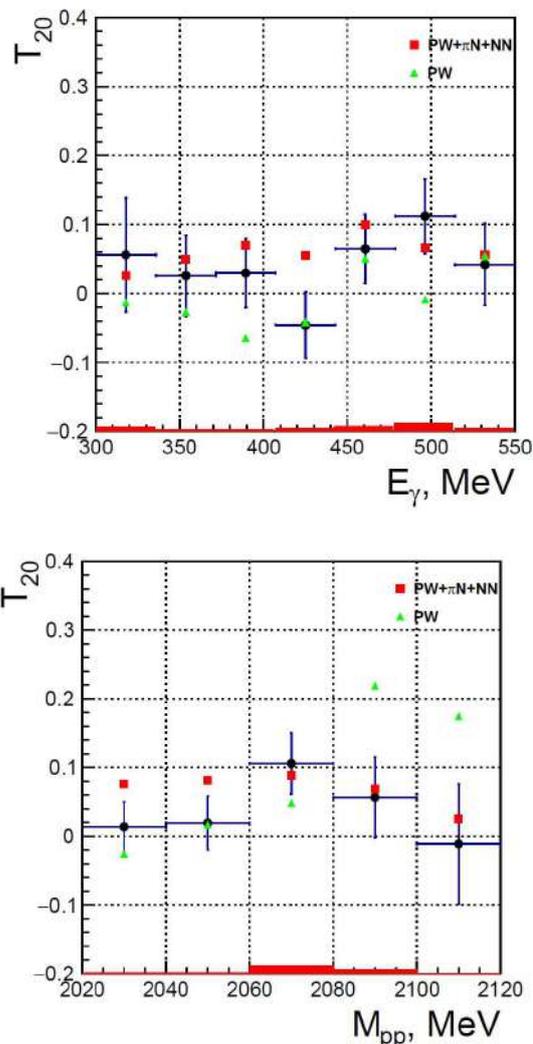


Рисунок 5. Зависимость компоненты T_{20} тензорной анализирующей способности реакции $\gamma d \rightarrow ppp^-$ от энергии фотона (вверху) и от инвариантной массы системы pp (внизу). Кружки – экспериментальные результаты. Треугольники – расчет в импульсном приближении, синие и красные квадраты – расчет с учетом NN и $NN+\pi N$ взаимодействий в конечном состоянии.

Литература

- [1] D.M.Nikolenko, et al., Tensor observables in electro- and photoreactions on the Deuteron, Physics of Particles and Nuclei, 2017, vol. 48, p.102.
- [2] V. V. Gauzshtein et al., Measurement of the T_{20} component of tensor analyzing power for the incoherent π -meson photoproduction on a deuteron, Nucl. Phys. A 1041, 122781 (2024)

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Теория сильных взаимодействий

Так называемая загадка мягких фотонов, т. е. расхождение между полученными на БАК экспериментальными данными и предсказаниями, основанными на теореме Лоу о мягких фотонах, породила сомнения в правильности теоретического понимания мягкого излучения и ряд статей с критикой классических работ на эту тему. В работе [1] показано, что сформулированная в собственных физических переменных теорема Лоу для мягкого излучения фотонов не требует никаких изменений. Продемонстрирована эквивалентность различных способов представления (с использованием различных переменных) первых двух членов разложения сечений процессов с излучением фотона по его частоте через сечения процессов без излучения. В то же время выявлены некоторые неточности работы Белла и Ван Ройена в изложении теоремы о мягком фотоне для случая частиц со спином половина. Также указаны недостатки в рассмотрении теоремы Лоу в классических учебниках В.Б. Берестецкого, Е.М. Лифшица и Л.П. Питаевского.

Полюсная реджевская форма амплитуд КХД с глюонными квантовыми числами в кросс-каналах и отрицательной сигнатурой, лежащая в основе подхода БФКЛ к теоретическому описанию полужестких процессов, нарушается в следующем за следующим за ведущим логарифмическом приближении вкладом трехреджеонных разрезов. В работе [2] показано, что наличие цветного квантового числа и глюонной реджезации делает структуру реджевских разрезов в КХД кардинально отличной от структуры разрезов в старой (до КХД) теории комплексных угловых моментов. Проведен анализ цветовой структуры трехреджеонных разрезов и показана невозможность введения вершин взаимодействия разреза с частицами в цветовом пространстве.

В работе [3] представлен обзор результатов, необходимых для точных вычислений в физике насыщения глюона и глюонной томографии. В частности, проведено вычисление импакт факторов и сечений эксклюзивного электро- и фото- рождения с точностью следующего за главным приближения для 1) двух струй, 2) продольно поляризованного векторного мезона 3) полуинклюзивного фото- и электро- рождения на ядре или нуклоне одного и двух адронов с большим поперечным импульсом, 4) эксклюзивного фото- и электро- рождения поперечно поляризованного легкого векторного мезона, которое требует вычисления степенных поправок следующего за лидирующим твиста. Последний класс процессов дает возможность изучения динамики насыщения глюонов, с возможностью экспериментальной проверки на электрон-ионном коллайдере и на Большом адронном коллайдере в pA и AA рассеянии в ультрапериферических столкновениях.

В работах [4,5] представлены сечения дифракционного фото- и электророждения адрона с большими поперечным импульсом на ядре или нуклоне методом ударных волн. Использован гибридный формализм, смешивающий коллинеарную факторизацию и высокоэнергетическую факторизацию при малых x , в которой вычислены импакт факторы с точностью следующего за главным приближения. Продемонстрировано сокращение расходимостей и приведены конечные части дифференциальных сечений для произвольной кинематики. Результат применим как для электророждения, так и для фоторождения. Он может быть использован для исследования эффектов насыщения как на планируемом электрон-ионном коллайдере, так и на БАК в ультрапериферических столкновениях.

Радиационные поправки

Метод структурных функций в настоящее время широко используется для вычисления радиационных поправок к эксклюзивным сечениям электрон-позитронной аннигиляции. При этом точность вычисления поправок снижается, поскольку составляющее основу метода коллинеарное приближение не позволяет правильно учитывать ограничения на кинематику излученных фотонов, накладываемые экспериментальным отбором событий. В работе [6] предлагается модификация метода, правильно учитывающая эти ограничения.

В работе [7] исследуется однофотонная аннигиляция позитрона со связанным электроном при низких энергиях. Рассматриваются угловое распределение и полное сечение. Получено простое аналитическое выражение для кулоновского потенциала и экранированного потенциала. Полученные результаты для экранированного потенциала универсальны и не зависят от явной формы атомного потенциала. Показано, что экранирование значительно увеличивает сечение. Также получены аналогичные результаты для фоторождения электрон-позитронных пар с последующим захватом электрона в припороговой области.

В работе [8] рассмотрены процессы, связанные с испусканием мягких фотонов в присутствии сильного лазерного поля. Показано, что матричный элемент $M1$ для процесса $i \rightarrow f \gamma$ с мягким фотоном γ может быть выражен в терминах матричного элемента $M0$ для процесса $i \rightarrow f$ с помощью простого мультипликативного множителя. Это приближение позволяет получить результат с точностью порядка $O(\omega/\epsilon\text{char})$, где ω - частота мягкого фотона, а ϵchar - характеристическая энергия процесса $i \rightarrow f$. Показано на нескольких важных примерах применение этого приближения. В приближении мягких фотонов вычислены вероятности нелинейного комптоновского рассеяния и излучения фотонов в суперпозиции лазерного и атомного полей и проведено сравнение полученного результата с точным. Приближение мягких фотонов является полезным инструментом для исследования различных процессов КЭД в

присутствии сильного лазерного поля. Кроме того, оно может быть широко использовано для расчета инфракрасной части радиационных поправок для некоторых процессов.

Методы многопетлевых вычислений и их приложения

В работе [9] с помощью современных многопетлевых методов вычислено полное борновское сечение рождения электрон-позитронной пары электроном в поле ядра. Для произвольных энергий сечение получено в виде сходящихся степенных рядов. Несколько членов припороговой и высокоэнергетической асимптотики получены аналитически. В частности, получен дополнительный вклад в формулу Рака из-за тождественности конечных электронов. Кроме того, обнаружена опечатка в ведущем члене высокоэнергетической асимптотики в старой статье Рака.

Поляризованное полуинклюзивное глубоконеупругое рассеяние (SIDIS) является важным процессом в поисках решения загадки спина протона. В работе [10] получены полные результаты для поляризованного процесса SIDIS в следующем за следующим за ведущим порядке (NNLO) в пертурбативной квантовой хромодинамике. Полученные аналитические результаты включают все партонные каналы для рассеяния поляризованных лептонов на адронах с усреднением по спине детектируемого адрона в конечном состоянии. Численный анализ поправок NNLO иллюстрирует их значимость и уменьшение зависимости от масштабного параметра в области энергий будущего электрон-ионного коллайдера EIC.

В работе [11] вычислены мастер-интегралы для двухпетлевых поправок КЭД к процессу $e+e \rightarrow 2\gamma$ в терминах обобщенных степенных рядов по массе электрона. Коэффициенты этого ряда выражаются через обобщенные полилогарифмы. При вычислении использованы современные многопетлевые методы: IBP редукция, дифференциальные уравнения для мастер-интегралов, метод Фробениуса, редукция к ϵ -форме и метод DRA.

В работе [12] вычислена аномальная размерность тяжело-лёгкого кваркового тока в HQET вплоть до четырёх петель. Получена N³LL пертурбативная поправка к f_B/f_D .

В работе [13] пертурбативный вклад в коррелятор двух тяжело-лёгких токов в HQET, разложенный по массам лёгких кварков до квадратичных членов, вычислен вплоть до 4 петель.

Феноменологические модели

К сожалению, в КХД, являющейся в настоящее время общепризнанной теорией сильных взаимодействий, невозможен в настоящее время расчет «из первых принципов» физических величин, для которых важны большие расстояния. В этих условиях важную роль играют феноменологические модели,

основанные на хорошо зарекомендовавших себя идеях и методах.

В работе [14] показано, что учёт взаимодействия в конечном состоянии реальных или виртуальных нуклонов и антинуклонов, образующихся в процессах $I\psi \rightarrow p\bar{p}\gamma$, $\psi(2S) \rightarrow p\bar{p}\gamma$, $I\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ и $I\psi \rightarrow 3(\pi^+\pi^-)\gamma$ вблизи порога рождения пар NN, позволяет получить самосогласованное описание этих процессов. Предсказания модели хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Предложенная потенциальная модель также воспроизводит соответствующие парциальные сечения протон-антипротонного рассеяния.

В работе [15] показано, что нетривиальные энергетические зависимости сечений рождения пар DD, DD* и D*D* в e^+e^- аннигиляции хорошо описываются в рамках подхода, основанного на учёте взаимодействия в конечном состоянии. В работе рассмотрено как рождение нейтральных, так и рождение заряженных частиц. Взаимодействие D-мезонов учитывалось с помощью эффективного потенциала. Его применимость основана на том, что для припорогового резонанса характерная ширина пика волновой функции много больше радиуса взаимодействия. В работе показано, что амплитуды перехода между всеми возможными каналами реакции играют важную роль в описании сечений. Эти переходы возможны, поскольку все каналы имеют одинаковые квантовые числа $JPC=1--$.

В работе [16] представлен подход к описанию взаимодействия адронов в конечном состоянии. Метод основан на предположении, что пары кварк-антикварк рождаются на малых расстояниях, а взаимодействие адронов происходит на больших расстояниях. В результате эффекты взаимодействия в конечном состоянии определяются волновой функцией образующейся адронной системы. Учёт взаимодействия в конечном состоянии в рамках этого подхода позволяет успешно описывать энергетическую зависимость сечений многих процессов.

В работе [17] изучена зарядовая асимметрия в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ с учетом продольной поляризации электронов (позитронов). Асимметрия возникает из-за интерференции амплитуд, соответствующих рождению пионов в C-нечетном и C-четном состояниях. Последнее возникает из-за рождения $a_1(1260)$ мезона в промежуточном состоянии в результате слияния двух виртуальных фотонов. Таким образом, наличие ненулевой зарядовой асимметрии является проявлением $a_1(1260)$ мезона в промежуточном состоянии. Наличие поляризации приводит к дополнительным корреляциям в дифференциальном сечении, что упрощает экспериментальное изучение процесса. Показано, что зарядовая асимметрия достигает нескольких процентов.

Гравитация и космология

В работе [18] рассмотрено «смягченное» условие калибровки $\text{plg}\mu$ в пертурбативной гравитации, которое становится условием синхронной калибровки при параметре «смягчения» $\epsilon \rightarrow 0$. Вычислен вклад духовых полей Фадеева-Попова в эффективное действие, не равный нулю в отличие от случая Янга-Миллса. При вычислении требуется промежуточная регуляризация, для чего предполагается дискретная структура теории на малых расстояниях. Эффект от этого вклада состоит в изменении меры в функциональном интеграле или, например, в добавлении неполюсных членов в пропагатор. Этот вклад исчезает при $\epsilon \rightarrow 0$. Таким образом, эффективно имеется синхронная калибровка с разрешённой сингулярностью при равной нулю временной компоненте импульса гравитона, в которой активны только физические компоненты g_{jk} и нет нужды вычислять вклад духов.

В настоящее время в двух тесно связанных между собой областях фундаментальной физики, космологии и физике элементарных частиц, сложилась уникальная ситуация. Стандартная модель (СМ) физики частиц прекрасно описывает все имеющиеся экспериментальные данные, кроме осцилляций нейтрино. Примерно то же самое можно сказать и о стандартной космологической модели, сравнение которой с астрономическими наблюдениями говорит, что мы хорошо понимаем законы эволюции Вселенной от ее «рождения» до наших дней. Однако для понимания механизмов большого ряда космологических явлений определенно требуется выход за рамки СМ. Сюда в первую очередь относятся проблемы темной материи и темной энергии, генерации барионной асимметрии Вселенной и установления механизма инфляционного расширения. К числу менее известных, но тоже весьма важных проблем, базирующихся на основе обычной космологии и астрофизики, относятся проблема возникновения космических магнитных полей и недавно возникшая проблема существования во Вселенной массивных черных дыр в количестве, намного превышающем ожидания. Для понимания и возможного решения этих проблем очень важно проникнуть как можно глубже во Вселенную, получив данные о физических процессах на как можно более ранних стадиях космологической эволюции. Мощным методом для этого являются многоканальные (multi-messenger) наблюдения, использующие для этого все возможные каналы («окна»): помимо традиционных наблюдений электромагнитного излучения во всех диапазонах длин волн и всех типов космических лучей, в последнее время открывается новое окно — наблюдения гравитационных волн. В обзоре [19] дан обзор работ, в которых был проведен комбинированный анализ информации, полученной на основе различных астрономических данных. В частности, было проведено исследование характеристик космических магнитных полей и возможных механизмов их возникновения, а также

исследование наблюдаемых проявлений первичных черных дыр на основе данных о гравитационных волнах, наблюдаемых на интерферометрах LIGO/Virgo/KAGRA.

Список публикаций за 2024 г.

- [1] Fadin V.S., Khoze V.A. The Low soft-photon theorem again // European Physical Journal C. - 2024. - Vol. 84, Is. 3. - Art.nr 274. -9 p. - DOI 10.1140/epjc/s10052-024-12634-8.
- [2] Fadin V.S. Colour structure of three-reggeon cuts in QCD // Proceedings of Science. - 2024. - Vol. 455: 2023 International Conference on Particle Physics and Cosmology, ICPPCRubakov 2023, Yerevan State University, Yerevan, Armenia, 2-7 October 2023. Art.nr PoS(ICPPCRubakov2023)037. -11 p. - DOI 10.22323/1.455.0037.
- [3] Fucilla M., Grabovsky A., Li E., Szymanowski L., Wallon S. Gluon tomography through diffractive processes in a saturation framework // 2408.09805 [hep-ph], Contribution to: DIS2024.
- [4] Fucilla M., Grabovsky A., Li E., Szymanowski L., Wallon S. Diffractive single hadron production in a saturation framework at the NLO // Journal of High Energy Physics. - 2024. - Vol. 2024, Is. 2. - Art.nr 165. -58 p. - DOI 10.1007/JHEP02(2024)165.
- [5] Fucilla M., Grabovsky A., Li E., Szymanowski L., Wallon S. Diffractive single and di-hadron production at the NLO in a saturation framework // Proceedings of Science. - 2024. - Vol. 449: The European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP2023), Hamburg, Germany, 21-25 August 2023. - Art.nr PoS(EPS-HEP2023)201. -6 p. - DOI 10.22323/1.449.0201.
- [6] Фадин В.С. Эксклюзивное рождение адронов при электрон-позитронной аннигиляции и метод структурных функций // <https://indico.jinr.ru/event/4174/contributions/25591/attachments/18639/31914/Fadin-Talk.pdf> ЭЧАЯ, № 2, 2025.
- [7] Krachkov P. A., Sorokin S.V. Single-quantum annihilation of positrons at low energies // Physics Letters B. - 2024. - Vol. 859, Is. 2. - Art.nr 139129. - 6 p. - DOI 10.1016/j.physletb.2024.139129.
- [8] Krachkov P. A. Soft photon approximation in a laser field // Physical Review D. - 2024. - Vol. 109, Is. 7. - Art.nr 076002. -13 p. - DOI 10.1103/PhysRevD.109.076002.
- [9] Lee R.N., Lyubyakin A.A., Smirnov V.A. Total Born cross section of e^+e^- -pair production by an electron in the Coulomb field of a nucleus // Physics Letters B. - 2024. - Vol. 848. - Art.nr 138408. -4 p. - DOI 10.1016/j.physletb.2023.138408.
- [10] Goyal S., Lee R.N., Moch S., Pathak V., Rana N, Ravindran V. NNLO QCD corrections to polarized semi-inclusive DIS, // Physical Review Letters. - 2024. - Vol. 133 - P. 211905. - DOI 10.1016/j.physletb.2023.138408.
- [11] Lee R.N., Stotsky V.A. Master integrals for $e+e \rightarrow 2 \gamma$ process at large energies and angles // arXiv:2412.00793, JHEP, accepted for publication.

- [12] Grozin A.G. Anomalous dimension of the heavy-light quark current in HQET up to four loops // Journal of High Energy Physics. - 2024. - Vol. 2024, Is. 2. - Art.nr 198. -15 p. - DOI 10.1007/JHEP02(2024)198.
- [13] Grozin A.G. Correlators of heavy-light quark currents in HQET: Perturbative contribution at 4 loops // arXiv:2411.11080.
- [14] Salnikov S. G., Milstein A.I. Meson production in J/ψ decays and $J/\psi \rightarrow N\bar{N}\gamma$ process // Nuclear Physics B. - 2024. - Vol. 1002. - Art.nr 116539. -5 p. - DOI 10.1016/j.nuclphysb.2024.116539.
- [15] Salnikov S. G., Milstein A.I. Production of $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ near the thresholds in e^+e^- annihilation // Physical Review D. - 2024. - Vol. 109, Is. 11. - Art.nr 114015. -6 p. - DOI 10.1103/physrevd.109.114015.
- [16] Salnikov S. G. Physics of near-threshold resonances // International Journal of Modern Physics A. - 2024. - Vol. 39, Is. 26-27 : Special Issue on Future Tau Charm Facilities 2024: Physics and Detector. - Art.nr 2442007. -9 p. - DOI 10.1142/S0217751X24420077.
- [17] Obraztsov I.V., Milstein A.I. Manifestation of $a_1(1260)$ meson in the process $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ // Physical Review D. - 2024. - Vol. 110, Is. 9. - Art.nr 094003. -6 p. - DOI 10.1103/PhysRevD.110.094003.
- [18] Khatsymovsky V. M. Soft synchronous gauge in the perturbative gravity // International Journal of Modern Physics A. - 2024. - Vol. 39, Is. 29. - Art.nr 2450114. -12 p. - DOI 10.1142/S0217751X24501148.
- [19] Арбузова Е.В. и др. Открытие новых окон в раннюю Вселенную с помощью многоканальной астрономии (Мини-обзор) // Письма в ЖЭТФ. - 2024. - Т. 119, № 7. - С. 481-491 - DOI 10.31857/S1234567824070024

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА

Инжекция плазменной струи высокой энергии вдоль силовых линий магнитного поля

Для решения задачи поддержания материального баланса в установке ГДЛ было решено исследовать возможность инъекции плазмы с помощью коаксиального плазменного ускорителя (КПУ), также известного как пушка Маршалла, схема которого приведена на Рис.1.

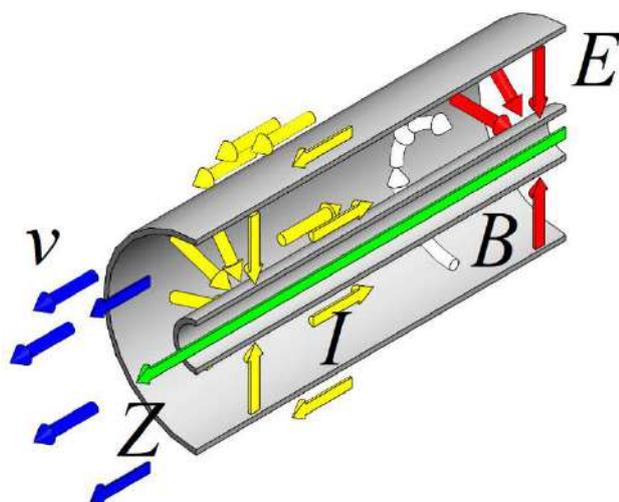


Рисунок 1. Принципиальная схема КПУ.

Промежуток между двумя соосными электродами заполняется газом (водород или дейтерий). К промежутку прикладывается разность потенциалов, создавая электрическое поле (красные стрелки на Рис.1), что приводит к электрическому пробое в газе. Ток (желтые стрелки), протекая через плазму и замыкаясь через центральный электрод, создает азимутальное магнитное поле (белые стрелки). Радиальный ток, текущий через плазму, взаимодействует с азимутальным магнитным полем и ускоряет плазму вдоль оси ускорителя (синие стрелки).

При ускорении квазинейтральной плазмы нет ограничения на плотность пространственного заряда, что позволяет создавать потоки плазмы с плотностью до 10^{16} см⁻³ и скоростью порядка 100 км/с, что соответствует плотности потока частиц порядка 10 эквивалентных кА/см². Основные параметры ускорителя приведены в таблице.

Диаметр внутреннего электрода	1 см
Диаметр внешнего электрода	4 см
Длина КПУ	1 м
Ускоряющий ток в КПУ	10-100 кА
Длительность импульса тока	< 50 мкс
Емкость системы питания	600 мкФ
Напряжение на конденсаторах	2-5 кВ

КПУ был установлен в расширительный бак ГДЛ. Инжекцию в центральную секцию осуществлялась вдоль оси установки и магнитного поля через магнитную пробку. Мишенная плазма создавалась с помощью ЭЦР разряда в предварительно заполнявшем центральную секцию ГДЛ газе. Далее включалась инъекция пучков нейтральных атомов. После старта нейтральных инжекторов включался КПУ и осуществлялась инъекция дополнительной мишенной плазмы.

На Рис. 2 показана захваченная мишенной плазмой мощность атомарных пучков, инжектированных в ГДЛ для двух рабочих импульсов: без КПУ (красная кривая) и с КПУ (синяя кривая).

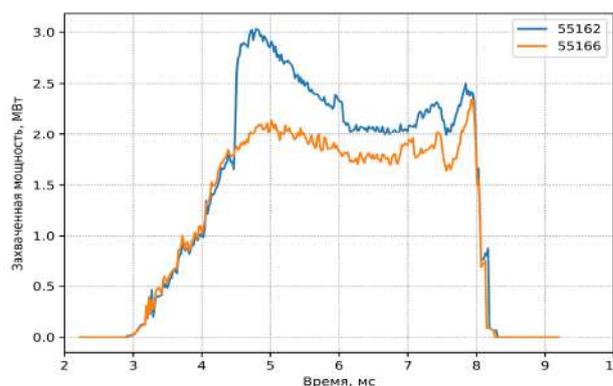


Рисунок 2. Захваченная в плазму мощность инъекции нейтральных пучков: красная кривая – без включения КПУ, синяя кривая – старт КПУ в 4.4 мс.

Рост мощности захвата в полтора раза на Рис. 2 в 4.4 мс свидетельствует о резком росте плотности мишенной плазмы. Несмотря на то, что импульс КПУ длится всего 50 мкс, эффект от инъекции мишенной плазмы из КПУ сохраняется примерно 1.5 мс. Это говорит в пользу того, что часть плазмы, инжектированной из КПУ, захватывается в ГДЛ.

На Рис. 3 приведен вытесненный плазмой диамагнитный поток, который пропорционален захваченной в плазму энергии, измеренный диамагнитной петлей в центре ловушки.

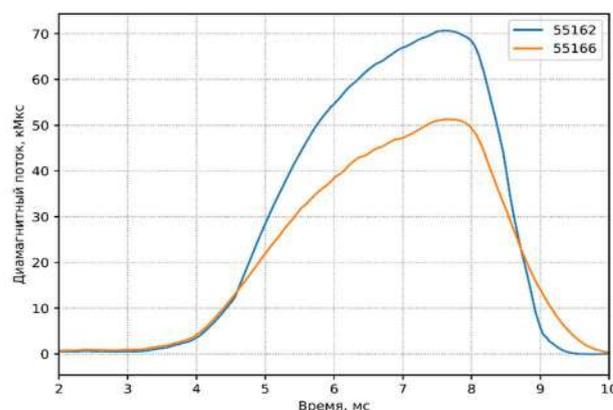


Рисунок 3. Диамагнитный поток, вытесненный плазмой: красная кривая – ЭЦР-разряд без КПУ, синяя кривая – ЭЦР-разряд и включение КПУ в 4.4 мс.

Максимум диамагнитного сигнала в режиме с КПУ почти в полтора раза больше, при этом в момент включения КПУ в 4.4 мс можно увидеть изменение скорости роста сигнала. Это означает накопление быстрых ионов, захваченных за счет роста плотности мишенной плазмы.

Также были опробованы режимы создания плазмы в ГДЛ без ЭЦР разряда и без предварительного поддува газа (Рис. 4 и 5).

В режиме с предварительным поддувом газа вытесненный плазмой магнитный поток оказывается больше, а снижение мощности захвата после инъекции из КПУ происходит медленнее. Однако в целом можно сделать вывод, что КПУ можно использовать не только для поддержания количества вещества мишенной плазмы в уже существующем разряде, но и для создания самой мишенной плазмы. Особенно актуальным этот режим может быть, если реализовать возможность многократной инъекции мишенной плазмы в течение рабочего импульса.

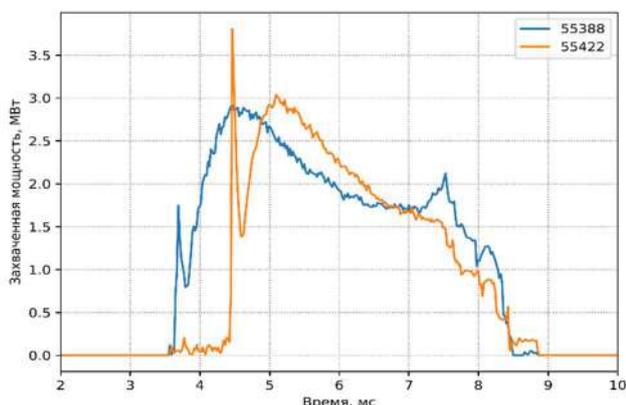


Рисунок 4. Захваченная в плазму мощность: красная кривая — режим без предварительного поддува газа, мишенная плазма создается только КПУ (старт в 4.4 мс), синяя кривая — режим с предварительным поддувом газа, без ЭЦР разряда, старт КПУ в 3,6 мс.

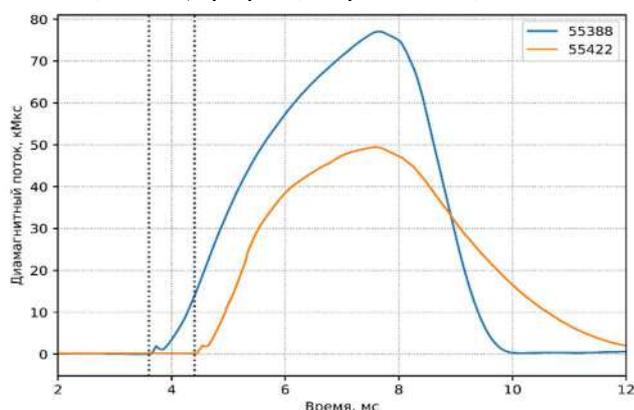


Рисунок 5. Диамагнитный поток, вытесненный плазмой: красная кривая – режим без предварительного поддува газа, мишенная плазма создается только КПУ (старт в 4.4 мс), синяя кривая — режим с предварительным поддувом газа, без ЭЦР разряда, старт КПУ в 3,6 мс.

Изучение энергобаланса в ГДЛ

В 2024 году было продолжено изучение особенностей энергобаланса плазмы в установке, так как эта задача является ключевой с точки зрения потенциального термоядерного реактора на основе открытой магнитной ловушки. Изучение возможных каналов потерь энергии из системы критически важно для обоснования проекта такого реактора. Для сведения энергобаланса в ловушке необходимо измерять величины энергии, поступающей в плазму и теряемой из плазмы по различным каналам. В качестве возможных каналов потерь энергии учитываются продольные потери на приемник плазмы за пробкой ловушки, потери на радиальные лимитеры, ограничивающие размер плазмы и имеющие прямой контакт с ней, а также потери на резонансную перезарядку ионов плазмы на остаточном газе.

Потери энергии из плазмы вдоль магнитного поля через пробки являются неотъемлемым каналом потерь для любой открытой ловушки, для их измерения штатно используется система пирозлектрических болометров на основе кристаллов ниобата лития, которые расположены на одном из приемников плазмы в расширителе установки. Эта система позволяет измерять временной ход потока мощности на плазмоприемник и его радиальные профили по четырем радиусам.

Радиальные лимитеры напрямую контактируют с плазмой и принимают на себя часть ее энергии, для измерения величины которой используются датчики-калориметры, измеряющие скачок температуры в рабочем импульсе установки.

Для измерения величины потерь, обусловленных резонансной перезарядкой ионов плазмы на остаточном газе, используется линейка пирозлектрических болометров, конструкция которых идентична конструкции датчиков на приемнике плазмы, расположенная на внутренней стенке вакуумной камеры вдоль ее оси. В 2024 году линейка с болометрами была увеличена и в данный момент состоит из 23 датчиков, перекрывающих всю область движения горячих ионов в обе стороны установки (Рис. 6). Болометры чувствительны как к потокам частиц, так и к излучению, поэтому измеряют сумму этих величин, что удовлетворяет задаче энергобаланса.

Также в балансе энергии необходимо учитывать энергосодержание быстрых ионов W_{fast} , которое оценивалось по данным диамагнитной петли, установленной в центральной плоскости ГДЛ с помощью численного кода DOL, основанном на динамике кулоновского рассеяния и позволяющем рассчитать энергосодержание быстрых ионов как функцию времени (Рис.7). Скорость изменения энергосодержания быстрых ионов dW_{fast}/dt принималась за производную W_{fast} по времени.

Используя описанные диагностики, возможно оценить мгновенный энергобаланс плазмы в различных режимах ее удержания.

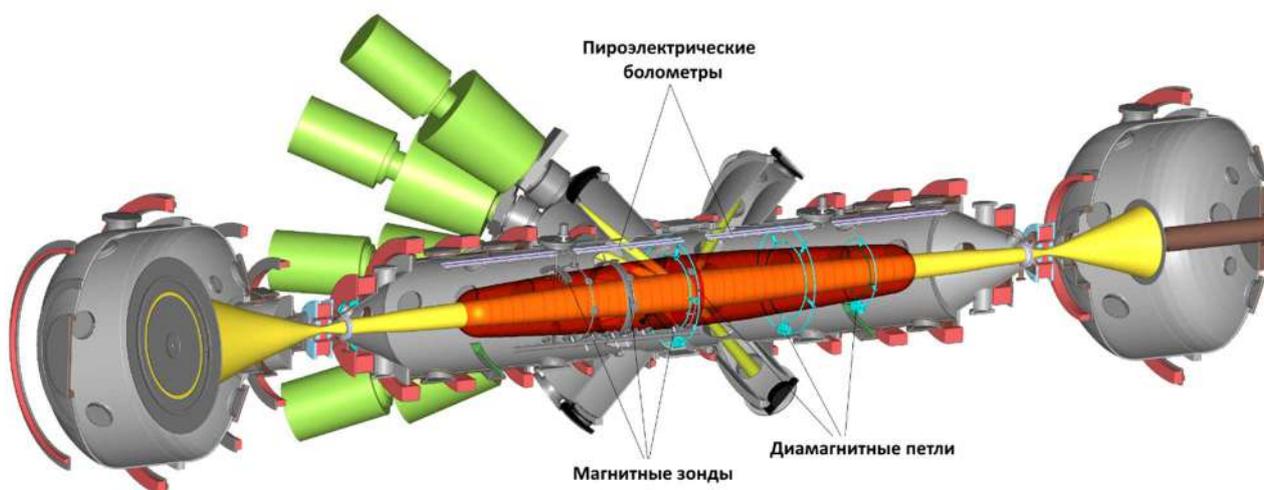


Рисунок 6. Общий вид установки ГДЛ с диагностическими зондами.

Рисунок 8 (а) демонстрирует динамику мощности в типичном разряде ГДЛ. Потери мощности на радиальных лимитерах здесь не учитывались, так как калориметры способны измерять только интегральные значения. Цветные линии обозначают указанные мощности согласно легенде графика, а черная линия обозначает суммарную мощность трех компонент $P_{\Sigma} = P_{axial} + P_{wall} + dW_{fast}/dt$. Отметим, что мощность продольных потерь P_{axial} получена удвоением мощности, регистрируемой на западном приемнике плазмы, так как восточный приемник ГДЛ не оснащен соответствующей измерительной системой.

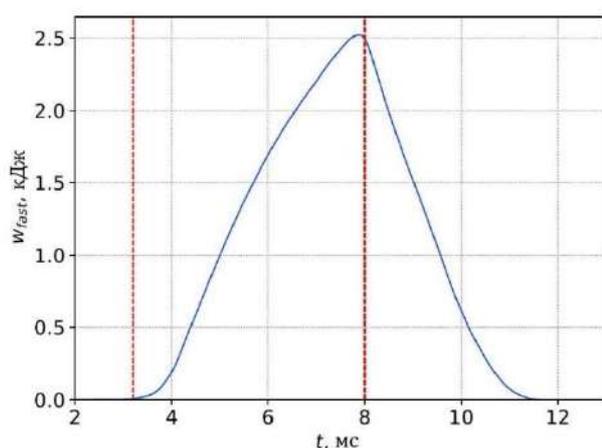


Рисунок 7. Содержание энергии в популяции быстрых ионов, реконструированное из данных диамагнитной петли с помощью числового кода DOL. Красные пунктирные линии указывают длительность инжекции нейтрального пучка.

Особый интерес в мгновенном балансе мощностей представляет временной интервал от 4 до 7,4 мс, когда работают инжекторы нейтрального пучка. Мощности каждой компоненты в процентах от захваченной мощности в течение этого интервала представлены на рисунке 8 (б). Из рисунка видно, что мощность нейтральных пучков, которая переходит в энергосодержание быстрых ионов dW_{fast}/dt , достигает максимума $\sim 25\%$ вскоре после начала работы инжекторов и уменьшается примерно до 10% к концу инжекции. Продольные потери P_{axial} начинаются со значения около 10% и постепенно растут до $\sim 50\%$. Потери на резонансную перезарядку и излучение остаются примерно постоянными на уровне $\sim 35\%$ на протяжении всей инжекции. Общая суммарная мощность измеренных потерь достигает к концу импульса $P_{\Sigma} \sim 90\%$ от захваченной мощности.

Используя полученные результаты относительно динамики мощности, захваченной плазмой и потерянной по различным каналам, можно оценить характерное время удержания энергии (рисунок 9) в ГДЛ, разделив энергию, накопленную в быстрых ионах W_{fast} , на суммарную мощность потерь $P_{wall} + P_{axial}$ (рисунок 8 (а)). Время жизни энергии увеличивается в течение импульса инжекции нейтрального пучка и к его концу достигает значения около 1 мс. Эта величина хорошо согласуется с теоретическими оценками, основанными на динамике кулоновских столкновений. Последующий резкий рост, вероятно, связан с перестройкой удержания плазмы после окончания атомарной инжекции из-за увеличения поперечных потерь, которые не рассматривались в данной работе и являются предметом будущих исследований.

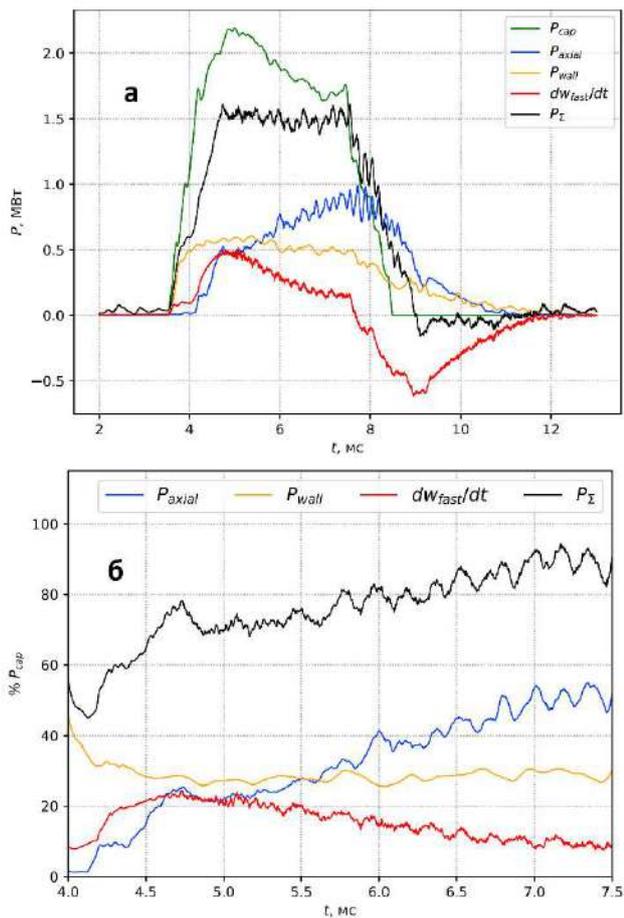


Рисунок 8. Мгновенный баланс мощности в ГДЛ.
 (а) Измеренные в эксперименте потоки мощности
 (б) Мощности каждого компонента в процентах от захваченной мощности в течение интервала работы атомарных инжекторов.

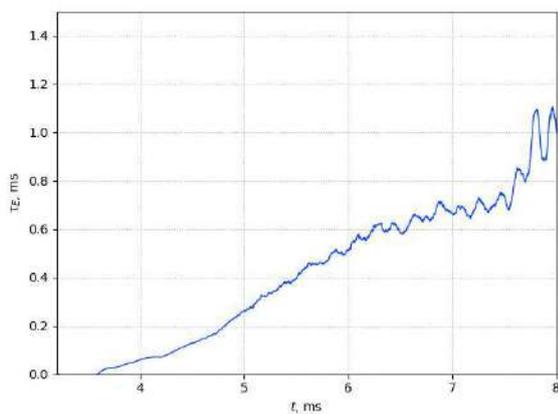


Рисунок 9. Время удержания энергии в ловушке, вычисленное путем деления энергии, накопленной в популяции быстрых ионов (Рис. 7) на общую мощность потерь (Рис. 8 (а)) в течение импульса атомарной инжекции.

МНОГОПРОВОЧНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ

Работы на установке ГОЛ-НВ

Установка ГОЛ-НВ: описание и задачи 2024 г.

Основной научной задачей установки ГОЛ-НВ является развитие физики и технологии снижения потерь частиц и энергии из плазмы вдоль магнитного поля за счет применения специальных секций с многопробочным магнитным полем. В случае успеха такая технология позволит улучшить технико-экономическую привлекательность термоядерных реакторов на основе открытых ловушек. Часто такое поле называется также гофрированным из-за характерной формы силовых линий. Многопробочное магнитное поле имеет три характерных продольных пространственных масштаба: период модуляции поля (длину элементарной ячейки многопробочной ловушки) l , полную длину системы $L = Nl$, где $N \gg 1$ – количество элементарных ячеек в многопробочной системе, и λ – длину свободного пробега ионов плазмы относительно рассеяния на угол порядка единицы. Если плазма является достаточно плотной и выполняется условие соразмерности $\lambda \sim l$, то многопробочная система удерживает плазму наиболее эффективно за счет силы трения, возникающей в каждой ячейке многопробочной системы при столкновениях и обмене импульсом и частицами между популяциями пролетных и локально-запертых частиц. В других терминах то же самое условие можно переписать как $v^* = l/\lambda \sim 1$, где v^* – безразмерная частота столкновений. В двух других предельных случаях, $v^* \ll 1$ и $v^* \gg 1$, многопробочное поле слабо тормозит расширение плазмы.

Установка ГОЛ-НВ имеет конфигурацию, моделирующую при сниженных параметрах плазмы конфигурацию установки реакторного класса с центральной ловушкой газодинамического типа и присоединенными к ней секциями с сильным магнитным полем, которые могут включаться как в конфигурации длинного соленоида, так и в многопробочной конфигурации с $N = 13$ с максимальной индукцией $B_{\max} = 4,5$ Тл. Плазма нагревается двумя пучками атомов водорода с энергией 25 кэВ и суммарной мощностью ≈ 1 МВт.

Важной физической задачей проекта ГОЛ-НВ является прямое сравнение параметров плазмы в ловушке в соленоидальной и многопробочной конфигурациях. Параметры установки были выбраны так, что условие $l \sim \lambda$ выполняется при плотности $n \approx 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и температуре $T \approx 30$ эВ. В конце 2020 г. установка была собрана в полной проектной конфигурации. Основными задачами работ в 2024 г. являлись изучение динамики и пространственного распределения параметров плазмы в центральной ловушке в многопробочной конфигурации секций сильного поля, а также сравнение параметров течения плазмы при соленоидальном и многопробочном включении этих секций.

Параметры плазмы в центральной ловушке ГОЛ-НВ

В этом разделе приведены результаты изучения параметров плазмы в центральной газодинамической ловушке установки ГОЛ-НВ при многопробочном включении секций сильного поля. Эксперименты проводились при фиксированных параметрах стартовой плазмы. Сценарий эксперимента состоял в следующем (см. Рис. 1). Разряд в плазменной пушке, создававший начальный поток стартовой плазмы с температурой около 7 эВ, продолжался в течение 2,7 мс. Использовались два сценария нагрева плазмы нейтральными пучками: инжекция начиналась в $t = 0$ одновременно с разрядом в плазменной пушке, либо вблизи максимума плотности плазмы в центральной ловушке в $t = 2,5$ мс. Длительность инжекции составляла 4 мс в обоих случаях.

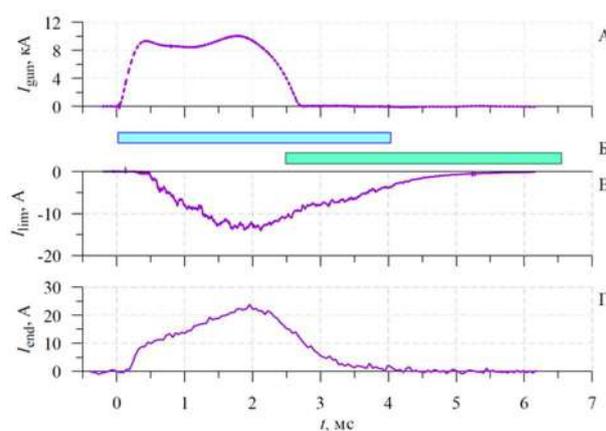


Рисунок 1. Стандартные сценарии: А – ток разряда в плазменной пушке, Б – два варианта интервала инжекции нагревных нейтральных пучков, В – суммарный ток в цепи питания лимитеров, Г – ток на центральный электрод выходного плазмоприемника.

На Рис. 2 показана динамика плотности и электронной температуры плазмы в присоединенной области $r = 0$, измерявшаяся тройными ленгмюровскими зондами на продольных координатах $z = -0,86, +0,86$ и $+1,37$ м. Первые две точки измерения находятся в центральной ловушке между точками инжекции пучков и лимитерами, расположенными в более сильном магнитном поле, третья точка расположена в первом диагностическом окне в выходной секции сильного поля. Приведены также результаты измерения температуры системы томсоновского рассеяния на $z = -0,40$ м.

Рисунок 3 показывает радиальные профили температуры и плотности плазмы по зондовым измерениям, приведенные для трех характерных моментов времени для $z = 0,86$ м. Конкретная конструкция тройного ленгмюровского зонда является чувствительной к наличию радиального электрического поля. При применении специальной процедуры проведения эксперимента это позволяет дополнительно получать знание радиального электрического поля, см. Рис. 4. Данные на Рис. 3 и 4 были вычислены в предположении о том, что температура и плотность симметричны относительно оси, а радиальное электрическое поле – антисимметрично.

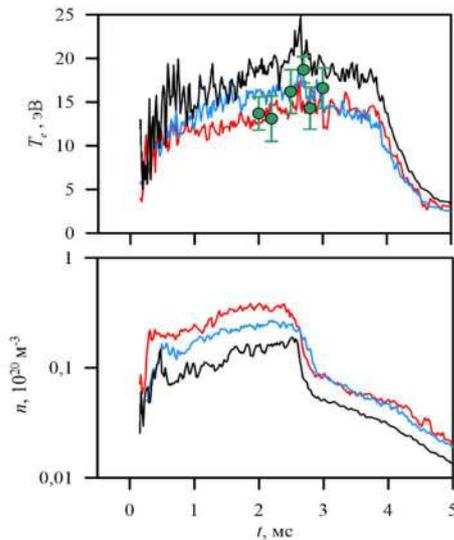


Рисунок 2. Динамика электронной температуры и плотности на оси в центральной ловушке. Сплошные линии – зондовые измерения на $z = -0,86$ м (красный цвет), $z = 0,86$ м (синий цвет), $z = 1,37$ м (черный цвет). Точки – данные томсоновского рассеяния.

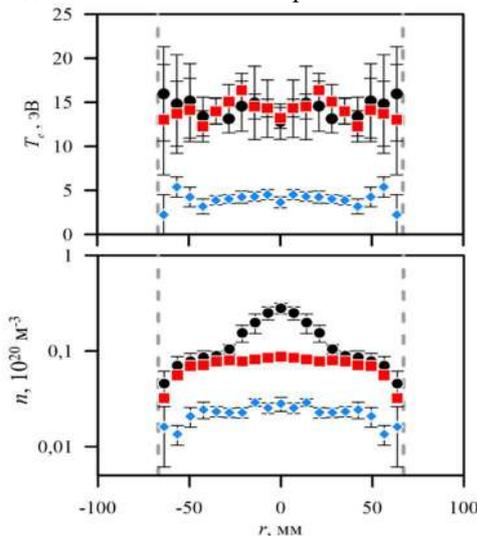


Рисунок 3. Симметризованные радиальные профили параметров плазмы на $z = 0,86$ м. Цвет обозначает различные моменты времени: черный – 2,5 мс, красный – 3,0 мс, синий – 4,5 мс. Вертикальные штриховые линии условно обозначают последнюю магнитную поверхность, ограниченную лимитерами.

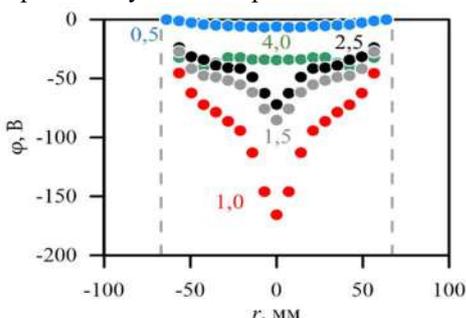


Рисунок 4. Расчетные значения электрического потенциала плазмы относительно потенциала лимитеров, полученные из зондовых измерений для разных моментов времени (указаны цифрами в миллисекундах).

Продолжалось исследование механизмов, обеспечивающих МГД-устойчивость плазмы в ловушке. Во время работы плазменной пушки стабилизация приосевой области осуществляется вмороженностью силовых линий магнитного поля в плотную плазму сильноточного разряда в пушке. После прекращения разряда в пушке данный механизм стабилизации исчезает и плазма стабилизируется только вблизи сепаратрисы по технологии вихревого удержания, когда за счет принудительно создаваемого радиального электрического поля формируется слой дифференциального вращения плазмы, приводящий к нелинейному насыщению перестановочных мод.

Переход от одного механизма стабилизации к другому виден, в частности, на профиле плотности плазмы на Рис. 3, где область пикированной плотности вблизи оси исчезает при перестройке радиального профиля в период отключения плазменной пушки. Процесс перестройки радиального профиля хорошо виден на кадрах скоростной видеосъемки, приведенных на Рис. 5. При дополнительном воздействии на плазму инъекцией нейтральных пучков срыв стабилизации приосевой области происходит раньше, чем для холодной плазмы.

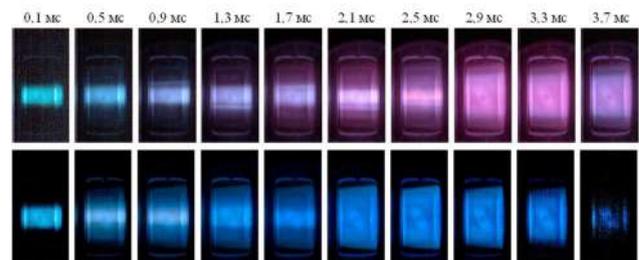


Рисунок 5. Кадры скоростной видеосъемки через окно в секции сильного поля на $z = -2,02$ м. Верхний ряд: низкотемпературная стартовая плазма, нижний ряд: с инъекцией нейтральных пучков с $t = 0$. Экспозиция каждого кадра 50 мкс. В верхней строке указано время начала экспозиции. Цвета кадров условные, так процессор камеры интерпретирует линейчатый спектр излучения плазмы.

Течение плазмы в секции сильного поля

Целью этой части работы являлась демонстрация подавления продольных потерь плазмы при переходе к многопробочному режиму удержания. Задача решалась следующим образом. В соленоидальной и многопробочной конфигурациях секций сильного поля в первом диагностическом окне на $z = 1,37$ м проводились зондовые измерения радиальных профилей основных параметров плазмы (плотность n , электронная температура T_e , потоковая скорость течения u). Одновременно другими диагностиками контролировались воспроизводимость режима работы установки. Переход от одной магнитной конфигурации к другой требует недели (перекоммутация 112 фидеров 6 кВ, 10 кА, смещение лимитеров по продольной координате, магнитные измерения в ключевых точках установки). Поэтому сначала были проведены измерения в многопробочной конфигурации, а затем – в соленоидальной, после чего проводился анализ и сравнение результатов.

Распределение плотности плазмы по радиусу в центральной ловушке определялось по «плазменной тени», т. е. по пространственному распределению коэффициента ослабления нагревного нейтрального пучка при его прохождении через плазму. Данная диагностика работает только в течение длительности инжекции. Предполагалось, что основным механизмом потерь частиц пучка является резонансная перезарядка на протонах плазмы с известным сечением. На Рис. 6 приведено сравнение количества ионов на единицу длины ловушки в двух режимах. Видно, что в соленоидальном режиме накопление плазмы в ловушке происходит несколько лучше, чем в многопробочном, однако и распад плазмы происходит быстрее.

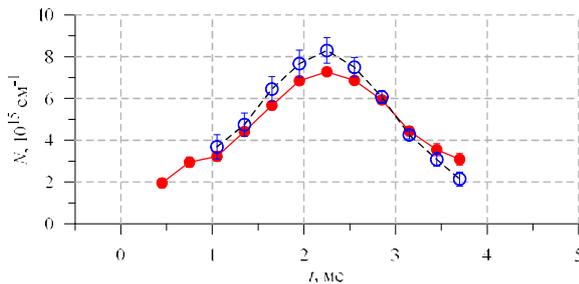


Рисунок 6. Динамика интеграла количества частиц по сечению плазмы на единицу длины в соленоидальной (синие открытые кружки и пунктирная линия) и многопробочной конфигурациях (красные заполненные кружки и сплошная линия); измерения по датчику инжектора №1. Приведена дисперсия по серии экспериментов.

На Рис. 7 приведено сравнение динамики числа Маха, электронной температуры и плотности в приосевой области плазмы для двух изучавшихся магнитных конфигураций, сделанное по серии экспериментов в одинаковых условиях в каждой конфигурации. Наблюдаются систематические отличия в параметрах и характере течения плазмы. В многопробочной конфигурации плазма в приосевой области является менее плотной и более горячей (этот результат качественно совпадает с результатами измерений параметров плазмы в центральной ловушке), а также имеет более низкую потоковую скорость во время работы плазменной пушки. Остывание и распад плазмы после выключения нагревных пучков в многопробочной конфигурации происходит медленнее, чем в соленоидальной.

В простейшей теоретической модели, в которой доминируют продольные потери плазмы, а поперечными можно пренебречь, для конкретных параметров магнитной системы ГОЛ-NB в многопробочной конфигурации можно было ожидать приблизительно двукратного торможения потоковой скорости плазмы, вытекающей из центральной ловушки по сравнению с течением через короткую магнитную пробку. Данный коэффициент подавления продольного потока работает только в достаточно узком диапазоне относительной столкновительности плазмы. При наличии радиального градиента параметров плазмы условие оптимального многопробочного удержания будет выполняться лишь в некоторой зоне по радиусу.

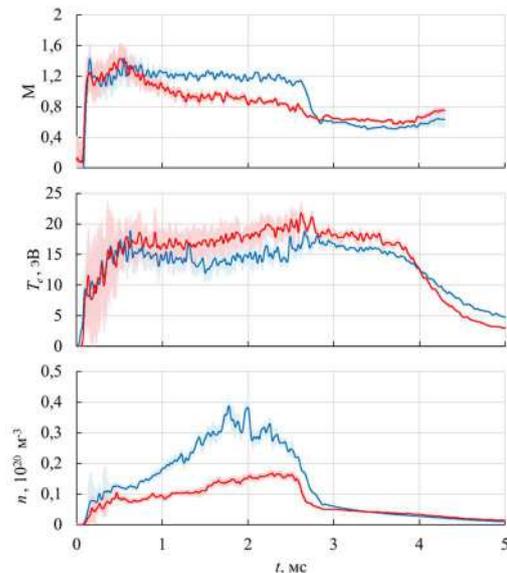


Рисунок 7. Сверху вниз: динамика числа Маха, электронной температуры и плотности в приосевой области в соленоидальной (синие линии) и многопробочной конфигурациях (красные линии).

Реальная установка является более сложной системой, в которой существуют и другие факторы, влияющие на качество удержания плазмы. Существенными являются каналы поперечных потерь быстрых ионов в результате перезарядки на остаточном газе, снижающие эффективность пучкового нагрева, поперечные потери частиц из области удержания, наличие нескольких контактирующих с плазмой электродов, на которые подаются потенциалы и с которых текут продольные токи. Все это приводит к тому, что измеренные параметры плазмы в эксперименте не совпадают с ожидавшимися из расчетов по идеализированным моделям. Тем не менее, в эксперименте было зарегистрировано значимое различие параметров плазмы в центральной ловушке и параметров плазменного потока в секциях сильного поля при переходе от одной магнитной конфигурации к другой.

Заключение по работам на установке ГОЛ-NB

Результаты экспериментов в целом подтвердили существовавшее понимание процессов, определяющих поведение плазмы в ГОЛ-NB. Изучена динамика накопления и параметры плазмы в ловушке, прослежены основные зависимости при изменении условий и сценария эксперимента. Измерено радиальное электрическое поле в плазме, создаваемое системой электродов вихревого удержания, подтверждено понимание физических механизмов, обеспечивающих МГД-стабилизацию плазмы.

Важным результатом работ явилась демонстрация того, что при переходе в многопробочную конфигурацию потоковая скорость течения плазмы уменьшается, ее температура растет, а плотность уменьшается по сравнению со случаем соленоидального поля. В это же время в центральной ловушке газодинамического типа плотность плазмы также уменьшается, а ее температура растет. Это обстоятельство также соответствует

ожидаемому поведению плазмы при ее течении от источника плазмы сквозь многопробочную систему в центральную ловушку.

Помимо основной физической программы, развивались различные технические системы установки и методики измерения параметров плазмы. Важной мерой стала регулярная процедура титанирования поверхности камеры центральной ловушки для уменьшения рециклинга газа во время существования плазмы. В результате ее применения остаточное давление газа в установке перед началом разряда уменьшилось до $(5-8) \times 10^{-6}$ Па. Из новых диагностических методик отметим систему томсоновского рассеяния для определения температуры электронов в центральной ловушке, спектроскопию высокого разрешения для определения ионной температуры по доплеровски-уширенному контуру спектральных линий и систему подвижных тройных ленгмюровских зондов для определения плотности и электронной температуры плазмы.

Полученные результаты в целом соответствуют ожидаемому. Как отмечалось в отчетах за предыдущие этапы работы, поперечные потери быстрых ионов из-за перезарядки на остаточном газе снижают эффективность нагрева методом нейтральной инжекции, что повышает необходимость создания систем дополнительного нагрева плазмы для достижения проектной температуры, удовлетворяющей при имеющейся плотности условию оптимального удержания при переходе в многопробочный режим с $v^* \sim 1$. Возможность использовать дополнительные методы нагрева плазмы позволит расширить доступный диапазон параметров плазмы в сторону интересных с точки зрения термоядерных приложений слабостолкновительных систем с $v^* \ll 1$ при относительно низкой плотности, что недоступно только с нагревом нейтральными пучками.

Работы на установке СМОЛА

Подавление продольных потерь в конфигурациях с сильными магнитными пробками

Развитием метода многопробочного удержания является концепция подавления продольных потерь из открытой ловушки винтовыми пробками с управляемым вращением плазмы. Экспериментальное исследование винтового удержания ведется в ИЯФ СО РАН на установке СМОЛА (Рис. 8).

Одной из ключевых особенностей современных проектов открытых ловушек следующего поколения является использование сильных магнитных пробок на основе высокотемпературных сверхпроводников. Использование винтовых секций в подобной ловушке имеет смысл, если комбинация пробок обеспечивает меньший уровень потерь, чем каждый из методов, примененный по отдельности. Ожидаемое эффективное пробочное отношение лежит в пределах

$$\max[R_i] \leq R_{eff} \leq \prod R_i$$

где R_i — эффективное пробочное отношение i -й составляющей части системы.

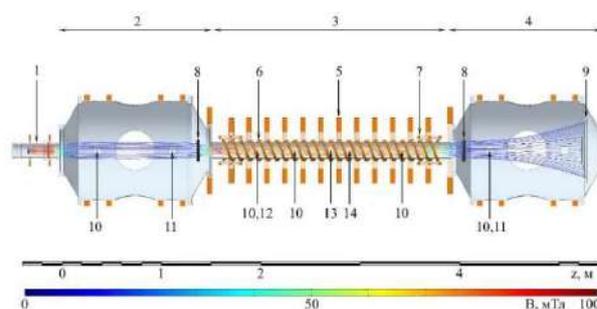


Рисунок 8. Схема установки СМОЛА с системами диагностики. 1 — источник плазмы, 2 — область удержания плазмы, 3 — транспортная секция с винтовым магнитным полем, 4 — выходной расширитель, 5 — соленоид прямого поля, 6 — винтовые обмотки, 7 — катушки коррекции, 8 — лимитеры, 9 — плазмоприёмник, 10 — зондовые модули, 11 — спектрометры с пространственным разрешением, 12 — детектор ультрафиолетового излучения, 13 — блок магнитных диагностик, 14 — СВЧ-интерферометр

Были проведены эксперименты по определению эффективности комбинации винтовой и короткой пробки. Плазма запиралась в области удержания между короткой пробкой с пробочным отношением $R_l = 8$ в источнике плазмы и транспортной секцией. В транспортной секции создавалась одна из трёх конфигураций ведущего магнитного поля. Продольное распределение ведущего магнитного поля показано на Рис. 9.

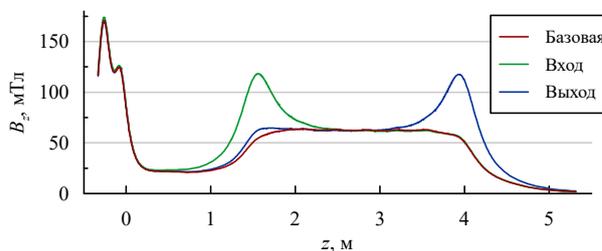


Рисунок 9. Продольное распределение ведущего магнитного поля. Красный — базовая конфигурация, зелёный — короткая пробка на входе, синий — короткая пробка на выходе из транспортной секции

«Базовая конфигурация» — магнитное поле в транспортной секции однородное с пробочным отношением $R_2 = 3$. Конфигурации, обозначаемые как «пробка на входе» и «пробка на выходе», имели локальные максимумы магнитного поля с $R_2 = 6$ вблизи области удержания и вблизи выходного расширителя, соответственно. Использовалось как прямое ($R_{mean} = 1$), так и винтовое ($R_{mean} = 1,52$) магнитное поле.

Поток газа в систему газового питания источника плазмы был неизменным во всех экспериментальных разрядах. Плотность плазмы между пробками зависела от эффективного пробочного отношения транспортной секции и варьировалась в пределах $n = (1-4) \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, радиальные распределения показаны на рисунке 10. Средняя ионная температура составляла $T_i \sim 5 \text{ эВ}$, средняя электронная температура на оси — $T_e \sim 20 \text{ эВ}$. Угловая скорость вращения составляла $\omega = (0,8-$

$1,1) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ в области удержания и $\omega = (0,5-0,7) \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ в выходном расширителе. Эти параметры соответствуют тепловой скорости ионов $V_{Ti} \sim 2,2 \cdot 10^4 \text{ м/с}$, скорости ионного звука $c_s \sim 4,4 \cdot 10^4 \text{ м/с}$, продольной скорости магнитных возмущений в системе отсчёта вращающейся плазмы $V_z = h \cdot \omega_{E \times B} / (2\pi) \sim (2,9-3,4) \cdot 10^4 \text{ м/с}$.

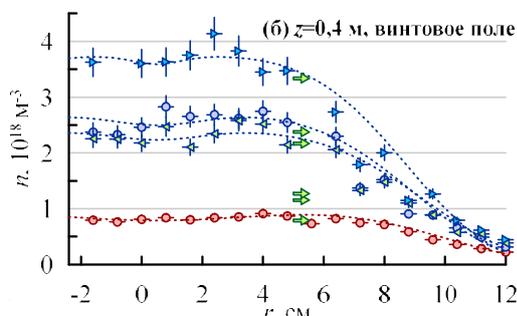


Рисунок 10. Типичные радиальные распределения плотности плазмы в области удержания: синий — плотность плазмы в конфигурациях с винтовым магнитным полем и красный — в «базовой» конфигурации с прямым магнитным полем. Стрелки показывают среднее значение плотности в каждом профиле

Наиболее выраженные различия наблюдаются между прямой и винтовой магнитными конфигурациями. Наибольшая плотность соответствует винтовому полю с «пробкой на входе».

Диамagnetизм плазмы остаётся неизменным в стационарной фазе разряда и затухает за 0,05–0,2 мс после отключения источника плазмы (Рисунок 11). Изменение магнитной конфигурации влияет как на стационарную величину диамagnetизма, так и на время его спада. Наименьшие значения отвечают «базовой» конфигурации с прямым магнитным полем, наибольшие — винтовому магнитному полю с «пробкой на входе».

Наблюдается падение потоковой скорости в винтовом магнитном поле. Радиальное распределение числа Маха в различных режимах показано на рисунке 12. В «базовой» конфигурации при прямом магнитном поле в начальной области транспортной секции ($z = 2,4 \text{ м}$) наблюдается течение со скоростью до $M = 0,7$. Число Маха снижается до 0,45 при включении винтового поля. Наиболее выраженное снижение скорости происходит в винтовом магнитном поле при наличии пробки

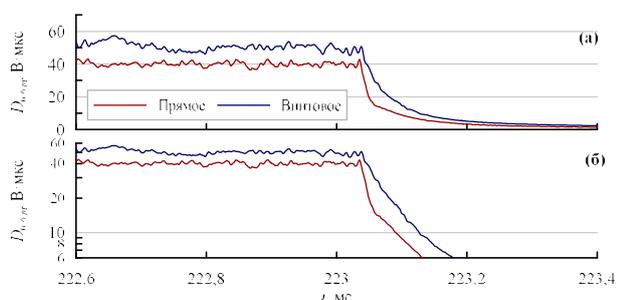


Рисунок 11. Усреднённые осциллограммы диамagnetизма в области удержания в «базовой» магнитной конфигурации. Красный: прямое магнитное поле, синий: винтовое магнитное поле. (а) линейная шкала; (б) логарифмическая шкала

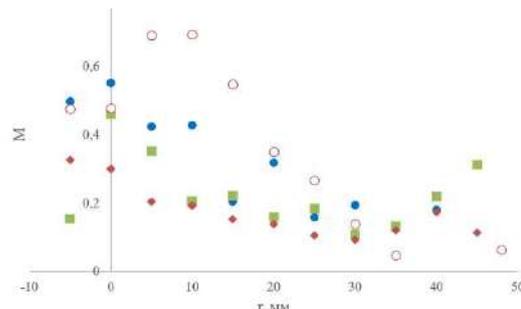


Рисунок 12. Радиальное распределение числа Маха в продольном сечении $z = 2,4 \text{ м}$. Символы: незакрашенные — прямое магнитное поле, покрашенные — винтовое магнитное поле; круг — «базовая», квадрат — «пробка на выходе», ромб — «пробка на входе»

на входе, где число Маха снижается до 0,2, что соответствует потоковой скорости близки оси $V_{||} \approx 6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$.

Тем самым, одновременно четыре различных параметра показывают схожее улучшение удержания: максимальная плотность, стационарный диамagnetизм, время его затухания и потоковая скорость плазмы. Все из них схожим образом меняются с изменением магнитной конфигурации. Зависимость средней плотности от продольной координаты показана на рисунке 13. В большинстве конфигураций плотность падает с увеличением z . можно ожидать экспоненциальную или близкую к экспоненциальной зависимость плотности от продольной координаты.

Локальные пробки во входной или выходной части транспортной секции снижают продольные потери вещества по сравнению с «базовой» конфигурацией. За счёт этого число частиц в области удержания, диамagnetизм и время распада плазмы увеличиваются. «Пробка на выходе» отражает некоторую долю частиц, приводя к почти неизменной по длине транспортной секции плотности.

Винтовое магнитное поле существенно снижает продольные потери во всех магнитных конфигурациях. Этот эффект сильнее, чем эффект классических пробок. Плотность падает по длине экспоненциально с характерной длиной z_0 меньшей, чем длина транспортной секции. Примечательно, что длина z_0 почти одинакова в «базовом» режиме и режиме с «пробкой на входе», где единственным препятствием для истечения плазмы в транспортной секции является её многопробочность. Спад плотности в режиме с «пробкой на выходе» более полог. Снижение потерь приводит к более высоким плотности и диамagnetизму.

В таблице 1 представлены эффективные пробочные отношения для всех исследованных магнитных конфигураций. В круглых скобках показаны границы асимметричных доверительных интервалов для случаев, когда потери подавлены достаточно сильно.

Винтовое магнитное поле даёт большее эффективное пробочное отношение при любой, даже «базовой», конфигурации. Любая комбинация пробок эффективнее, чем каждый из элементов по отдельности, что доказывает возможность кумулятивного эффекта разных методов удержания. Наибольшее значение ($R_{eff} = 32,6 \pm 7,8$) достигнуто при «пробке на входе».

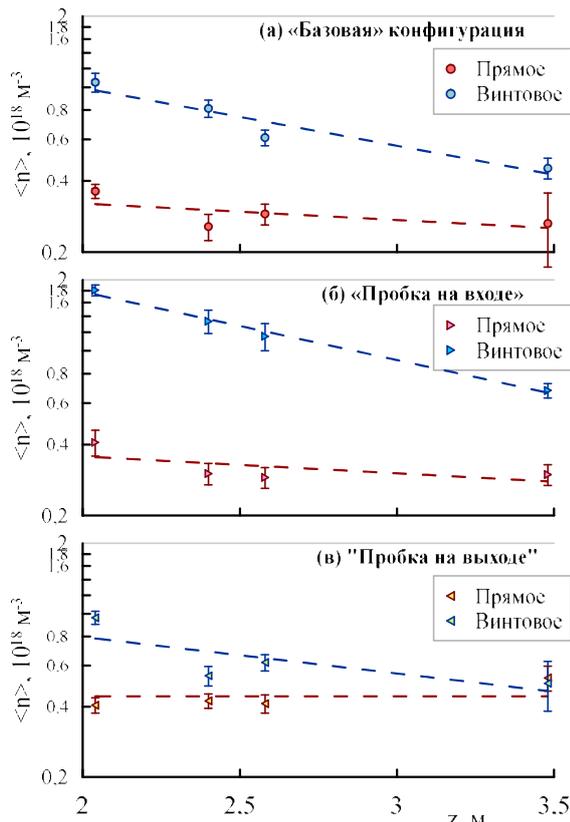


Рисунок 13. Средняя плотность в различных точках по длине транспортной секции. (а) «базовая» конфигурация; (б) «пробка на входе»; (в) «пробка на выходе»

Последний факт требует дополнительных рассуждений. Наибольшее магнитное поле в винтовой секции ниже, чем поле в короткой пробке. В классической многопробочной системе большая часть частиц, запертых в периодических потенциальных ямах гофрированного участка, будет отражено сильной пробкой; тем самым, полная эффективность системы будет снижена.

Таблица 1. Оценки эффективного пробочного отношения, основанные на средней плотности, диамагнетизме и времени жизни. Последняя колонка отвечает результату, усреднённому по всем трём методам

	$R_{\text{eff},(n)}$	$R_{\text{eff},(p)}$	$R_{\text{eff},(t)}$	R_{eff}
«Базовая» Прямое	$3 \pm 0,17$	$3 \pm 0,7$	$3 \pm 1,3$	$3 \pm 0,16$
«Базовая» Винтовое	$11,5 \pm 1,6$	$5,6 \pm 1,1$	$5,7 \pm 2,3$	$8,7 \pm 0,9$
«Пробка на входе» Прямое	$6,3 \pm 0,4$	$4,4 \pm 0,9$	$6,1 \pm 2,6$	$6,1 \pm 0,3$
«Пробка на входе» Винтовое	$34,7 \pm 9,4$	$20,7 \pm 10$	∞	$32,6 \pm 7,8$
«Пробка на выходе» Прямое	$4,7 \pm 0,28$	$2,9 \pm 0,5$	$12,2 (2,3; 360)$	$4,4 \pm 0,24$
«Пробка на выходе» Винтовое	$11,8 \pm 1,4$	$10,0 \pm 3,6$	$112 (9,2; \infty)$	$11,7 \pm 1,3$

Частицы же, запертые между максимумами винтового поля и движущиеся с ненулевой осевой скоростью, оказываются в конусе потерь короткой пробки и могут беспрепятственно вернуться в область удержания.

Исследование колебаний электростатического потенциала в плазме

В экспериментах, направленных на изучение зависимости параметров колебаний от скорости вращения, потенциал измерялся набором эмиссионных зондов в $z = 2,4$ м. Для моды с характерной частотой 20 – 40 кГц наблюдался рост амплитуды при увеличении радиального электрического поля с 4 до 10 В/см (Рис.14). Одновременно с этим возникает различие между диамагнетизмом плазмы в режимах с прямым и винтовым магнитным полем, что отвечает росту эффективности подавления продольного потока винтовой пробкой. Для большей столкновительности различия наблюдаются при меньших величинах электрического поля, т.е., эффект связан не только с большей частотой вращения, но и с изменением доли запертых частиц. При дальнейшем увеличении электрического поля амплитуда первой моды колебаний падает. Для колебания с характерной частотой 50 – 70 кГц рост амплитуды продолжается до 16 В/см. Данное значение соответствует скорости движения пробки $V_{\parallel} = 2,1 \times 10^6$ см/с, близкой к тепловой скорости ионов при температуре 5 эВ.

Проводилось сравнение параметров колебаний электростатического потенциала в режимах с и без винтового поля, а также в комбинированном режиме, при котором винтовая гофрировка магнитного поля совмещалась с осесимметричной. Плотность плазмы отвечала безразмерной столкновительности $\nu^* = 0,1 - 0,3$. Измерения проводились при различных комбинациях $R_{\text{mean}} = \{1,35, 1,52\}$ и $R_{\text{min}} = \{1,05, 1,1, 1,15\}$.

В режимах с наличием осесимметричной гофрировки наблюдались колебания, частота которых предположительно отвечает времени пролёта теплового иона через один период осесимметричной гофрировки. При R_{mean} и $R_{\text{min}} \leq 1,1$ радиальные профили амплитуд наблюдаемых колебаний слабо различались в режимах с комбинированной гофрировкой и без неё. Численные расчеты предсказывают увеличение поперечных

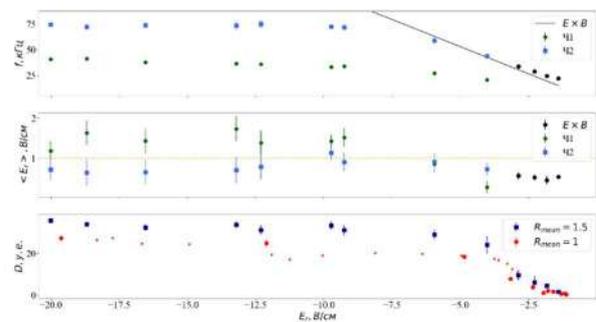


Рисунок 14. Зависимость амплитуды (сверху) и частоты (посередине) колебаний радиального электрического поля от среднего радиального электрического поля. Зависимость диамагнетизма плазмы от среднего радиального электрического поля (снизу) в прямом и винтовом магнитном поле.

потерь при добавке осесимметричной гофрировки на уровне $R = 1,15$. Измерения показывают существенное снижение максимального значения амплитуды флуктуаций электрического поля при достижении подобной глубины осесимметричной гофрировки (Рис.15).

Для колебания с $f = 32$ кГц в режиме винтового удержания наблюдается максимум в области резонанса с запертыми ионами. В режиме с комбинированной гофрировкой наблюдается ухудшение удержания и снижение амплитуды колебания ниже пороговой. Также наблюдается снижение диамагнетизма и снижение давления продольного потока.

Экспериментально наблюдается, что добавка малой осесимметричной многопробочной гофрировки не приводит к сильным изменениям потоковой скорости плазмы. Подавление скорости происходит лишь за счет включения винтового поля. При увеличении осесимметричной гофрировки разница между режимом с винтовым полем и без него сокращается (Рис.16).

Таким образом, добавление осесимметричной гофрировки приводит к нарушению условий для передачи энергии к волнам, участвующим в рассеянии пролётных ионов, что может ухудшать условия для подавления продольного потока плазмы.

Для демонстрации эффективности работы винтовой многопробочной системы по сравнению с осесимметричной гофрировкой приведем зависимости отношения потоковой скорости плазмы к тепловой ионной от

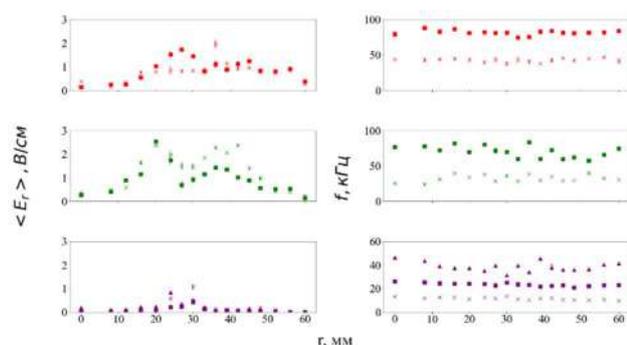


Рисунок 15. Радиальное распределение амплитуд (слева) и частот (справа) основных колебаний, наблюдающихся в режиме с винтовой (сверху) и комбинированной (снизу) гофрировкой. (а) $R_{mean}=R_{mm}=1$, (б) $R_{mean}=1,52, R_{mm}=1$, (в) $R_{mean}=1,52, R_{mm}=1,15$

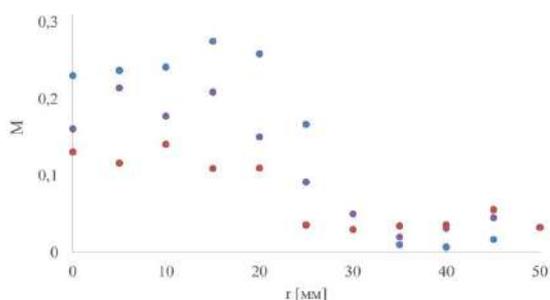


Рисунок 16. Радиальное распределение числа Маха в винтовом поле зав зависимости от глубины осесимметричной многопробочной гофрировки. Красный — $R_{mm} = 1,05$, фиолетовый — $R_{mm} = 1,1$, синий — $R_{mm} = 1,15$

безразмерной столкновительности (Рис.17) для разных уровней гофрировок.

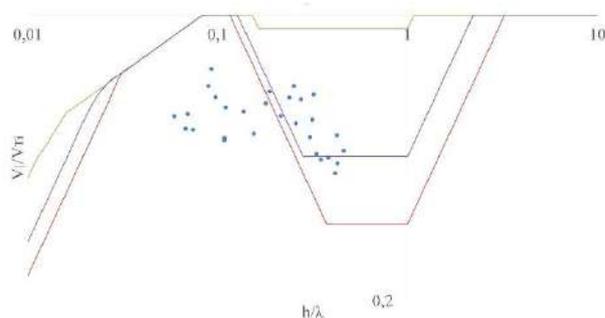


Рисунок 17. Зависимость отношения потоковой скорости к тепловой скорости ионов от безразмерной столкновительности. Сплошные линии – теоретические зависимости для осесимметричной гофрировки при $R=1,52, R=1,43, R=1,3$, синие точки – экспериментальные данные.

Экспериментально наблюдается, что эффективность удержания плазмы в транспортной секции при средней гофрировке винтового поля $R=1,25$ соответствует эффективности осесимметричного многопробочного поля при гофрировке $R=1,43$. Это свидетельствует о том, что при заданной длине в винтовом поле плазма удерживается лучше, чем в осесимметричном многопробочном. Снижение скорости течения плазмы наблюдается и в слабостолкновительном режиме.

Заключение по работам на установке СМОЛА

В результате работ была получена информация о течении плазмы в винтовой секции, ограниченной с входной или выходной стороны областью с усиленным полем. Показано, что магнитная конфигурация с винтовым полем и сильной пробкой обеспечивает лучшее удержание, чем каждый из методов по отдельности. Наибольшее качество удержания, отвечающее эффективному пробочному отношению $R_{eff} = 32,6 \pm 7,8$, трёхкратному росту плотности и существенному снижению потоковой скорости, наблюдается в магнитной конфигурации, при которой локальное усиление ведущего поля находится между областью удержания и транспортной секцией с винтовым полем.

Исследованы колебания радиального электрического поля, необходимые для поддержания аномальной столкновительности. Проведено сравнение параметров плазмы в винтовом поле и поле с осесимметричной гофрировкой. Показано, что добавление мелкой осесимметричной гофрировки не приводит к сильному улучшению подавления потока плазмы по сравнению с эффектом винтового удержания.

Исследования многопробочного удержания проводились в рамках проектов РФФИ 22-12-00133, темы 1.3.4.1.2 Плана научно-исследовательских работ, мероприятия 1.1.6 комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии».

ГЕНЕРАЦИЯ ПОТОКОВ ММ- И СУБММ- ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КИЛОАМПЕРНЫХ ПУЧКОВ МЭВ-НЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Введение

В настоящее время в ИЯФ СО РАН продолжают эксперименты по генерации мощных (~10-100 МВт, ~ 0,1-1 нс) потоков миллиметрового и субмиллиметрового излучения в схемах, основанных на применении сильнооточных релятивистских электронных пучков (РЭП), формируемых в ускорителях прямого действия У-2 и У-3 (ИЯФ СО РАН). Исследования физики процессов генерации электромагнитного излучения при пучково-волновом взаимодействии в плазме и в вакуумных электродинамических системах, которые инициированы и получили развитие в нашем институте, имеют принципиально важное значение с позиции получения фундаментальных знаний по данному научному направлению. В то же время к этим исследованиям обращён большой интерес, связанный с применением мм- и субмм- излучения для решения исследовательских задач в области физики, химии, биологии и медицины. С позиции практических применений получаемые результаты исследований служат основой для осуществления воздействия на объекты со сложной супрамолекулярной структурой с целью модификации их состояния, а также для разработки систем высокоразрешающей локализации малых объектов с возможностью подавления их рабочего состояния.

В рамках данного цикла работ по генерации мощных потоков ЭМ-излучения научным коллективом в лаборатории 10 ИЯФ СО РАН развиваются два исследовательских направления. По первому направлению проводятся экспериментальные исследования генерации широкополосного излучения в диапазоне частот 0,1–0,6 ТГц в пучково-плазменной системе на установке ГОЛ-ПЭТ при релаксации электронного пучка (ток до 10 кА, энергия до 1 МэВ, длительность 5-7 нс) в замагниченном плазменном столбе с плотностью $0,1-0,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Проведенные ранее детальные исследования механизмов пучково-плазменного взаимодействия позволили установить корреляцию основных параметров системы (распределение плотности плазмы по сечению и длине столба, плотность тока и угловая расходимость электронов пучка), при которых в спектральной области 0,1-0,6 ТГц формируется направленный поток излучения с мощностью масштаба 10 МВт. Более того, в одной из экспериментальных серий уже продемонстрирована возможность изменения свойств сложных полимерных материалов (их диэлектрической проницаемости) в результате воздействия на них потоком ТГц-излучения. Для того, чтобы сместить воздействие на различные объекты в спектральную область, которая лежит в окрестности одного терагерца и выше, нами сформулирован и реализуется проект, в котором генерация излучения в плазме

будет осуществляться в результате накачки плазменных колебаний килоамперным РЭП, поступающим от линейного индукционного ускорителя (ЛИУ). Проект такого генератора под названием ЛИУ-ПЭТ реализуется в институте. Новая установка ЛИУ-ПЭТ дополнит работающую ГОЛ-ПЭТ, что обеспечит проведение опытов по воздействию потоками излучения в частотном интервале от 0,1 до 1,2 ТГц. Важно отметить, что ускоритель ЛИУ способен работать в импульсно периодическом режиме, а это расширяет возможности для использования генерируемых потоков излучения в сфере практического применения.

Второе направление исследований по генерации мощных потоков излучения развивается на основе экспериментов на установке ЭЛМИ, где изучается процесс генерации 4-х мм-излучения (75 ГГц) в релятивистском лазере на свободных электронах (МСЭ) с планарной геометрией. Для накачки колебаний в электродинамической системе такого лазера используется ленточный электронный пучок со следующими параметрами: сечение пучка - $0,4 \times 18 \text{ см}$, ток 1-3 кА, энергия электронов 0.8-1 МэВ, длительность импульса 5 - 7 нс. Важно отметить, что для достижения однододового режима генерации в таком лазере исследователи ИЯФ совместно с коллегами из ИПФ РАН (Нижний Новгород) создают новые электродинамические системы, обеспечивающие эффективный механизм положительной распределенной обратной связи, что необходимо при большом сечении генерируемого потока. Высокая эффективность обратной связи достигается за счёт использования планарных одномерных и двумерных брэгговских структур, рассеяние излучения на которых создает условие для формирования единственной моды колебаний во всём объёме электродинамической системы. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования такой электродинамической системы позволили достигнуть на установке ЭЛМИ узкополосной одночастотной (75 ГГц) генерации импульсов излучения мощностью до 40 МВт при длительности до 0.2 нс. На основе успешного экспериментального опыта и развитой теоретической базы для описания пучково-волнового взаимодействия в планарной электродинамической системе доказана возможность увеличения полной мощности такого генератора на порядки величины путем наращивания ленточного сечения по его большой координате в условиях сохранения умеренных величин плотности тока пучка и плотности энергии электромагнитных колебаний. Использование механизма двумерной и, как его развитие, трехмерной распределенной обратной связи, реализуемых на основе брэгговских структур нового типа, позволяет синхронизовать частоту и фазу колебаний во всем объеме резонатора, обладающего рекордно высокой сверхразмерностью (т.е. превышением на несколько порядков одним из поперечных размеров резонатора над длиной волны излучения). Вследствие действия такого механизма в моделировании и эксперименте достигается одночастотный однододовый режим генерации излучения.

Для развития концепции планарных МСЭ при продвижении в область более высоких частот при большой импульсной мощности потока излучения необходимо достижение высокой яркости ленточного пучка, которая должна обеспечить высокую эффективность передачи энергии от электронов пучка к накачиваемой волне. Необходимая высокая яркость пучка достигается большой величиной плотности тока электронов и предельно малой угловой расходимостью их скоростей по всему сечению пучка. В этом отношении, моделирование генерации ленточного пучка в магнитно-изолированном диоде и эксперименты по оптимизации параметров диода стали одной из важных задач при создании генераторов излучения. Реализация на ленточных пучках высокой яркости новых схем планарных генераторов мм- и субмм- излучения расширит фундаментальные представления о физике пучково-волнового взаимодействия и позволит экспериментально определить границы рабочего диапазона проектируемых систем высокой мощности. Совокупность параметров ленточных электронных пучков и разработанных электродинамических систем открывает возможность достижения мощности свыше 100 МВт в импульсах излучения субмиллиметрового диапазона, что недоступно для практической реализации на других электрофизических установках.

Генерация субмиллиметрового излучения при релаксации килоамперного РЭП в замагниченном плазменном шнуре

Конфигурация системы формирования тонкого плазменного шнура с использованием высоковольтного разряда

В системе РЭП-плазма механизм генерации ТГц-излучения основывается на эффекте конверсии верхне-гибридных плазменных колебаний в электромагнитные, и частота генерируемого потока излучения пропорциональна квадратному корню из концентрации плазмы. На работающей установке ГОЛ-ПЭТ частота генерируемого излучения локализована в области (0,2 – 0,3) ТГц, что обеспечивается плазмой с концентрацией $(0,8 - 1) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для достижения области частот 0,5 - 1,0 ТГц в генерируемом потоке излучения необходим подъём концентрации плазмы до интервала $(0,2 - 1) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом для поддержания достаточной интенсивности пучково-плазменного взаимодействия при такой концентрации плазмы необходимо пропорциональное увеличение плотности электронов инжектируемого пучка. В экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ плотность тока пучка находится на уровне 1 - 1,5 кА/см², а для перехода в область концентрации плазмы $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, этот параметр пучка необходимо поднять до величины 10 кА/см². Именно эта величина плотности тока ожидается на новой установке ЛИУ-ПЭТ, и поэтому требуется отработать в экспериментах процесс создания плазменного шнура с отмеченной выше концентрацией плазмы. Такие эксперименты

подготовлены к проведению на установке ГОЛ-ПЭТ. С этой целью в 2024 году на установке ГОЛ-ПЭТ была проведена модернизация системы создания высоковольтного плазменного разряда. Принципиальные схемы старой и новой конфигураций системы формирования плазменного разряда на установке ГОЛ-ПЭТ приведены на рис. 1.

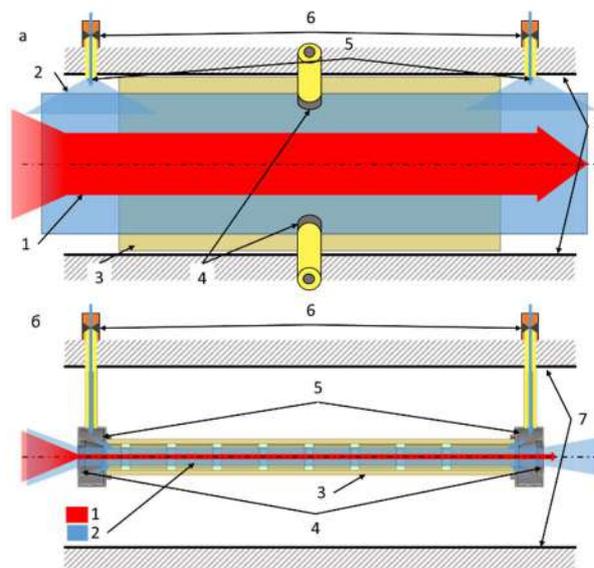


Рисунок 1. Принципиальная схема первоначальной (а) и модернизированной (б) систем формирования плазменного разряда. 1 – сечение области, занятой проходящим РЭП; 2 – сечение области, заполняемой газом/плазмой; 3 – кварцевая трубка; 4 – высоковольтные электроды для инициации пробоя в газе; 5 – сопла для подачи газа в камеру; 6 – импульсные клапаны подачи газа; 7 – стальная вакуумная камера.

В начале отметим общие особенности используемого подхода к формированию плазмы методом высоковольтного пробоя. Первоначально, в результате быстрого открывания импульсных клапанов (6) внутрь вакуумной камеры (7) осуществляется напуск рабочего газа, в данном случае водорода (H_2). Затем на специальные электроды (4), смонтированные внутри камеры, осуществляется подача импульса высоковольтного напряжения. В результате чего инициируется развитие пробоя через газовый промежуток. Тем самым формируется предварительная плазма, удерживаемая магнитным полем соленоида. Далее отметим изменения, внесенные в конфигурацию системы плазменного разряда при ее модификации. В первоначальном варианте (см. 2 на рисунке 1(а)) напуск газа осуществлялся непосредственно в вакуумный объем установки, при этом диаметр сечения газового облака составлял 100 мм. Для увеличения предельной концентрации плазмы без увеличения общего расхода газа было принято решение ограничить область распространения водорода внутри вакуумной камеры. Для чего использовалась кварцевая трубка значительно меньшего диаметра (см. 3 на рисунке 1 (б)). Причем напуск газа в новом варианте осуществляется через специальные ак-

сиально-симметричные кольцевые сопла (см. 5 на рисунке 1 (б)). Сопла монтируются на обоих торцах кварцевой трубки и должны обеспечивать ее равномерное заполнение газом с требуемой концентрацией при малом вытекании газа за пределы трубки. Количество газа, поступающее в сопла, как и до этого, регулируется при помощи режима работы импульсных клапанов (6). Сопла осуществляют напуск газа непосредственно в полость кварцевой трубки, создавая два газовых потока, распространяющихся навстречу друг другу вдоль её оси. В этом случае достигаемая величина концентрации электронов в плазменном шнуре при пропускании сильноточного РЭП задаётся концентрацией напускаемого нейтрального газа, а степень ионизации газа в предварительной плазме (в плазменном шнуре до инъекции РЭП) определяется величиной разрядного тока.

В связи с изменением способа инъекции газа и необходимостью ограничить распространение плазменного разряда в продольном направлении была изменена конфигурация разрядных электродов. В первоначальном варианте два полукольца высоковольтного электрода располагались диаметрально противоположно в центральном сечении кварцевой трубки (см. 4 на рисунке 1 (а)), и ток разряда протекал от них в противоположные стороны трубки на заземлённые стенки вакуумной камеры. Кварцевая трубка обеспечивала изоляцию электродов-полуколец по высокому напряжению от стенок вакуумной камеры и гарантировала развитие высоковольтного разряда именно в продольном направлении за счёт индукции магнитного поля 4 Тл. Стоит отметить, что на оба полукольца прикладывалось высокое напряжение одинаковой полярности и разряд развивался от электродов к стенкам вакуумной камеры далеко за пределами кварцевой трубки.

В новой конфигурации разрядный промежуток внутри кварцевой трубки формируется кольцевыми электродами, установленными на противоположных концах кварцевой трубки непосредственно в соплах, через которые в неё инжектируются потоки газа (см. 4 на рисунке 1 (б)). При таком расположении электродов для реализации сильноточного разряда внутри кварцевой трубки высоковольтный импульс напряжения прикладывается к одному из кольцевых электродов, а второй остаётся заземлённым. Импульс высокого напряжения величиной до 25 кВ подаётся от конденсаторной батареи ёмкостью 2 мкФ в результате срабатывания управляемого разрядника. Описанная новая схема создания протяженного плазменного шнура на установке ГОЛ-ПЭТ уже используется в экспериментах по генерации ТГц-излучения. Эта система положена в основу аналогичной системы для установки ЛИУ-ПЭТ. Уже завершена разработка конструкторской документации, которая передаётся в производство.

Результаты экспериментов по созданию протяженного плазменного шнура на установке ГОЛ-ПЭТ

Для проведения запланированных на установке ГОЛ-ПЭТ экспериментов по генерации ТГц-излучения в пучково-плазменной системе требовалось создать

плазменный шнур диаметром 30–40 мм, протяженностью около 500 мм и концентрацией электронов до уровня $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для достижения этих параметров плазменного шнура работа проводилась в несколько этапов. На первом этапе проведения экспериментов были осуществлены измерения динамики поступления нейтрального газа (водород) в вакуумную полость кварцевой трубки в условиях его инъекции через специальные сопла. Схема этих экспериментов по инъекции водорода приведена на рисунке 2.

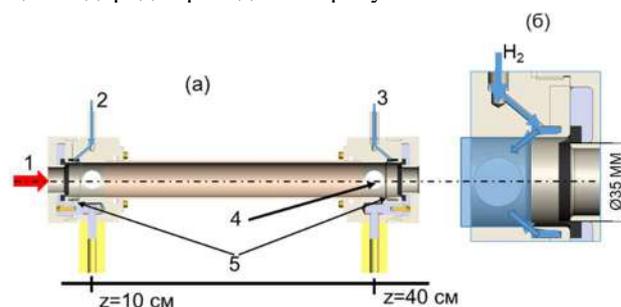


Рисунок 2. Схема измерений динамики поступления газа в протяжённую кварцевую трубку на установке ГОЛ-ПЭТ (а); увеличенная схема поступления газа через сопло в полость кварцевой трубки (б). 1 – направление инъекции РЭП; 2 – клапан, обеспечивающий напуск газа вблизи сечения $z=10$ см; 3 – клапан, обеспечивающий напуск газа вблизи сечения $z=40$ см; 4 – место расположения лампы ПМИ 10-2; 5 – кольцевые сопла для подачи газа.

Для напуска водорода используются импульсные электромагнитные клапаны фирмы Festo (2, 3). На входе клапанов в текущей и последующих сериях экспериментов поддерживалось давление равное 2 атм. Режим подачи газа определяется временной динамикой работы клапанов. Путём управляемой подачи напряжения на электромагнит клапана регулировались момент времени его открывания и длительность открытого состояния для напуска водорода.

Следует сразу отметить, что для предотвращения влияния магнитного поля, величина которого достигает 4 Тл, сами импульсные клапаны располагались на расстоянии 50 см от оси вакуумной камеры, где создаётся плазменный шнур. Определение характерных времен распространения водорода по кварцевой трубке осуществлялась путём регистрации давления в окрестности измерительной лампы ПМИ-10 (4). Лампа находилась вблизи одного из торцов кварцевой трубки в сечении, соответствующем расстоянию 40 см от точки инъекции РЭП. В ходе экспериментов измерения проводились в трех различных вариантах работы клапанов: импульсный напуск водорода только через клапан, пространственно удалённый от регистрирующей лампы (2), напуск водорода только через ближний к лампе клапан (3) и, наконец, напуск водорода одновременно через оба клапана. Результаты регистрации изменений давления в вакуумной камере в области размещения измерительной лампы представлены на ри-

сунке 3. Необходимый уровень откачки газов из камеры обеспечивается турбомолекулярными насосами с суммарной производительностью четыре тысячи литров в секунду.

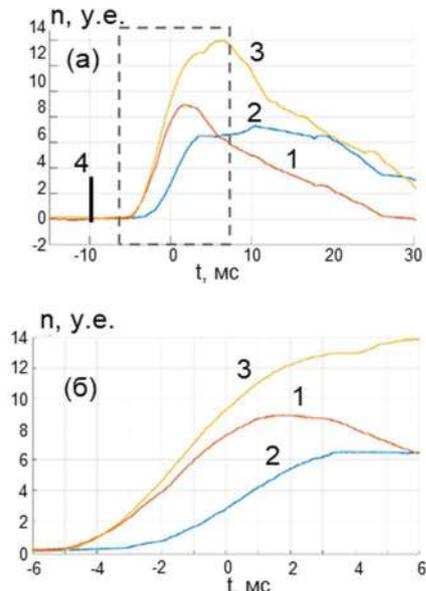


Рисунок 3. Результаты регистрации изменений давления в вакуумной камере. Динамика поступления водорода, представленная на двух интервалах времени: от 10 до 30 мс (а) и от -6 до 6 мс (б). 1 – напуск через ближний к лампе клапан ($z=40$ см); 2 – напуск через дальний от лампы клапан ($z=10$ см); 3 – напуск через оба клапана. 4 – момент начала открывания клапанов

Из представленных на рисунке диаграмм видно, что из-за большой длины (50 см) трубок, подводящих газ от клапанов до щелевых сопел, запаздывание в инжекции газа через них по отношению к моменту открывания клапанов составляет около 5 мс. При этом, из временной динамики сигналов 1 и 2 (см. на рисунке 3 (а, б)) можно определить, что при данной геометрии и параметрах системы подачи водорода к щелевым соплам время прохождения волны давления от одного конца кварцевой разрядной трубки до другого имеет величину около 2 мс.

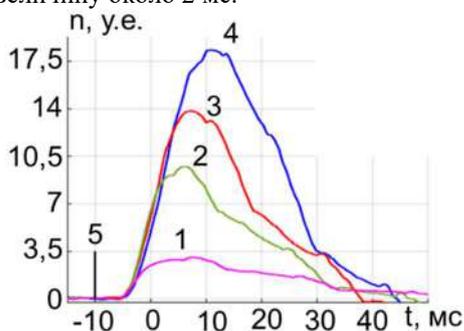


Рисунок 4. Динамика поступления водорода через оба клапана при различной длительности напуска. 1 – 1,5 мс; 2 – 2,5 мс; 3 – 5 мс; 4 – 10 мс; 5 – момент начала открывания клапанов.

После отработки системы импульсного напуска газа были начаты эксперименты по формированию

протяженного плазменного шнура с использованием новой системы на установке ГОЛ-ПЭТ. При проведении первых серий экспериментов в качестве электродов использовались графитовые кольца с острой кромкой для лучшей эмиссии электронов. Впоследствии, с целью уменьшения распыления графита в кварцевой трубке была произведена замена электродов на аналогичные, но изготовленные из нержавеющей стали.

В ходе экспериментов высокое напряжение прикладывалось к электроду, расположенному вблизи координаты $z=40$ см. Второй электрод, установленный на противоположном конце трубки вблизи координаты $z=10$ см, находился под нулевым потенциалом. Подаваемый в этих экспериментах импульс напряжения имел величину 24 кВ. Следует отметить, что высоковольтная система допускает варьирование амплитуды импульса в пределах 16-28 кВ. На текущем этапе проведения экспериментов измерения характеристик создаваемого плазменного разряда осуществлялись только с использованием поясов Роговского и быстрой ПЗС-камеры модели SDU-205с. Схема расположения поясов и характерные осциллограммы тока, регистрируемые в эксперименте, приведены на рисунке 5.

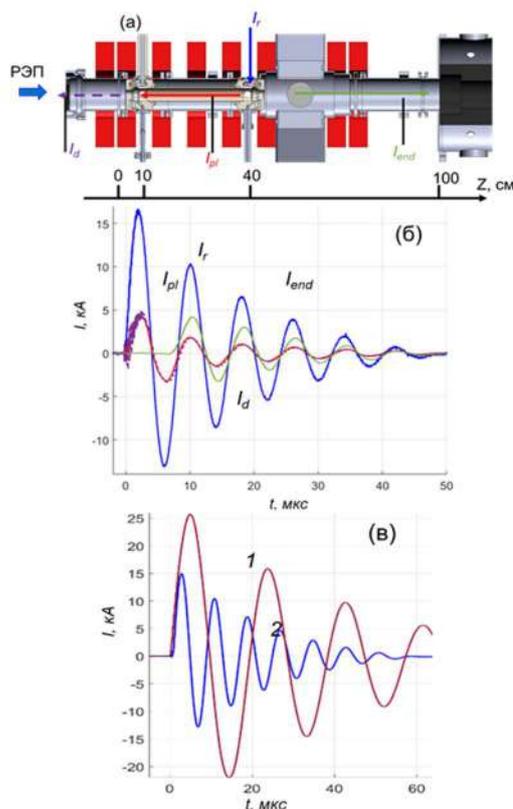


Рисунок 5. Схема расположения поясов для измерения токов плазменного разряда (а). Осциллограммы токов плазменного разряда в выстреле #16176 (б). Сопоставление импульсов тока от конденсаторной батареи (в) в старой (1) и новой (2) системах формирования плазмы.

В эксперименте максимальная амплитуда тока от конденсаторной батареи при напряжении зарядки 24 кВ составила 16 кА. В данных условиях удалось

обеспечить развитие пробоя в предварительно напущенном облаке водорода. Тем не менее, амплитуда тока, протекающего через кварцевую трубку, как правило, не превышала 5 кА. Причем этот ток продолжался и за пределами трубки, вплоть до диафрагмы в системе сжатия сечения РЭП. Об этом свидетельствует совпадение сигналов с поясов, измеряющих ток плазмы (I_{pl}) и ток на входе соленоида (I_d). Кроме того, часть тока распространяется от потенциального электрода в сторону выходного коллектора пучка (I_{end}). Величина этого тока составляет 2-3,5 кА. Оставшийся ток, по-видимому, замыкается на стенку вакуумной камеры вблизи потенциального электрода. Тем не менее, величина тока 5 кА, ограниченная диаметром разрядных электродов 30 мм позволяет достичь плотности тока около $0,7 \text{ кА/см}^2$, и это уже превышает плотность тока, достигнутую в предыдущем варианте системы формирования плазменного разряда. Стоит также отметить уменьшение индуктивности новой системы формирования импульса высокого напряжения, благодаря чему удалось уменьшить период колебаний тока с 20 до 8 мкс.

Таким образом, в эксперименте с использованием новой системы формирования плазмы создан протяженный плазменный шнур диаметром 30 см с параметрами, приемлемыми для инжекции в него пучка релятивистских электронов с целью проведения экспериментов по генерации излучения в ТГц диапазоне частот.

Результаты по генерации излучения в тонком плазменном шнуре на установке ГОЛ-ПЭТ

Как отмечалось во введении, одна из целей в текущем плане работ заключается в продвижении основной частоты генерируемого излучения в более высокочастотную область. Однако для поддержания высокого уровня мощности в потоке излучения при поднятии частоты за счёт подъёма плотности плазмы необходимо обеспечить одновременное увеличение и плотности тока в инжектируемом РЭП. Один из способов достижения требуемого уровня плотности тока пучка заключается в сжатии его сечения магнитным полем при транспортировке. Работы по увеличению плотности тока пучка применительно к его инжекции в плазму для генерации ТГц-излучения продолжают на установке ГОЛ-ПЭТ. В последние годы путем оптимизации конфигурации магнитного поля в диоде ускорителя У-2 и соленоида плазменной секции было достигнуто увеличение тока до $1,5\text{--}2 \text{ кА/см}^2$ в пучке диаметром 30 мм. Подобное увеличение плотности тока РЭП показало свою эффективность в экспериментах по генерации излучения в плазменном столбе (диаметр 10 см). В предстоящих экспериментах требуется осуществить сжатие сечения РЭП до диаметра 20 мм, чтобы достигнуть плотности тока 2-3 кА/см^2 . Решение этой задачи будет осуществляться через уменьшение площади эмиссионной поверхности катода в ускорителе У-2 и дальнейшей оптимизацией конфигурации ведущего для электронов пучка магнитного поля.

В текущей конфигурации магнитного поля уже были проведены первые серии экспериментов по генерации излучения при инжекции РЭП диаметром 20 мм в тонкий плазменный шнур. В этих экспериментах для генерации РЭП использовался катод размерами эмитирующей поверхности $350 \times 56 \text{ мм}$, который располагался в магнитном поле 0,2 Тл. Для инжекции в плазму сечение генерируемого пучка трансформировалось в круглое и сжималось при его движении в ведущем магнитном поле, индукция которого повышалась до 4 Тл. Перед входом в плазменный шнур диаметр пучка дополнительно ограничивался графитовой диафрагмой до диаметра 2,0 см. В ходе проведения экспериментов варьировались условия формирования плазменного разряда. Результаты этих экспериментов для двух вариантов напуска водорода в камеру приведены на рисунке 6. В первом варианте (см. (а), (в) и (д)) длительность напуска составляла 4 мс, а во втором (см. (б), (г) и (е)) - 5 мс.

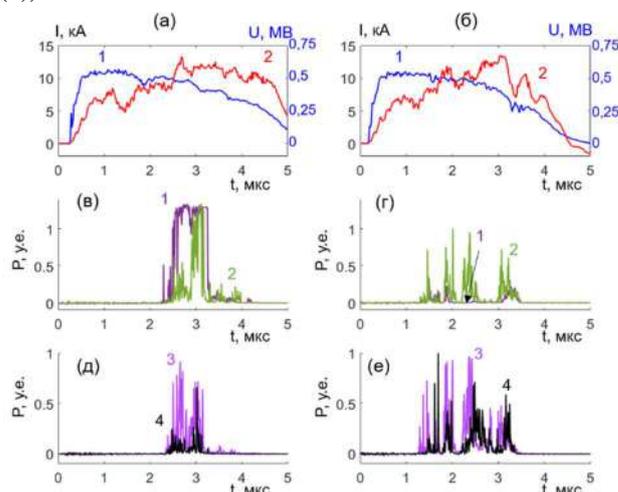


Рисунок 6. Осциллограммы сигналов в эксперименте по генерации ТГц-излучения. Сигналы напряжения (1) на диоде и тока (2) пучка на выходе системы сжатия РЭП (а, б). Сигналы с каналов полихроматора (в-е): 1 – $f = 0,1 \text{ ТГц}$; 2 – $f = 0,15 \text{ ТГц}$; 3 – $f = 0,2 \text{ ТГц}$; 4 – $f = 0,25 \text{ ТГц}$.

Как видно из представленных осциллограмм, в эксперименте созданы достаточно благоприятные условия для начала генерации излучения. Более того, увеличение концентрации водорода, достигаемое в результате более длительного напуска, приводит к смещению основной частоты генерации из области 0,1-0,15 ТГц в область 0,2-0,25 ТГц, что соответствует ожидаемому подрастанию концентрации электронов плазмы. Следует отметить, что в этих экспериментах пиковая мощность в потоке излучения не достигает уровня 10 МВт, что связано с относительно невысокой ($0,8\text{--}1,2 \text{ кА/см}^2$) плотностью тока пучка. Запланированные изменения в геометрии диодного промежутка в ускорителе У-2 и повышение напряжения на катод-анодном зазоре должны обеспечить повышение плотности тока пучка в плазменном шнуре, что, соответственно, повысит мощность в потоке терагерцового излучения.

Заключение

В результате работ по данной части плана НИР в ходе этапа 2024 г. были продолжены исследования генерации субмиллиметрового излучения в пучково-плазменной системе. В ходе работ была завершена проработка проекта установки ЛИУ-ПЭТ и по результатам проекта подготовлен комплект конструкторской документации на плазменную секцию установки. Начато изготовление основных составляющих этой секции на экспериментальном производстве ИЯФ СО РАН. На установке ГОЛ-ПЭТ были продолжены работы по двум заложенным в плане направлениям. Это апробация основных инженерно-физических решений, заложенных в проект ЛИУ-ПЭТ, и продвижение по частоте генерируемого излучения в более высокочастотную область. Проведён комплекс инженерно-физических работ, по результатам которых изготовлена и смонтирована на установке ГОЛ-ПЭТ новая система создания плазмы. Данная система предназначена для формирования тонкого, протяженного плазменного шнура с высоким уровнем концентрации плазмы. Проведены первые эксперименты по формированию плазмы, в которых достигнуто сокращение времени нарастания тока в первой полуволне колебаний плазменного тока с 5-ти до 2-х микросекунд, что обеспечило основу для разработки технического решения по созданию шнура предварительной плазмы на установке ЛИУ-ПЭТ. В экспериментах на установке ГОЛ-ПЭТ продемонстрированы условия, при которых спектр генерируемого потока излучения смещается из частотного интервала 0,1-0,15 в интервал 0,2-0,25 ТГц. Для дальнейшего продвижения по частоте и увеличения мощности в потоке излучения требуется дальнейшая доработка диодного узла ускорителя и более тонкая оптимизация магнито-оптической системы ускорителя. Использование пучка электронов, поступающего из ускорителя ЛИУ, послужит основой проекта генератора ЛИУ-ПЭТ, позволит достичь плотности тока масштаба 10 кА/см^2 и, тем самым, обеспечит возможность генерации излучения на частотах в области до 1 ТГц и выше.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ МАГНИТНО-ИЗОЛИРОВАННОГО ДИОДА ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В ПЛАНАРНОМ МСЭ НА УСТАНОВКЕ «ЭЛМИ»

Анализ основных источников углового разброса электронов в ленточном магнитно-изолированном диоде и транспортном канале

Целью проведенного нами научного исследования в 2024 г. было осуществление разработки нового оптимизированного диода ленточной геометрии для формирования пучка с большой плотностью тока и малой величиной углового разброса электронных скоростей, использование которого позволит поднять мощность генерируемых с помощью такого пучка потоков мм- и субмм- излучения. План разработки нового диода включал в себя анализ основных источников углового разброса, компьютерное моделирование процесса генерации пучка в ленточном диоде и на основе полученных результатов создание конструкторского решения, приемлемого для выполнения в мастерских ИЯФ.

Одним из основных факторов, ограничивающих эффективность электронно-волнового взаимодействия в различных схемах генерации излучения, которые основаны на синхронизме волны с электронами пучка, является разброс по продольным скоростям электронов пучка. На величину этого разброса влияют два фактора: разброс по энергиям и угловой разброс скоростей электронов.

Первый из них в случае использования электронных диодов с квазистационарным электрическим полем, определяется практически только регулярным изменением энергии электронов пучка по его сечению, так называемым провисанием потенциала, создаваемым электрическим полем собственного объемного заряда пучка. В случае применения ленточного РЭП, генерируемого в магнитно-изолированном диоде и транспортируемого в сильном магнитном поле в непосредственной близости от проводящих стенок щелевого транспортного канала, влиянием провисания потенциала на разброс по продольным скоростям электронов практически можно пренебречь. Такой щелевой тип геометрии канала очень удобен для реализации электродинамических систем различных планарных генераторов излучения, таких как черенковский генератор, МСЭ, убитрон и тому подобные устройства. Вторым и определяющим фактором в нашем случае является угловой разброс скоростей электронов. В условиях проведения экспериментов на установке «ЭЛМИ», когда электронный пучок генерируется и транспортируется в присутствии ведущего магнитного поля, величина этого углового разброса электронов пучка в области его взаимодействия с волной определяется следующими основными эффектами. Во-первых, в результате наличия неколлинеарности электрического и магнитного полей вблизи поверхности взрывоэмиссионного катода происходит перекачка части

импульса, приобретаемого электроном при ускорении в диоде до момента его замагничивания, в поперечный по отношению к направлению внешнего магнитного поля импульс электрона. Во-вторых, резкое изменение поперечного электрического поля в области анодной щели (так называемый эффект анодной линзы) обуславливает появление дополнительного слагаемого в поперечном импульсе электрона. И третьим фактором является неадиабатичность изменения ведущего магнитного поля по отношению к циклотронному вращению электронов в этом поле при движении пучка от катода через анодную щель до области однородного магнитного поля в канале транспортировки. Вклады этих трех факторов в поперечный импульс электронов суммируются векторным образом с учетом фаз циклотронного вращения электронов пучка и могут как усиливать, так и ослаблять друг друга. Необходимо отметить, что при движении электронов в щелевом транспортном канале далеко от его входного конца, где ведущее магнитное поле практически однородно, а собственные поля пучка изменяются на очень больших продольных масштабах, вектор поперечного импульса электронов по отношению к направлению внешнего ведущего магнитного поля состоит из двух составляющих, различным образом зависящих от времени. Первая из них практически не зависит от времени и определяется дрейфовым движением в скрещенных электрическом и магнитном полях пучка, а также смещением электронов собственным магнитным полем пучка от силовой линии ведущего магнитного поля. Вторая часть вектора поперечного импульса вращается во времени с циклотронной частотой по мере движения электрона в канале и характеризует угловую расходимость скоростей электронов.

Моделирование генерации электронного пучка в трехмерной геометрии диода и транспортного канала

Несмотря на существующие в литературе аналитические выражения для оценки угловой расходимости электронного пучка в случае простых геометрических форм катода и анодной щели в двумерной геометрии, сложность реальной трехмерной геометрии ленточного магнитно-изолированного диода, используемого на ускорителе У-3, а также близость характерных масштабов изменения электрических и магнитных полей в диоде к величине шага ларморовской спирали электронов не оставляют выбора на пути оптимизации геометрии диода и магнитной конфигурации, кроме как проведения 3D моделирования процессов формирования пучка в диоде и его транспортировки из диода в область однородного магнитного поля в щелевом канале, где он взаимодействует с волной. По этой причине в течение 2024 г. с помощью пакета CST Studio Suite нами были проведены компьютерные расчеты по оптимизации как геометрии диода, так и конфигурации ведущего магнитного поля на всем протяжении траектории электронов пучка от катода до коллектора с целью выявления и минимизации воздействия основных факторов, увеличивающих угловой разброс электронов

пучка. К сожалению, в этом пакете не предусмотрено использование достаточно точной модели, описывающей движение электронов в прикатодном слое с наклонным магнитным полем, как это было сделано нами для двумерной задачи с применением пакета POISSON-2. По-видимому, в коде CST пренебрежено влиянием внешнего магнитного поля и собственного поля пучка на формирование распределения потенциала в этом слое вблизи катода. По этой причине величины питч-углов электронов пучка, приобретенные в этом слое за счет неколлинеарности электрических и магнитных полей, представляются нам завышенными. Пример расчетной трехмерной геометрии диода и транспортного канала, внутри которых моделировалось движение электронов пучка, представлен на рисунке 1. В проведенном расчете для представленной геометрии диода и канала полный ток пучка в диоде составил около 6 кА, при этом в щелевой канал прошла только центральная часть сечения пучка с размерами 4×170 мм с током около 2 кА, обладающая наименьшими питч-углами. В этой модели напряжение на катоде составило 0,7 МВ. Выбранная нами конфигурация внешнего магнитного поля обеспечивала плавное нарастание его индукции от 0,25 Тл вблизи эмитирующей поверхности катода до 1,0 Тл в области однородного магнитного поля в щелевом канале. Необходимо отметить, что в использованной нами модели не предусматривалось движение эмиссионной границы катода вследствие возникновения плазмы на нем, поэтому полученные в расчетах параметры пучка соответствуют только начальному участку длительности импульса пучка. Полученное в расчете распределение плотности тока пучка по координате Y вдоль наибольшего размера ленточного сечения пучка представлено на рисунке 2.

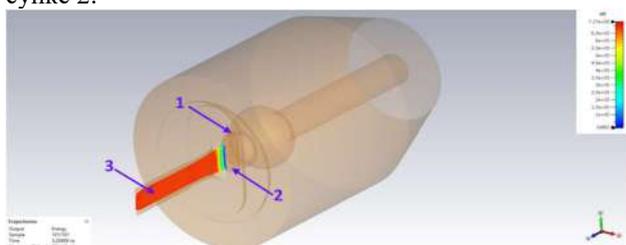


Рисунок 1. Трехмерная модель магнитно-изолированного диода и щелевого транспортного канала, использованная в моделировании с помощью пакета CST Studio Suite. Цифрами на рисунке указаны: 1 – катод, 2 – анодная плоскость, 3 – токовые трубки ленточного электронного пучка.

В результате анализа данных, полученных в моделировании процесса формирования пучка с помощью пакета CST, было обнаружено, что аналогично результатам аналитического рассмотрения основными источниками угловой расходимости электронов пучка в магнитно-изолированном диоде ускорителя У-3 являются: форма закругления края анодной щели и перехода ее в щелевой канал, а также пространственный масштаб

нарастания магнитного поля от катода до участка с однородным внешним магнитным полем в щелевом канале.

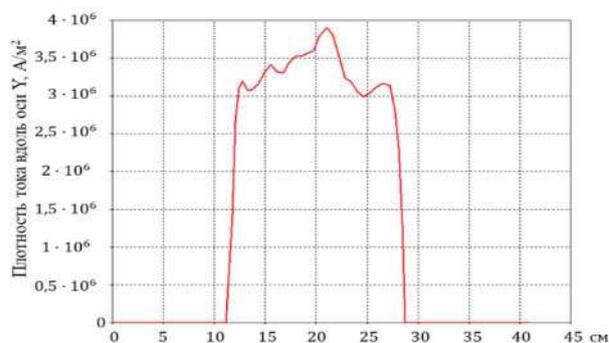


Рисунок 2. Плотность тока в однородной части транспортного канала, полученная в расчетах.

За счет оптимизации влияния этих факторов в расчетах удалось минимизировать величину среднего по сечению углового разброса электронов ленточного пучка с током 2 кА и энергией электронов 0,7 - 1,0 МэВ внутри электродинамической системы генератора до значения $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \approx 0,05$ рад при величине ведущего магнитного поля в транспортном канале 1 Тл. Пример распределения питч-углов электронов пучка по координате Y в щелевом канале установки «ЭЛМИ», полученный в моделировании после оптимизации геометрии диода и конфигурации магнитного поля установки, представлен на рисунке 3 предыдущего раздела. Как видно из этого рисунка, наименьшими значениями угловой расходимости обладают электроны в центральной части сечения пучка размером 10 см вдоль оси Y , которые эмитированы однородной цилиндрической частью поверхности катода длиной 12-13 см. Что касается электронов вблизи краев пучка с координатами $|Y| > 5$ см (см. рисунок 3), то они, во-первых, эмитированы частями катода, имеющими кривизну по обоим поперечным направлениям, во-вторых, они проходят вблизи края анодной щели, также обладающей кривизной по двум поперечным направлениям и, в-третьих, силовые линии магнитного поля в этой области также изогнуты в этих же направлениях. По этой причине возмущения электрических и магнитных полей на траекториях этих электронов должны быть существенно более выражены, что находит отражение в большой величине их угловой расходимости.

Следует отметить, что в процессе модификации диода и канала наиболее существенно была изменена форма анодной щели так, чтобы обеспечить плавное нарастание электрического поля на входе в анодную щель с учетом собственного поля пучка. Для этого радиус кривизны края поверхности анодной щели был сделан максимальным возможным в условиях геометрии диода ускорителя У-3. Среднее расстояние между анодом и катодом было уменьшено в $1,2 \div 1,3$ раза для повышения средней плотности тока эмиссии. Также были устранены неоднородности геометрии на стенках канала транспортировки, возникшие при предыдущем

проектировании области стыковки канала и поверхности анодной щели. Кроме этого, проводилась корректировка координат токоведущих шин, формирующих магнитное поле в диодной области и транспортном канале с целью достижения наиболее плавного нарастания поля при движении из диодного зазора в канал транспортировки.

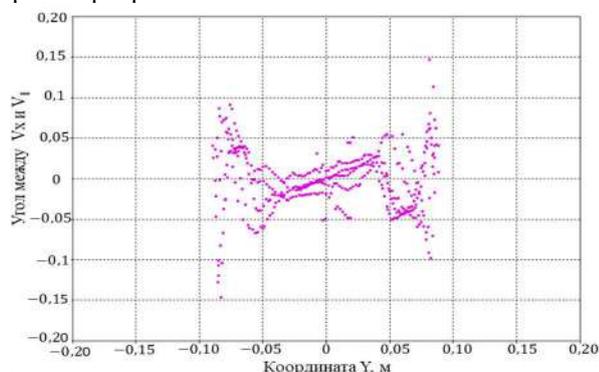


Рисунок 3. Распределение электронов пучка по питч-углам в однородной части транспортного канала, полученное в моделировании после оптимизации геометрии диода и конфигурации магнитного поля установки. V_x и V_{\parallel} -компоненты скорости электрона вдоль оси X и направления вектора суммарного магнитного поля, включающего внешнее поле и поле пучка.

Конструкторская проработка новой геометрии диода

На рисунке 4 представлена трехмерная модель конструкции диода и канала ускорителя У-3, разработанная в программе SolidWorks.

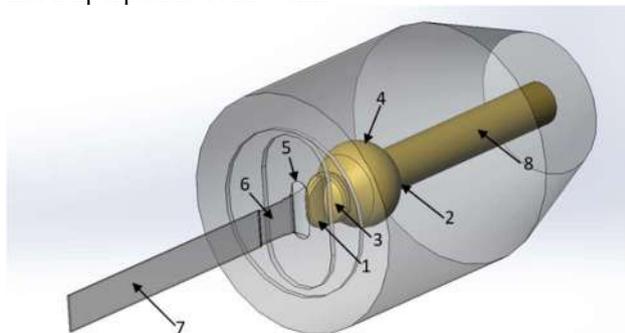


Рисунок 4. Трехмерная модель конструкции диода и транспортного канала установки «ЭЛМИ». 1 – катод, 2 – катододержатель, 3- графитовый полудиск, закрывающий систему крепления катода, 4 - сферический экран катододержателя, 5-анодная щель, 6- графитовый формирователь пучка, 7 –щелевой канал, расположенный внутри вакуумного канала с соленоидальной намоткой, 8- высоковольтный проходной изолятор из области газового разрядника в диодную вакуумную камеру.

Она состоит из 7 конструктивных частей. Первая из них – катод (1) из графитового волокнистого материала с формой эмитирующей поверхности, подобранной с помощью 3D компьютерных расчетов в программе CST для обеспечения близкого к равномерному

распределению плотности тока ленточного пучка в области входа пучка в анодную щель и далее в самом щелевом канале. Этот катод для обеспечения хорошего контакта с катододержателем (2) зажимается двумя пластинами из нержавеющей стали, смонтированными на катододержателе и закрытыми снаружи двумя половинками графитового диска со сглаженными по радиусу краями. Сам катододержатель представляет собой цилиндр круглого сечения из нержавеющей стали, на одном торце которого смонтирована система крепления катода и двух графитовых полудисков (3). Крепление этого цилиндра позволяет поворачивать его по углу, а также выдвигать из сферического экрана (4) на произвольное расстояние, изменяя тем самым катод-анодное расстояние. Анодная щель (5) вырезана в плоском графитовом диске в виде овала с цилиндрическими и коническим закруглениями края анодной щели. Края этой щели плавно переходят в графитовый формирователь пучка (6), установленный во входной части транспортного канала. В этом формирователе за счет плавного сведения его плоских боковых стенок вдоль направления пучка производится обрезка периферийной части сечения пучка, в которой содержатся электроны с большими питч-углами. После формирователя электронный пучок с сечением 4×170 мм транспортируется в условиях однородного магнитного поля внутри щелевого канала (7) с медными стенками длиной 1500 мм и сечением $9,5 \times 176$ мм. На выходе из канала магнитное поле постепенно ослабляется, и пучок с существенно уменьшенной плотностью тока сбрасывается на поверхность графитового коллектора, наклоненную под углом 45 градусов к направлению движения пучка. Эта поверхность коллектора служит одновременно зеркалом, перенаправляющим поток мм- или субмм- излучения, генерируемый пучком в щелевом канале, где установлена планарная электродинамическая система, в направлении диэлектрического окна для вывода этого потока в атмосферу.

Заключение

1. В результате аналитического рассмотрения основных факторов, влияющих на угловой разброс электронов ленточного пучка, поступающего в щелевой канал от ленточного магнитно-изолированного диода с характерным уровнем погонного тока 0,3-0,5 кА/см, выработаны рекомендации для выбора геометрии этого диода, а также конфигурации ведущего магнитного поля в диоде и транспортном канале, которые обеспечивают получение в моделировании малой ($\sim 0,05$ рад) величины угловой расходимости пучка, распространяющегося в щелевом канале применительно к возможности резонансной накачки электромагнитной волны.
2. В рамках 3D моделирования формирования электронного пучка в магнитно-изолированном диоде и его транспортировки в щелевом канале с однородным магнитным полем выбрана и оптимизирована геометрия этого диода с целью получения пучка с минимально возможной угловой расходимостью. В моделировании получен пучок со следующими параметрами: погонный ток – 0,3 кА/см, плотность тока - до $0,8$ кА/см², угловая расходимость электронов – 0,05 рад.
3. Осуществлена конструкторская проработка оптимизированной геометрии диода.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ

In situ исследование воздействия термических ударов на материалы, перспективные для покрытия первой стенки термоядерных реакторов. Покрытия из карбида бора, нанесенные на вольфрам.

Исследования взаимодействия плазмы с поверхностью ведутся в ИЯФ СО РАН на базе комплекса БЕТА. Основное внимание уделяется изучению теплового воздействия на материалы, которое ожидается в термоядерных установках.

Одной из ключевых задач при проектировании будущих термоядерных реакторов является выбор материалов, контактирующих с плазмой. Существует несколько подходов к решению этой проблемы, однако использование высокотемпературной керамики в качестве защитного покрытия для таких компонентов остается малоизученным направлением.

В 2022 году был разработан экспериментальный стенд, на котором моделируются термические удары по поверхности образцов с помощью импульсного лазера. Термические удары соответствуют импульсному нагреву, возникающему в ходе протекания переходных процессов в ходе удержания плазмы в токамаке. К таким процессам относятся ЭЛМы (ELM – Edge Localized Mode, неустойчивости, локализованные на краю плазмы), а также срывы плазмы. Длительности и плотности мощности нагрева, воспроизводимые на описываемом экспериментальном стенде: поверхностная плотность мощности нагрева $W_s \sim 1 - 10 \text{ ГВт/м}^2$, длительность $t_h \approx 0.1 - 1 \text{ мс}$. Стенд оснащен *in situ* диагностическими системами, позволяющими измерять температуру облучаемой поверхности, отслеживать динамику эрозии и регистрировать мощность нагрева. Первые результаты испытаний горячепрессованного карбида бора были опубликованы в работе [D.E. Cherempanov et al., Nucl. Mater. and Energy, v. 36 (2023), 101495].

То, в каком виде обращенный к плазме материал должен быть применен в термоядерном реакторе (в виде моноблока или тонкого покрытия) также имеет большое значение. Карбид бора в силу хрупкости и большого сечения захвата нейтронов входящими в состав керамики атомами бора наиболее разумно применять в виде покрытия.

Наиболее часто выбираемым на роль обращенного к плазме материала современных термоядерных установок является вольфрам. Основной проблемой данного металла является высокое зарядовое число. Попадание вольфрама в вакуумную камеру установки приводит к его частичной ионизации, сопровождающейся большими потерями на излучение и охлаждением плазмы. Это затрудняет достижение необходимых для протекания термоядерной реакции парамет-

ров. Нанесение на вольфрам термостойкого покрытия с низким зарядовым числом поможет решить данную проблему. Одним из кандидатов на роль покрытия является карбид бора.

Первые эксперименты с покрытием из карбида бора, нанесенным на вольфрам, показали перспективность продолжения исследований вопроса о применении таких покрытий в термоядерных реакторах [D.E. Cherempanov et al., Phys. At. Nucl., v. 87 (2024), S99]. В данной работе покрытия, нанесенные методами детонационного напыления, атмосферного плазменного напыления и электронно-лучевого синтеза, облучались однократными лазерными импульсами на стенде, описанном выше. Наилучшие результаты показали покрытия, нанесенные методами детонационного и атмосферного плазменного напыления.

В ходе работы, например, токамака ИТЭР ожидается порядка 10^7 ЭЛМ и до 1 срыва плазмы на каждые 20 выстрелов. Поэтому, для наиболее полного понимания устойчивости материала импульсному тепловому воздействию, требуется воспроизведение достаточно большого числа импульсов. С целью проведения таких экспериментов лазерный стенд комплекса БЕТА был доработан: добавлен новый лазерный источник, позволяющий генерировать излучение с длиной волны 1.07 мкм непрерывно или импульсами длительностью не менее 1 мс. Принципиальная схема стенда показана на Рисунке 1.

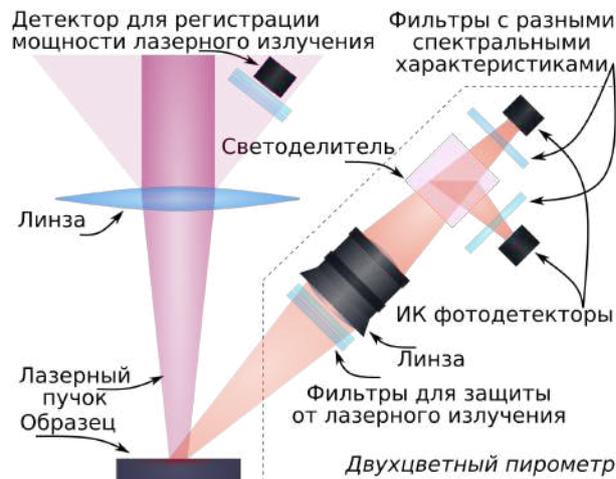


Рисунок 1. Принципиальная схема экспериментального стенда с диагностическими системами.

Пространственное распределение поверхностной плотности мощности нагрева W_s показано на Рисунке 2. Пунктирными линиями на Рисунке 2 обозначена область, где проводились измерения динамики температуры с помощью двухцветного пирометра. Пример динамики W_s для импульса длительностью 1 мс показан на Рисунке 3.

Для проведения экспериментов по многократному облучению поверхности вольфрама с керамическим покрытием были выбраны образцы с покрытием из карбида бора, нанесенным методом детонационного напыления. Результаты металлографии показаны на

Рисунке 4. В ходе нанесения было создано покрытие толщиной 20 – 50 мкм плотностью 2.52 г/см³ и пористостью не более 1% на вольфрамовой пластине с размерами 25x25x2 мм³, припаянной к медной подложке с размерами 25x25x2 мм³.

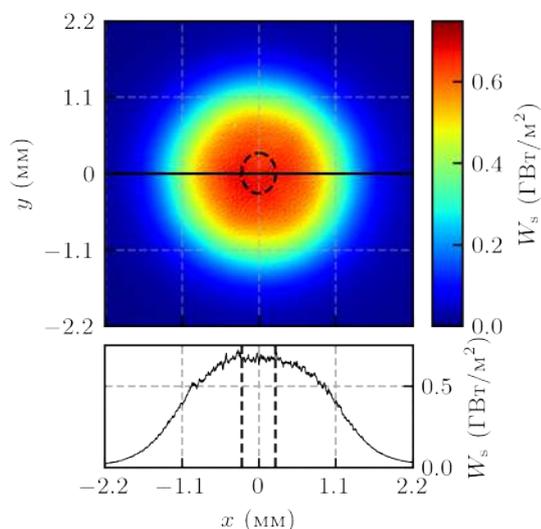


Рисунок 2. Пространственный профиль лазерного нагрева. Пунктирными линиями обозначена область, где проводились измерения динамики температуры.

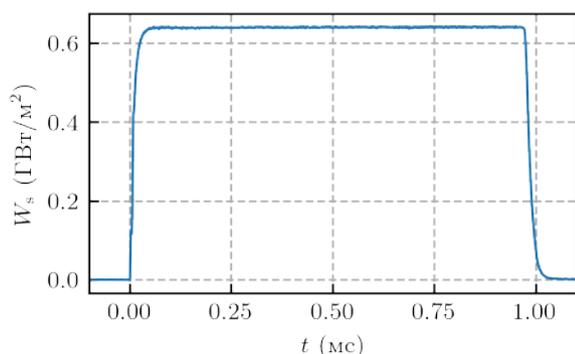


Рисунок 3. Зависимость поверхностной плотности мощности нагрева W_s от времени t .

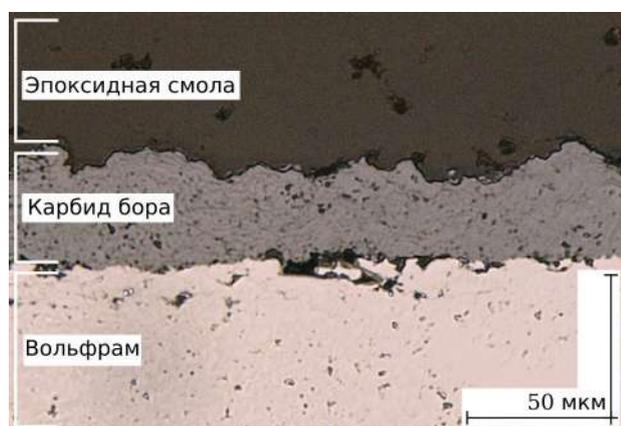


Рисунок 4. Металлографическое сечение образца.

Эксперименты состояли в облучении поверхности импульсами одинаковой мощности и длительности ($t_h \approx 1$ мс), а также периодическом исследовании по-

крытия с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) на предмет повреждений. Было выбрано два уровня нагрузки: $W_s \approx 0.46 \pm 0.07$ ГВт/м² и $W_s \approx 0.2 \pm 0.03$ ГВт/м². Выбранная нагрузка ($W_s \approx 0.46 \pm 0.07$ ГВт/м² и $W_s \approx 0.2 \pm 0.03$ ГВт/м²) соответствует ~ 50% и ~ 20% от пиковой поверхностной плотности мощности нагрева в результате возникновения ЭЛМ в токамаке ИТЭР. Либо ~ 5% и ~ 2% от пиковой тепловой нагрузки, ожидаемой в ходе срывов плазмы с учетом требуемой степени снижения тепловой нагрузки при работе систем подавления срывов. Частота воздействия соответствовала ожидаемой в ходе работы токамака ИТЭР частоте возникновения ЭЛМ. В таком случае рост базовой температуры образца не превышал 200 К.

В случае нагрева с $W_s \approx 0.46 \pm 0.07$ ГВт/м² после первого же импульса нагрева на поверхности покрытия был обнаружен расплав, покрытый сетью трещин. В результате воздействия еще 5 импульсов произошло отслаивание существенного объема покрытия, так, что стала видна поверхность вольфрамовой подложки. Результаты микроскопии поверхности, полученные в ходе данного эксперимента, показаны на Рисунке 5.

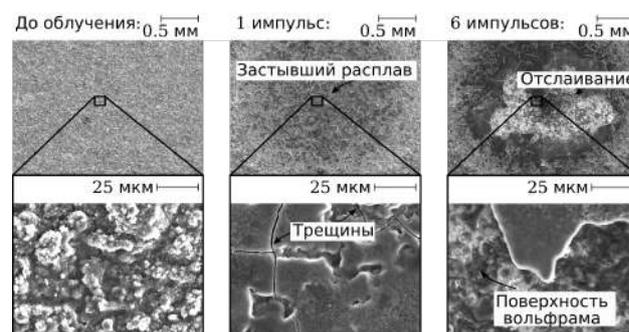


Рисунок 5. Результаты микроскопии поверхности покрытия до и после нагрева с $W_s \approx 0.46 \pm 0.07$ ГВт/м².

Понижение поверхностной плотности мощности нагрева до $W_s \approx 0.2 \pm 0.03$ ГВт/м² позволило значительно продлить время жизни покрытия. После первого импульса нагрева произошло растрескивание поверхности покрытия и на протяжении 10000 импульсов наблюдалась эволюция сети трещин и постепенное уменьшение толщины покрытия. На такие сообщения навели изображения поверхности, а также изменение динамики ее нагрева и остывания. В результате облучения поверхности следующей серией из 10000 импульсов было обнаружено отслаивание небольших объемов покрытия до такой степени, что стала видна вольфрамовая подложка. Результаты микроскопии поверхности, демонстрирующие описанные наблюдения, показаны на Рисунке 6.

Итоговые данные резюмированы на Рисунке 7, где показано соответствие процесса повреждения, тепловой нагрузки на поверхность (поверхностная плотность мощности нагрева W_s , параметр потока тепла F_{hf}) и числа импульсов.

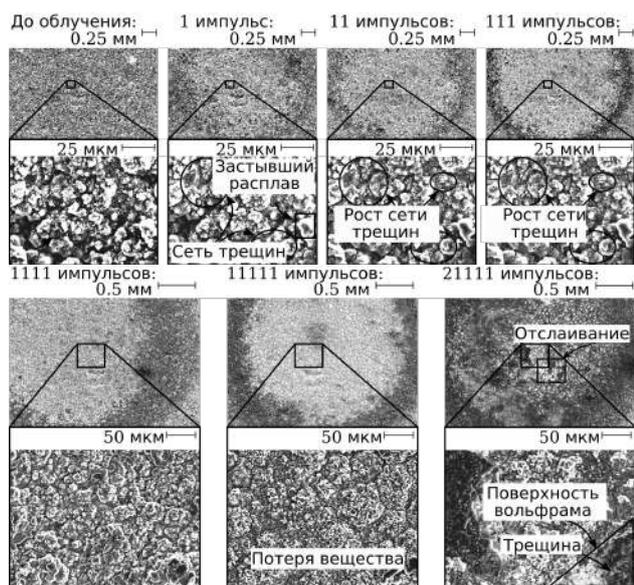


Рисунок 6. Результаты микроскопии поверхности покрытия до и после нагрева с $W_s \approx 0.2 \pm 0.03$ ГВт/м².

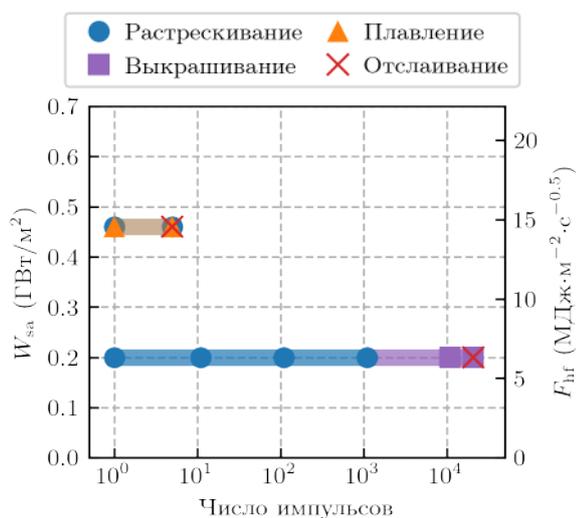


Рисунок 7. Соответствие процесса повреждения, тепловой нагрузки на поверхность (поверхностная плотность мощности нагрева W_s , параметр потока тепла F_{ht}) и числа импульсов.

Механизм отслаивания керамики в результате импульсного нагрева до температур ниже порога плавления/разложения описан в статье [D.E. Cherempanov et al., Nucl. Mater. and Energy, v. 36 (2023), 101495]. Устойчивость керамики к импульсному нагреву зависит от механической прочности, коэффициента теплового расширения и теплопроводности. Эти свойства керамики зависят от пористости, которая, в свою очередь, определяется главным образом методом изготовления. Уменьшение пористости покрытия в процессе его нанесения может повысить его устойчивость к импульсному нагреву. Любое повреждение керамики ускоряет её эрозию с каждым последующим импульсом нагрева.

В случае покрытия из карбида бора, нанесённого на вольфрам, необходимо правильно подобрать толщину.

С одной стороны, нельзя допускать интенсивного импульсного нагрева границы между керамикой и подложкой из-за различия коэффициентов теплового расширения. С другой стороны, толщина покрытия не должна быть слишком большой, чтобы вольфрам мог эффективно отводить тепло от поверхности, предотвращая её перегрев и последующую сильную эрозию. Это особенно важно из-за относительно низкой теплопроводности карбида бора, которая, к тому же, может значительно снижаться в результате нейтронного облучения.

Результаты работы показали, что применение покрытий из карбида бора требует развития как систем подавления ЭИМ и срывов плазмы, так и методов нанесения таких покрытий. Это позволит существенно увеличить время жизни покрытия и сократить присутствие примесей с большим зарядовым числом в плазме. Кроме того, требуется также развитие методов *in situ* восстановления покрытий без необходимости проведения значительного ремонта установки. По результатам данной работы была подготовлена статья, принятая к публикации в журнале Plasma Science and Technology.

РАБОТЫ ПО ПРОЕКТУ ИТЭР

ИЯФ СО РАН интегрирует и начал изготовление четырех диагностических портов ИТЭР (экваториальный порт №11 (ЭП-11), верхние порты №02, 08 и 07), разрабатывает и начал производство элементов трех российских диагностических систем (диверторный монитор нейтронного потока (ДМНП), вертикальная нейтронная камера (ВНК), анализатор нейтральных частиц (АНЧ)) для определения параметров плазмы в международном термоядерном реакторе ИТЭР, который строится на юге Франции. Несмотря на политическую ситуацию в мире, сотрудничество Российской Федерации с другими странами в рамках проекта ИТЭР продолжается.

Интеграция диагностических портов ИТЭР и первые стадии их производства

В 2024 году проводились работы по разработке документации для разрешения на начало производства компонентов верхних порт-плагов №02 и 08, изготовлению заготовок для верхнего порт-плага №07 и проведению инженерных расчетов (тепловые, электромагнитные и сейсмические расчеты), обновлялись 3D модели размещения оборудования. Хотя формально экваториальный порт №11 находится на стадии производства, Организация ИТЭР продолжает вносить изменения в проект, что приводит как к необходимости дополнительных проектных работ, так и изменения уже находящихся в производстве чертежей. Для рам в околопортовом пространстве и порт-камере экваториального порта №11 проведены расчёты динамических нагрузок в случае землетрясений (Рис.1).

ООО Вириал продолжает производство блоков из керамики карбида бора для внутривакуумной нейтронной защиты портов и оборудования в них. Организация ИТЭР предложила обновить спецификацию на изготовление карбида бора, в которой серьезно ужесточила требования к вакуумным свойствам: в 10 раз снизилось разрешенное удельное газоотделение примесей. Обновленные требования к керамике В₄С: не более $1 \cdot 10^{-8}$ Па·м³·с⁻¹·м⁻² для водорода и не более $1 \cdot 10^{-10}$ Па·м³·с⁻¹·м⁻² для всех остальных примесей при температуре 100 °С. На данный момент только два производителя в мире смогли продемонстрировать соответствие этой спецификации.

В 2024 году значительные усилия прикладывались для разрешения вопроса о поставке единообразных для диагностических портов компонент, за поставку которых отвечает Организация ИТЭР. Так как ЭП-11 является одним из двух первых (второй ЭП-12) поставляющихся на площадку ИТЭР среди поставляемых всеми странами диагностических портов, вопрос согласования дат и условий поставок этих компонент оказался для Института весьма сложным. Проведены совещания с китайскими коллегами о более быстрой и унифицированной с китайским экваториальным портом №12 поставке из Китая общих компонент в следующем году.

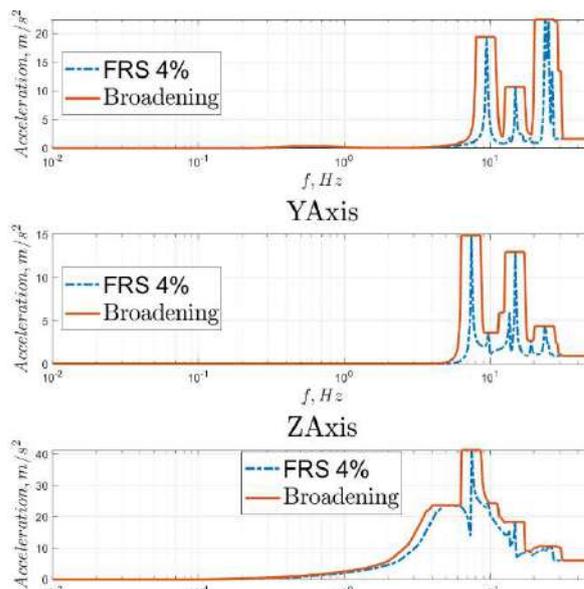


Рисунок 1. Спектральный анализ отклика в точке P4 рамы в околопортовом пространстве ЭП-11 в случае землетрясений. FRS - Floor Response Spectrum, спектр откликов пола.

Продолжается оснащение оборудованием чистого сборочного помещения, в 2024 году изготовлено специальное оборудование для перемещения порт-плага верхних портов (Рис.2).



Рисунок 2. Оборудование для перемещения порт-плага верхних портов.

Разработка диагностик ИТЭР и их производства

В 2024 году впервые элементы диагностик ИТЭР прошли все этапы производства в ИЯФ СО РАН (Рис.3), по результатам составлен первый для нас End of Manufacturing Report (EMR), который затем без каких-либо замечаний был утвержден Организацией ИТЭР.



Рисунок 3. Финальная очистка элементов диагностики АНЧ, имеющих статус оборудования важного для ядерной безопасности, в чистом сборочном помещении в присутствии двух внешних инспекторов. Помещение соответствует классу ИСО 7 по ГОСТ Р ИСО 14644-1-2017 и Level I work area согласно французским правилам для ядерного оборудования RCC-MR 2007.

Для коллиматоров анализатора атомов перезарядки завершены все стадии производства (Рис.4), готовится EMR.

Для диагностики ДМНП в 2024 году выполнена подготовка к производству внутрикамерных элементов и разработан защитный шкаф для электроники ДМНП в порт-камере (Рис.5).

По диагностике ВНК выполнялись прочностной анализ вневакуумных компонентов к электромагнитным, сейсмическим, механическим и тепловым нагрузкам. По результатам исследований сделан вывод об удовлетворительном уровне механических напряжений, возникающих в системе. Проводилась подготовка документов к финальной защите проекта нижней ВНК и изготовление компонентов радиационной защиты верхней ВНК.

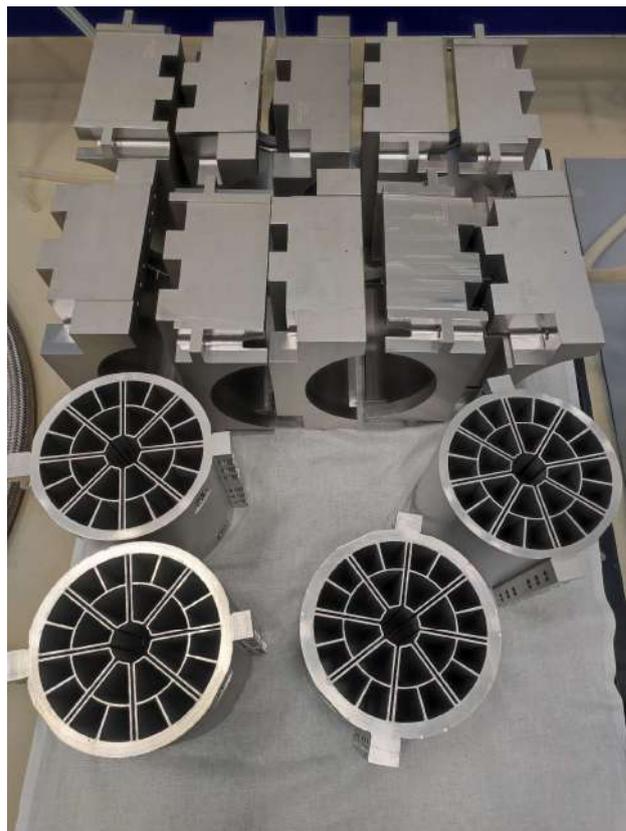


Рисунок 4. Коллиматоры анализатора атомов перезарядки и примыкающая к ним радиационная защита прошли все этапы производства, готовы к финальной очистке в чистом сборочном помещении и упаковке.

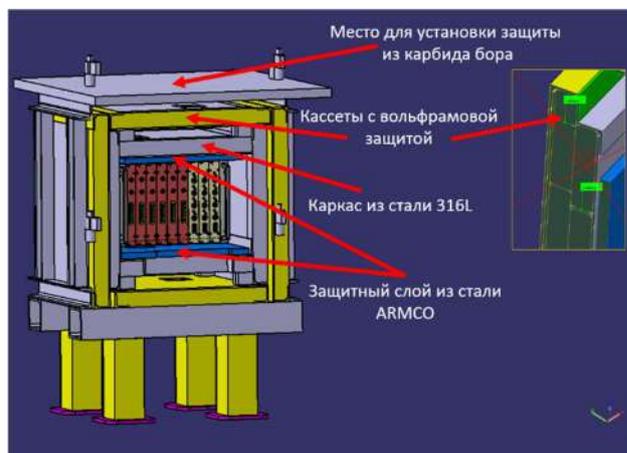


Рисунок 5. Описание слоёв защиты, встроенной в конструкцию шкафа электроники ДМНП

ТЕОРИЯ ПЛАЗМЫ

Модель равновесия плазмы в режиме диамагнитного удержания в осесимметричной открытой ловушке с инжекцией нейтрального пучка

Была построена теоретическая модель равновесия плазмы в режиме диамагнитного удержания в осесимметричной открытой ловушке с инжекцией нейтрального пучка. Горячие ионы описываются в рамках кинетической теории, поскольку ларморовский радиус инжектируемых ионов может оказаться сравнимым или даже больше характерного масштаба неоднородности магнитного поля. Учитывается трение горячих ионов о тёплые электроны, в то время как эффекты углового рассеяния горячих ионов за счёт кулоновских столкновений считаются пренебрежимо малыми. Фоновая тёплая плазма, напротив, считается находящейся в локальном тепловом равновесии, т.е. имеет максвелловскую функцию распределения и описывается в рамках магнитной гидродинамики. Плотность горячих ионов предполагается пренебрежимо малой по сравнению с плотностью тёплой плазмы. Учитываются как обычные газодинамические потери, так и неадиабатические потери свойственные режиму диамагнитного удержания. Эффекты вращения тёплой плазмы, а также неоднородности электростатического потенциала не учитываются. Построена самосогласованная теоретическая модель равновесия плазмы. В случае цилиндрического пузыря эта модель сведена к более простой. Найдены численные решения в пределе тонкого переходного слоя диамагнитного пузыря. Рассмотрены примеры равновесий, соответствующие газодинамической многопробочной ловушке (ГДМЛ).

Khristo, M.S. and Beklemishev, A.D. (2025) 'Plasma equilibrium in diamagnetic trap with neutral beam injection', *Journal of Plasma Physics*, 91(1), p. E3. doi:10.1017/S0022377824001417.

Исследование баллонных возмущений в газодинамической ловушке

В 2024 году были продолжены исследования методов МГД-стабилизации баллонных возмущений с азимутальным волновым числом $m = 1$ в осесимметричных линейных ловушках; предполагается, что мелко-масштабные моды с $|m| > 1$ подавлены эффектом конечного ларморовского радиуса. Исследование устойчивости баллонной и других МГД-колебаний имеет целью отработку методов достижения предельной беты (β - отношение давление плазмы к давлению магнитного поля), которая в параксиальных магнитных ловушках ограничена условием сохранения поперечного магнитному полю равновесия плазмы, $\beta < 1$. Это требует разработки методов подавления МГД и кинетических неустойчивостей в плазме с предельно высоким давлением.

Государственным заданием на 2024 год предусматривалось исследование влияния формы проводящего кожуха, окружающего столб плазмы, на величину предельной беты. Предполагалось, что будут выработаны рекомендации по выбору аксиального профиля магнитного поля в линейной ловушке, обеспечивающего лучшие условия для стабилизации МГД-неустойчивостей, в том числе баллонной, зеркальной и шланговой неустойчивостей, а также будут выработаны рекомендации по выбору формы проводящего кожуха при планируемых в проекте ГДМЛ параметрах системы инжекции пучков нейтральных атомов.

С этой целью были выполнены серийные расчеты как для модельного профиля магнитного поля, так и для пяти конфигураций магнитного поля в газодинамической ловушке (ГДЛ).

Сопоставление модельных расчётов с предварительными расчетами для реального магнитного поля ГДЛ показало, что необходимо расширить диапазон параметров M (пробочное отношение) и q (индекс ширины магнитных пробок), использованных в модельных расчетах (см. Рис. 1). С этой целью летом и осенью 2024 года была выполнена серия расчетов с увеличенными значениями $q \in \{16, 32, 48, 64, 80, 96\}$ и $M \in \{32, 48, 64, 96\}$. Расчёты с большими значениями параметров q и M занимают больше времени по сравнению с умеренными значениями этих параметров. Реальная возможность выполнения таких расчетов за разумное время появилась после подключения 31/08/2024 многоядерного сервера vxenia с 60-ю ядрами, а затем 05/10/2024 en071 со 128 ядрами.

Аналогичные расчеты выполнены для пяти конфигураций реального магнитного поля ГДЛ. На рисунке 3 показаны графики магнитного поля, его первой и второй производных, а также кривизны магнитной силовой линии в базовой конфигурации магнитного поля ГДЛ.

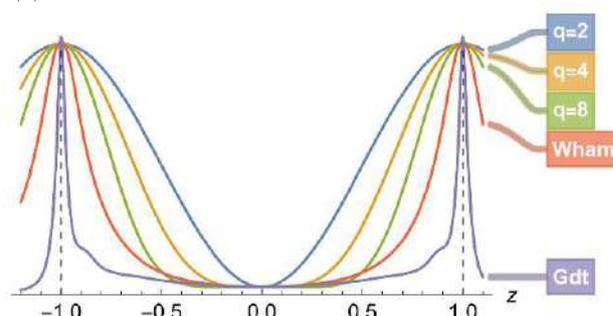


Рисунок 1. Аксиальный профиль вакуумного магнитного поля, принятый в модельных расчётах, и его сравнение с полем в установках ГДЛ и WHAM.

Пример карт зон устойчивости, построенных по результатам расчётов показан, на Рис. 2.

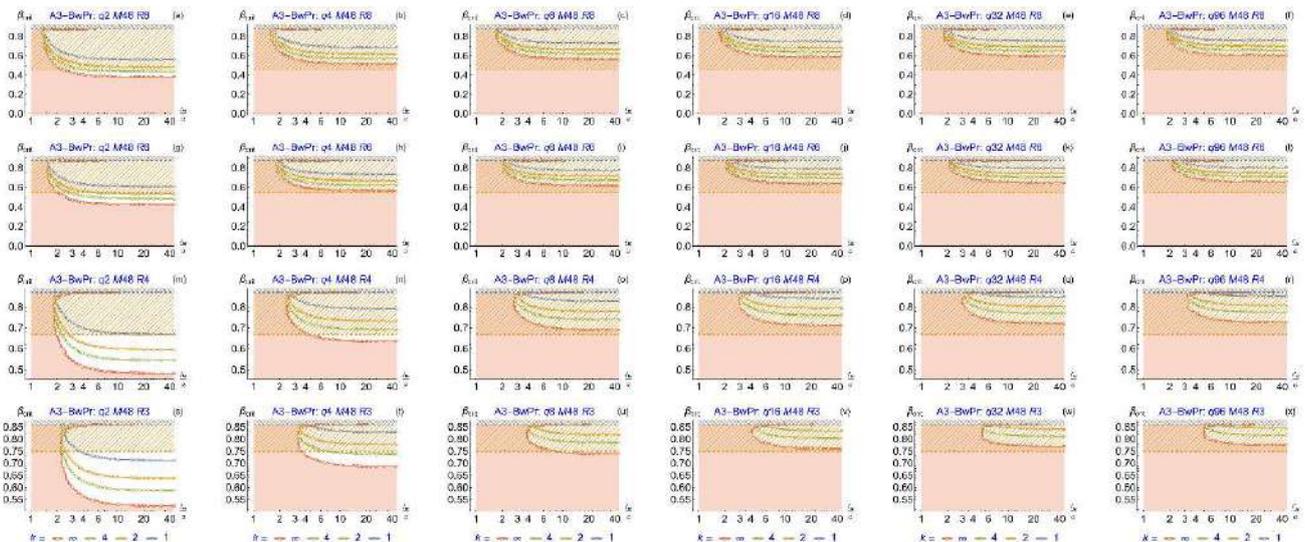


Рисунок 2. Карты зон устойчивости для конфигурации A3-BwPr при пробочном отношении $M=32$, пробочном отношении на запробочном лимитере $L=3$ для модельного поля с индексами $q \in \{2, 4, 8, 16, 32, 96\}$.

Следует пояснить, что для каждой новой конфигурации необходимо подготовить интерполяцию магнитного поля на оси ловушки, его первой, второй и третьей производных. Стандартные программы расчета магнитных полей выдают только магнитное поле, но не его производные, а точность численного дифференцирования поля недостаточна. Поэтому пакет программ содержит собственный модуль подготовки интерполяции магнитного поля в установке ГДЛ. Этот модуль первоначально создавался для расчета непараксиального равновесия анизотропной плазмы с большой бетой. Результат его работы иллюстрирует Рис. 3, где показаны графики необходимых функций для базовой конфигурации магнитного поля.

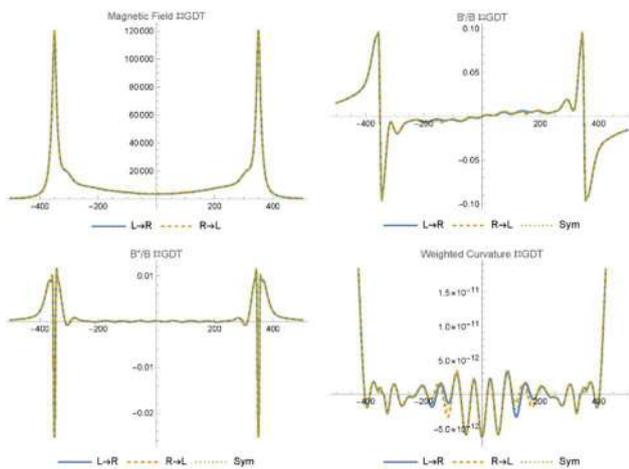


Рисунок 3. Графики интерполяционных функций для базовой конфигурации магнитного поля ГДЛ.

В плане на 2024 год предполагалось, что с помощью пакета РЕК будет выбран аксиальный профиль боковой проводящей стенки, то есть зависимость радиуса проводящего цилиндра от координаты z вдоль оси открытой ловушки ГДЛ с учетом размещения технологи-

ческих окон для нагревных пучков нейтральных атомов и различных диагностик, а также разных вариантов коммутаций катушек магнитной системы.

Топология профиля боковой стенки спроектирована в рамках выполнения государственного задания ИЯФ СО РАН. Проектируемый профиль характеризуется наличием резких изменений радиуса боковой стенки вдоль оси ловушки (см. Рис. 4). Скачки на профиле стенки приводят к появлению дельта-функций в коэффициентах уравнения ЛоДестро, что усложняет его решение. Расчёты пока не закончены.

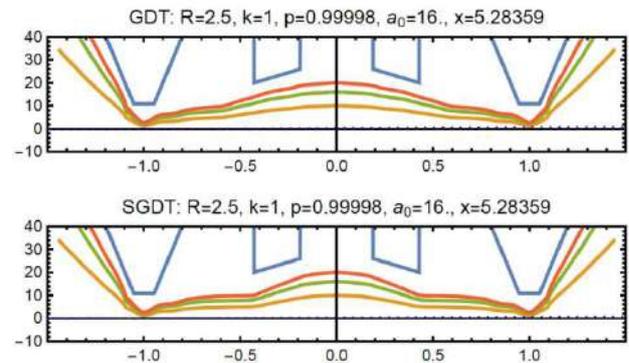


Рисунок 4. Один из вариантов проектируемой боковой проводящей стенки (синяя линия) в двух конфигурациях магнитного поля: базовый GDT и укороченный SGDT; красным, зелёным и оранжевым цветом показана силовые линии магнитного поля.

Расчеты МГД-устойчивости баллонных возмущений проводятся с помощью пакета программ РЕК. Возможности пакета постоянно расширяются. Модернизация пакета РЕК позволила перейти от расчётов с модельными профилями магнитного поля и давления плазмы к расчетам с реальными профилями. Первые неопуб-

ликованные результаты таких расчетов предсказывают, что существующая конфигурация магнитного поля ГДЛ и расстановка лимитеров с расчётом на метод вихревого удержания должны быть устойчивы по отношению к баллонным возмущениям во всём диапазоне β ниже порога зеркальной неустойчивости. В связи с этим, исследования МГД-устойчивости переориентированы на поиск устойчивых конфигураций без применения метода вихревого удержания, который не экстраполируется на открытые ловушки с термоядерными параметрами.

Q. Zeng, I. Kotelnikov, Influence of the shape of a conducting chamber on the stability of rigid ballooning modes in a mirror trap, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2024, 66 075020, <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ad4f10>.

I. Kotelnikov, On the stability of the rigid ballooning mode in a mirror trap with high-beta sloshing ions, 2024, preprint arXiv:2406.10488, 2024, <https://doi.org/10.48550/arXiv.2406.10488>

Кинетические неустойчивости в диаманитной ловушке

Продолжаются работы по изучению кинетических неустойчивостей в плазме с высоким β и популяцией быстрых ионов. Невозмущенная функция распределения горячих ионов зависит от полной энергии, азимутальной компоненты момента импульса и продольной компоненты импульса (что неявным образом подразумевает регулярность невозмущенного движения). В силу цилиндрической симметрии электрическое поле возмущения можно разложить по Фурье-гармоникам $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(r)\exp(ikz + im\theta - i\omega t)$. Поскольку невозмущенное движение ионов является периодическим, возмущенное уравнение Власова можно разложить в ряд Фурье по частоте радиальных колебаний. Это позволяет выразить возмущение функции распределения горячих ионов через возмущение электрического поля, найти возмущение плотности тока горячих ионов и замкнуть линеаризованные уравнения Максвелла.

Возбуждение неосесимметричных колебаний с $m \neq 0$ вызывается резонансами $\omega - kv_z + n\Omega_r + l\Omega_\theta = 0$, где Ω_r и Ω_θ – частоты радиальных и азимутальных колебаний при невозмущенном движении, n и l – целые числа. Последовательный учет резонансов приводит к двойному ряду по n и l в выражениях для возмущения функции распределения и плотности тока быстрых ионов. Это выражение существенно упрощается в частном случае, когда невозмущенные траектории быстрых ионов являются окружностями, охватывающими ось ловушки.

Построена схема итерационного решения линеаризованных уравнений Максвелла с функцией распределения быстрых ионов $f_{||}(v_z) \cdot \delta(v_r) \cdot \delta(v_\theta + \Omega_i(r)r)$, где Ω_i – локальная циклотронная частота ионов. В качестве невозмущенного продольного распределения быстрых

ионов $f_{||}(v_z)$ выбрана сумма максвелловских распределений, сдвинутых по продольной скорости; такое распределение приближенно моделирует быстрые ионы, образующиеся при внеосевой наклонной атомарной инжекции. Тестовые расчеты показали возбуждение колебаний с частотой удовлетворяющей условию резонанса $\omega - kv_z + m\Omega_0 = 0$, где m – азимутальный номер возмущения и Ω_0 – циклотронная частота на радиусе, где концентрация быстрых ионов максимальна.

ИНЖЕКТОРЫ ПУЧКОВ БЫСТРЫХ АТОМОВ

Мощные атомарные инжекторы для нагрева плазмы

В 2024 году проводились работы по модернизации атомарного инжектора с энергией 15 кэВ и током пучка 150 А (см. Рис. 1), изготовленного ранее в рамках прикладного государственного задания "Разработка и испытание мощных систем инжекции атомарных пучков для нагрева плазмы и поддержания тока, в том числе стационарных". Изготовлены четыре дуговых генератора с увеличенной длительностью рабочего импульса и установлены в источник плазмы инжектора взамен штатных 30 мс генераторов. Планируется довести длительность пучка до 300 мс, которая по расчетам ограничивается нагревом электродов ионно-оптической системы (ИОС). Длинноимпульсные тесты должны проводиться при быстродействующей криогенной системе откачки.

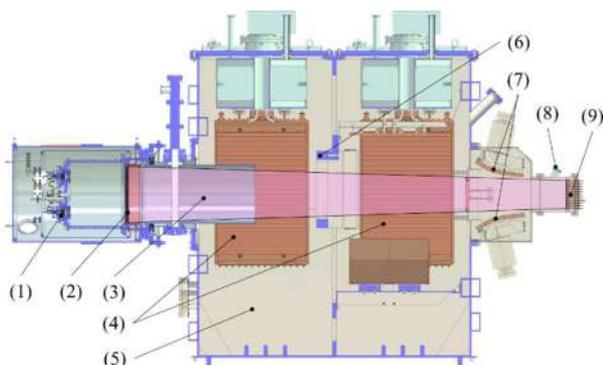


Рисунок 1. Схема инжектора для тестирования в режиме с увеличением длительности импульса пучка: 1 – дуговые генераторы плазмы; 2 – электроды ИОС; 3 – нейтрализатор; 4 – криопанели откачки; 5 – вакуумная камера; 7 – раздвижной калориметр-приемник пучка; 8 – окно оптической диагностики пучка; 9 – измеритель профиля мощности пучка.

Проводятся эксперименты по влиянию термомеханических нагрузок на сферические электроды ИОС. В такой геометрии термодформации прежде всего проявляются в изменении зазоров и фокусного расстояния ИОС, что можно обнаружить по измерениям профиля формируемого пучка в заданной точке пучкового тракта. Прямое измерение профиля мощности (см. Рис. 2) в пучке мощностью 1,7 МВт затруднено сильным перегревом датчиков (9), поэтому сначала пучок принимается на калориметр (7), способный принять такую мощность. После длинного импульса калориметр раскрывается и сразу производится укороченный импульс при разогретой ИОС на измеритель профиля (9). Проверено отсутствие деформаций ИОС при длительностях до 150 мс. По расчетам ожидается возможность работы при длительности пучка до 300 мс.

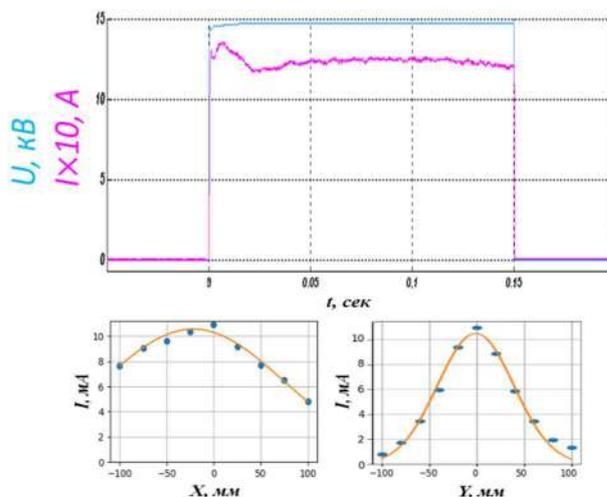


Рисунок 2. Сверху - осциллограммы пучка 15 кэВ, 125 А, 150 мс. Внизу – профили плотности в сечении пучка по двум координатам: справа - вдоль щелей электродов ИОС, слева – поперек щелей.

Атомарные инжекторы для диагностики плазмы

В 2024 году в Научно-исследовательском центре «Курчатовский институт» продолжены работы на токамаке Т-15МД на диагностическом инжекторе ДИНА-КИ60 производства ИЯФ СО РАН (см. Рис. 3).



Рисунок 3. Инжектор ДИНА-КИ60 на Т-15МД в Курчатовском институте.

Основные параметры инжектора:

Энергия атомов:	60 кэВ
Ток пучка ионов/атомов:	6 А / 2 экв. А
Длительность импульса:	до 10 сек (1 сек активная)
Модуляция пучка:	от 1:1 до 1:10

Была изготовлена специальная платформа высотой 2,7 м для установки инжектора на уровне оси плазменного шнура токамака в горизонтальной плоскости. Проведено перемещение инжектора и отдельных компонентов системы питания на проектные места у токамака. Проведена юстировка оси пучка относительно оси входного порта токамака. Выполнена замена заливных крионасосов с жидким гелием на систему замкнутого цикла с криокомпрессорами производства «НКТ Криогенная техника», г. Омск.

Оптимизация ВЧ генераторов плазмы

Индукционные генераторы плазмы (ВЧ драйверы) с частотой 2 – 4 МГц и мощностью 5 – 70 кВт активно используются в ионных источниках инжекторов ИЯФ. В 2024 г. продолжалась работа по увеличению эффективности генерации плазмы в разряде ВЧ драйверов и снижению потерь в элементах его конструкции. На Рис. 4 показана типичная конструкция ВЧ драйвера, разработанного в институте для применения в источниках положительных и отрицательных ионов. Он состоит из керамического цилиндра диаметром 200 мм и толщиной стенки 7 мм, соленоидальной трехвитковой антенны, узла поджига, стыковочного и заднего фланцев. На заднем фланце ВЧ драйвера установлены магниты, поле которых уменьшает утечку электронов и увеличивает плотность плазмы.

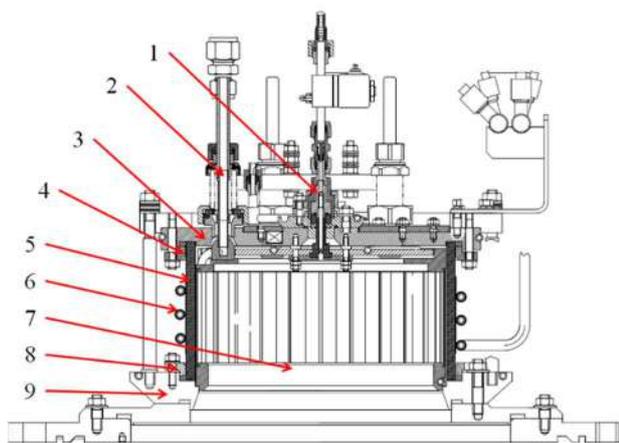
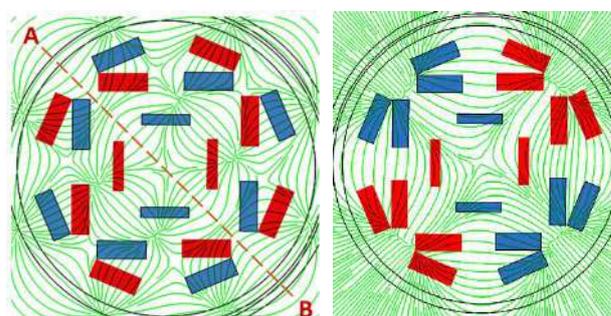


Рисунок 4. Типичная конструкция ВЧ драйвера ионных источников ИЯФ: 1 – узел подачи водорода и поджига, 2 – трубки подачи охлаждающей воды, 3 – задний фланец, 4, 8 – резиновые уплотнения керамики с помощью прижимных колец, 5 – керамическая цилиндрическая камера, 6 – трёхвитковая антенна, 7 – внутренний защитный экран, 9 – стыковочный фланец.

Были проведены исследования влияния разных магнитных конфигураций на удержание плазмы и генерацию потока плазмы, выходящего в расширительные

камеры ионных источников. Две из пяти исследованных схем размещения магнитов NdFeB размерами 6x9x35 и 9x12x35 на магнитопроводе задней крышки драйвера (шахматная и квадрупольная) показаны на Рис. 5.

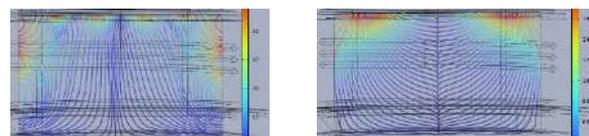
Силовые линии магнитного поля в АВ сечении драйвера для шахматного и квадрупольного вариантов расположения магнитов при включенной антенне с током 100 А (расчет COMSOL) показаны на Рис. 6. В квадрупольной конфигурации результирующее магнитное поле имеет меньшее количество полюсов, а магнитное поле внутри драйвера в ~2-3 раза выше, чем в шахматной конфигурации магнитов, что уменьшает уход электронов на боковые стенки цилиндрического экрана и на большую часть заднего фланца.



Шахматная

Квадрупольная

Рисунок 5. Два варианта расположения магнитов на магнитопроводе задней крышки драйвера. Пластины намагничены перпендикулярно плоскости рисунка. Красным цветом показаны южные полюса магнитных пластин, синим – северные полюса.



Шахматная + антенна

Квадруполь + антенна

Рисунок 6. Силовые линии магнитного поля вблизи задней стенки драйвера в центральном сечении драйвера (вдоль диаметра АВ на Рис. 5) для шахматного и квадрупольного вариантов расположения магнитов при токе в антенне 100 А (расчет COMSOL).

Сравнение влияния различных конфигураций магнитов на заднем фланце драйвера на генерацию плазмы было проведено измерениями потока ионов из драйвера на передвижной сеточный зонд в коротких, безопасных для зонда, импульсах 50 мс. Результаты измерений тока положительных ионов для ВЧ драйвера с шахматной и квадрупольной конфигурациями магнитов приведены на Рис. 7.

Данные на Рис. 7 были получены при мощности ВЧ генератора 20 ± 3 кВт и давлении водорода в драйвере 1 Па. Полный ток ионов на выходе ВЧ драйвера оценивался из профиля распределений в предположении его аксиальной симметрии. Соответствующая эффективность генерации потока плазмы в драйвере с квадрупольной конфигурацией магнитов составила 1,85 А/кВт, в драйвере с шахматной конфигурацией –

1,49 А/кВт, без магнитов – 1,35 А/кВт. Прирост потока плазмы происходит в основном за счёт повышенной плотности плазмы в центральной области драйвера радиусом 50 мм.

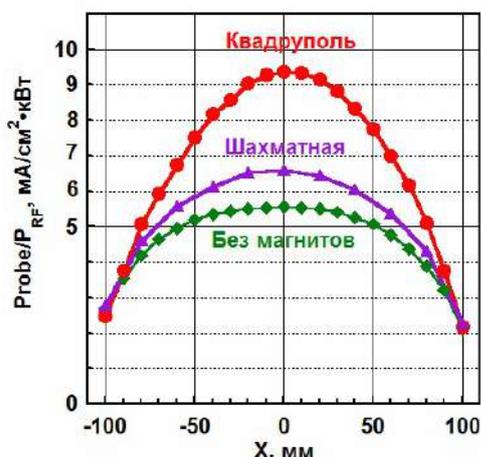


Рисунок 7. Профили плотности тока положительных ионов на эмиссионной поверхности драйвера с разными магнитными конфигурациями в пересчете на 1 кВт подводимой ВЧ мощности.

Получение и ускорение пучка отрицательных ионов на высоковольтном ускорительном стенде в защищенном зале корпуса ДОЛ

В 2024 году на ускорительном стенде высокоэнергетического инжектора нейтралов в корпусе ДОЛ были продолжены работы по получению пучка отрицательных ионов (ОИ) с током 1-1,5 А, энергией 120 кэВ и его доускорения в широкоапертурном ускорителе. Была проведена модернизация конструкции ВЧ драйвера и электродов ИОС источника, усилены системы питания и водяное охлаждение электродов.

Испытания источника с увеличенной мощностью ВЧ разряда и модифицированным ВЧ драйвером и вытягивающим электродом ИОС были проведены в два этапа. На первом этапе был испытан режим с током пучка 1,5 А и длительностью импульса 2 сек, в ходе которого был отработан новый алгоритм включения напряжений при работе в импульсах с повышенной мощностью ВЧ драйвера и увеличенным ускоряющим напряжением. На втором этапе проведены испытания генерации пучка в импульсах длительностью 20 сек.

Проведенные на 1,5 А источнике исследования показали, что проектной эмиссионной плотности тока ОИ 30 мА/см², получаемой при мощности ВЧ генератора 40 кВт, недостаточно для получения 1,5 А пучка ОИ. В частности, при средней эмиссионной плотности тока 30 мА/см² на выходе из отверстий плазменного электрода регистрируется ток ОИ 1,26 А, а с учетом 20% разрушения ОИ при столкновениях с молекулами водорода в области ИОС на выходе источника удается получить сформированный пучок током ~ 1 А. Для 1,5-кратного повышения получаемого из источника тока пучка было решено увеличить мощность ВЧ разряда до 60 кВт и модифицировать геометрию трех-электродной ИОС для вытягивания пучка с повышенной до

45 мА/см² эмиссионной плотностью тока. Для этого была модифицирована геометрия вытягивающего зазора ИОС – увеличен диаметр апертур и толщина вытягивающего электрода (ВЭ), напряжение на ВЭ повышено с 12 до 14 кВ. Детальные расчеты по прохождению пучка с увеличенной эмиссионной плотностью тока через ИОС были проведены с помощью программы IBSimu. Расчетные траектории прохождения пучка через усиленную ИОС показаны на Рис. 8.

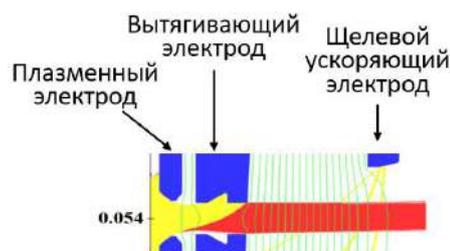


Рисунок 8. Прохождение пучка ОИ и потока сопутствующих электронов через трех-электродную ИОС с утолщенной «перехватывающей» пластиной ВЭ с выходной апертурой ø14 мм. Вытягивающее напряжение 14 кВ, плотность эмиссии 50 мА/см². Красным показаны траектории отрицательных ионов, желтым - траектории сопутствующих электронов, зеленым - эквипотенциали электрического поля.

Как видно из Рис. 8, вытягивающее напряжение 14 кВ обеспечивает 100% прохождение пучка ОИ с повышенной плотностью эмиссии 54 мА/см² через утолщенный ВЭ, а увеличенная толщина «перехватывающей» пластины ВЭ – практически полный перехват потока сопутствующих электронов. При вытягивающем напряжении 14 кВ обеспечивается формирование пучка с полным током 1,5 А.

При повышении мощности ВЧ генератора до уровня 60 кВт и работе источника с добавлением цезия в режиме длинных импульсов в работе ВЧ разряда наблюдались срывы в дугу. Как показали исследования, срывы в дугу вызваны осаждением и накоплением цезия на охлаждаемых стенках защитного экрана ВЧ драйвера. Для снижения плотности цезия, накапливаемого на стенках защитного экрана и предотвращения срывов мощных ВЧ разрядов в дугу было предложено использовать предварительный нагрев и тренировку драйвера разрядными импульсами с пониженной мощностью. Для этого был разработан алгоритм 2-х ступенчатой подачи ВЧ мощности на разряд. Осциллограммы параметров работы источника в импульсе общей длительностью 10 сек показаны на Рис. 9.

При 2-х ступенчатом разряде сначала зажигается ВЧ разряд пониженной мощности P_{RF}~5 кВт («низкая фаза ВЧ») - интервал -6 ÷ 0 сек на Рис. 9). Затем включается «высокая фаза» ВЧ разряда, при которой мощность ВЧ разряда плавно поднимается до уровня 60 кВт в течение интервала 0 ÷ 1,5 сек и поддерживается на этом уровне в течение основной части импульса. В интервале импульса -5 ÷ 0 сек включаются вытягивающее U_{ex} и ускоряющее напряжения источника, которые в

основной части импульса плавно повышаются до рабочих значений 14 кВ и 100 кВ. Синим цветом на Рис. 9 показана «рабочая» часть импульса с получением полного тока пучка 1,5 А и энергией 112 кэВ.

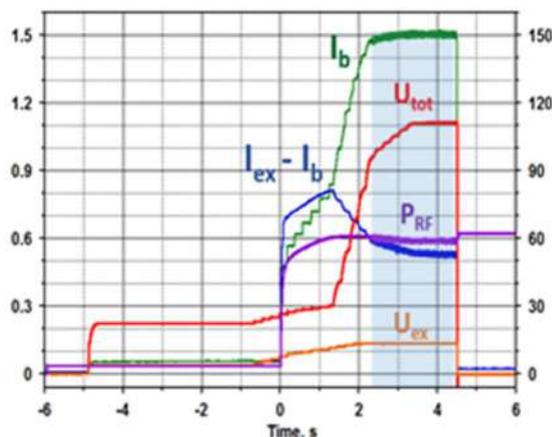


Рисунок 9. Оциллограммы параметров работы источника с получением тока пучка 1,5 А и эмиссионной плотностью 45 мА/см². «Рабочая» 2 сек часть импульса выделена синим. На участке импульса -6 – 0 сек предварительно включаются ВЧ разряд низкой мощности и низкие напряжения ВЭ и УЭ. Зеленый трек I_b – ток пучка ОИ, синий $I_{ex} - I_b$ – разностный ток выпрямителя вытягивающего напряжения и тока пучка, характеризующий ток перехватываемых сопутствующих электронов, фиолетовый P_{RF} – ВЧ мощность.

На втором этапе испытаний источника с модифицированными ВЧ драйвером и вытягивающим электродом ИОС для работы ВЧ разряда в режиме длинных импульсов в ВЧ драйвер источника был установлен защитный фарадеевский экран с усиленными жалюзи толщиной 2 мм, охлаждаемыми на торцах. Подобный драйвер успешно работал в импульсах длительностью 20 сек при средней мощности ВЧ генератора $P_{RF} = 60$ кВт без срывов разряда. Оциллограммы основных регистрируемых сигналов параметров источника с усиленным драйвером для импульса с общей длительностью 29 сек приведены на Рис. 10.

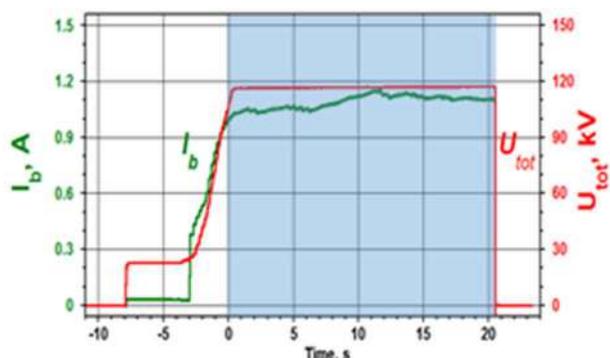


Рисунок 10. Оциллограммы 20 сек импульса источника. Зеленый луч I_b – ток пучка ОИ, красный U_{tot} – суммарное напряжение на электродах ИОС.

Ионный источник имплантера ионов

В 2024 году начаты работы по разработке имплантера ионов для легирования полупроводников. Одним из элементов имплантера является источник ионов. Источник генерирует пучок из смеси различных ионов, из которого в сепараторе выделяется нужный сорт ионов. Основные ионы, необходимые для имплантации: B_{11}^+ , P_{31}^+ , As_{75}^+ , In_{113}^+ , Sb_{121}^+ . В качестве базовых параметров выбрана энергия 80 кэВ и ток ионов бора $B_{11} - 20$ мА. Ионы генерируются в плазме источника типа Бернса, а затем извлекаются и ускоряются до требуемой энергии в узле экстракции. Для компенсации сноса ускоряемых ионов в магнитном поле источника, а также для обеспечения возможности работы с другими сортами ионов предусмотрена механическая подвижка типа «гексапод», позволяющая смещать ионный источник относительно узла экстракции. Блок-схема источника ионов показана на Рис. 11, а общий вид конструкции на Рис. 12.

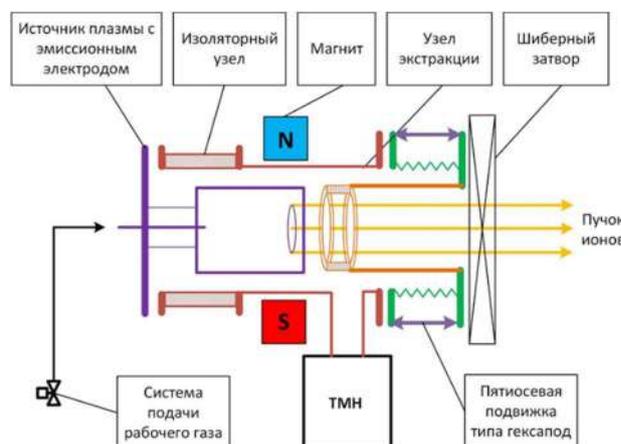


Рисунок 11. Блок-схема источника ионов.

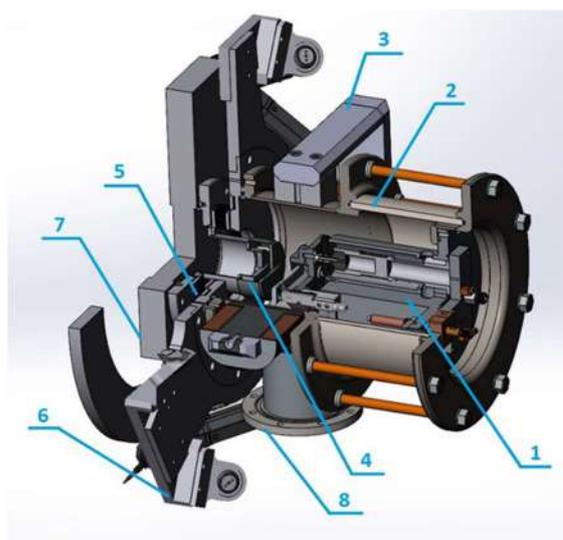


Рисунок 12. Общий вид источника ионов. 1 – источник плазмы, 2 – изоляторный узел, 3 – магнит ионного источника, 4 – узел экстракции, 5 – сильфонный узел, 6 – гексапод, 7 – шиббер источника ионов, 8 – фланец ТМН источника ионов.

Расчет извлечения и формирования пучка в ионной оптике проводился при помощи кода PBGUNS. Пример расчета траекторий движения ионов пучка показана на Рис. 13.

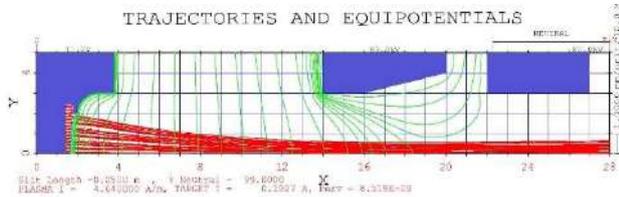


Рисунок 13. Расчет ионной оптики источника.

Расчет показал возможность извлечения необходимого тока ионов бора с энергией 80 кэВ и угловой расходимостью около 9 мрад.

РАБОТА КОМПЛЕКСА ВЭПП-2000 В 2024 ГОДУ

Набор интеграла светимости на ВЭПП-2000 в соответствии с планом детекторов

Физическая программа на коллайдере ВЭПП-2000 в 2024 календарном году подразумевала набор интеграла светимости равный 88 пб^{-1} на каждый детектор в диапазоне энергий пучка 400–525 МэВ при сканировании энергией вниз.

В октябре 2024 года после летней (ежегодной) профилактической остановки коллайдер ВЭПП-2000 прошел процедуру обезгаживания внутренней поверхности вакуумной камеры синхротронным излучением циркулирующего пучка в рабочем порядке. Обезгаживание проводилось в холодной оптике (при включенных и охлажденных сверхпроводящих соленоидах финального фокуса) на энергии 570 МэВ в обоих направлениях вращения пучков (как электронами, так и позитронами). Общий суммарный интеграл тока составил 30 А·ч, что достаточно для достижения уровня вакуума необходимого для начала работ.

В первой половине сезона произведено отключение половинок сверхпроводящих соленоидов финального фокуса (дальних от места встречи) с одновременным увеличением силы оставшихся половинок для фактического смещения фокусировки ближе к месту встречи. При этом становится возможным дальнейшее уменьшение бета-функций (а значит поперечного размера пучка) в месте встречи при уменьшении энергии, что позволяет удерживать светимость установки на значительном уровне в области средних и низких энергий пучка. В то же время стабильная и продуктивная работа ИК, который поставлял в избытке электроны и позитроны, способствовала постоянной работе в режиме предела по эффектам встречи (когда любые потери пучка восполняются максимально быстро, даже при низкой эффективности транспортировки до коллайдера ВЭПП-2000). Это позволило достичь максимальный суточный интеграл, но главное — позволило оператору постоянно оптимизировать работу коллайдера в сторону повышения пиковой светимости. Во второй половине сезона введена в эксплуатацию модернизированная система управления ВЧ резонаторами накопительного кольца БЭП и коллайдера ВЭПП-2000.

Далее приводим результаты работы для детектора КМД-3. Данные с детектора СНД при различных энергиях отличаются не более чем на 5–10% и обусловлены:

а) небольшим отличием размеров пучка в местах встречи разных детекторов (в КМД-3 присутствует свой собственный соленоид, создающий дополнительную фокусировку, а значит меньший размер пучка);

б) эффективностью регистрации и производительностью считывающей электроники разных подсистем детектора.

Набор данных стартовал успешно, после начала работы оперативно был достигнут хороший темп набора интеграла светимости, порядка $1,2 \text{ пб}^{-1}$ за сутки — в области энергий рождения ϕ -мезона. Дальнейшее уменьшение интеграла связано с уменьшением величины светимости от энергии (зависимость $\sim E^4$) и вполне согласуется с опытом работы в прошлые годы (см. Рис. 1 и Рис. 5). Это позволило до конца года выполнить не менее 105% программы, запрошенной детекторами.

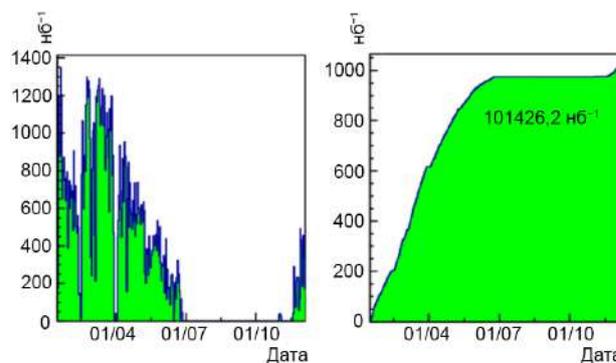


Рисунок 1. Суточный (слева) и суммарный (справа) интеграл светимости в первую (до июля) и вторую половину (после июля) 2024 г по детектору КМД-3.

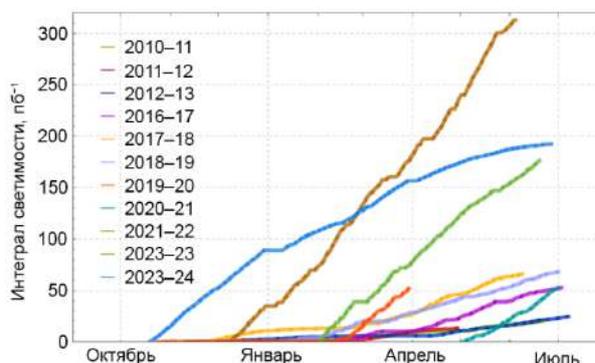


Рисунок 2. Динамика набора данных по годам.

Распределение интеграла светимости по энергии, набранного за всю историю работы ВЭПП-2000 приведено на Рис. 3. Работа в 2024 году значительно добавила экспериментальных данных в области ниже порога рождения ϕ -мезона. Величины средних светимостей по 10% лучших заходов для всех энергий за 2024 экспериментальный год представлены на Рис. 4. Общий интеграл данных, набранных в сезоне 2023–2024 (см. Рис. 5) на 10% больше показателей 2022–2023, что связано с поздним началом экспериментального сезона в конце 2022 года. За первые 6 месяцев работы в 2024 году набрано 93 пб^{-1} детектором СНД и 100 пб^{-1} детектором КМД-3. Полученные интегралы, за первую и вторую половину сезона, как в сумме, так и по отдельности составляют вместе с прошлым 2023 годом тройку лучших интегралов за все сезоны. В целом, за последний 2024 год набраны интегралы светимости $0,102 \text{ фб}^{-1}$ (КМД-3) и $0,096 \text{ фб}^{-1}$ (СНД).

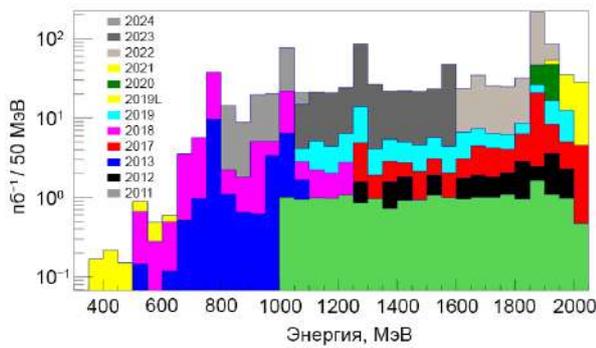


Рисунок 3. Распределение набранного интеграла светимости по энергии (за все годы).

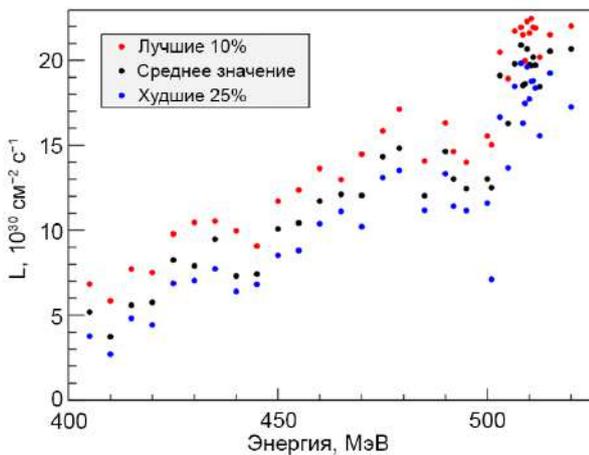


Рисунок 4. Величины средних светимостей по 10% лучших за 2024 год.

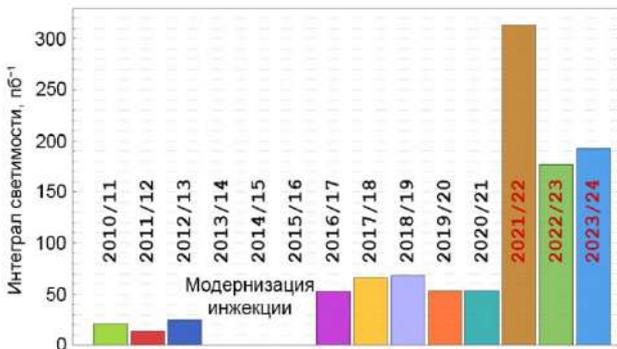


Рисунок 5. Распределение набранного интеграла светимости по годам.

Весной 2024 года на коллайдере ВЭПП-2000 была достигнута интегральная светимость 1 фб^{-1} в каждом эксперименте — СНД и КМД-3. Эта значительная величина характеризует количество зарегистрированных полезных событий, используемых для изучения процессов в физике элементарных частиц при аннигиляции электрона и позитрона. Проект ВЭПП-2000 был разработан в ИЯФ СО РАН в 90-е годы XX века для продолжения физической программы предшественника — коллайдера ВЭПП-2М, но уже на большей энергии (до 2 ГэВ в система центра масс) и большей светимости. К большой светимости, проектное значе-

ние которой для коллайдера ВЭПП-2000 было заложено еще в начале работ и составило один обратный фемтобарн, коллектив ИЯФ СО РАН шел несколько лет. За эти годы не только сам комплекс ВЭПП-2000 прошел неоднократную модернизацию, но также был введен в строй Инжекционный комплекс (ИК) — мощный источник пучков заряженных частиц. Работа всего коллектива ИЯФ позволила ежегодно и существенно увеличивать темп набора статистики (см. Рис. 5) и достигнуть высоких научных результатов. Благодаря набранному интегралу 1 фб^{-1} более 10 результатов, полученных на коллайдере ВЭПП-2000, определяют современный уровень знаний свойств элементарных частиц.

Когерентные колебания при инжекции

В 2024 году проводились работы по изучению когерентных бетатронных колебаний при инжекции в коллайдер ВЭПП-2000.

В целях поддержания максимального темпа набора статистики, токи электронов и позитронов в коллайдере ВЭПП-2000 поддерживаются на предельном уровне. Для компенсации потерь производится инжекция небольших порций частиц без сброса накопленного пучка. При некотором сочетании параметров магнитной системы инжектируемая порция теряется в течение первых 2000 оборотов. На датчиках положения пучка при этом видны характерные сигналы. Пример зависимостей тока и положения центра заряда от номера оборота представлен на Рис. 6.

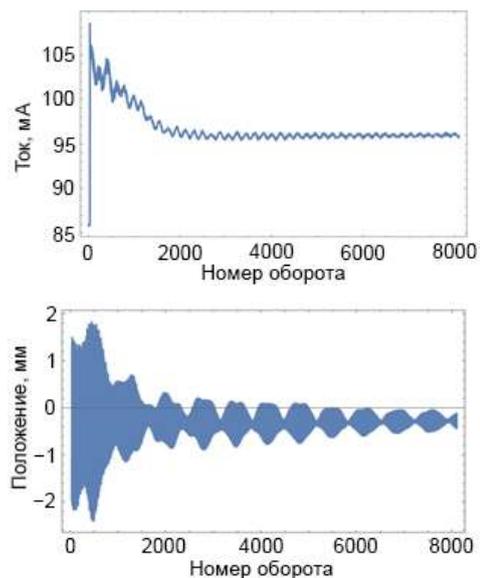


Рисунок 6. Истории тока (вверху) и колебаний центра заряда (внизу) в зависимости от номера оборота.

В качестве простой математической модели выберем пару макрочастиц-осцилляторов с малой нелинейностью колебаний и токозависящей связью:

$$\begin{aligned} x_1'' + \nu_\beta^2 x_2 &= m x_1^3 + \Phi N_b \cdot (x_1 - x_2) \\ x_2'' + \nu_\beta^2 x_1 &= m x_2^3 + \Phi N_a \cdot (x_2 - x_1) \end{aligned} \quad (1)$$

Выбрав новыми переменными амплитуду и фазу колебаний:

$$\begin{aligned} x_1 &= a(s) \cos(v_\beta \cdot s + \alpha(s)) \\ x_2 &= b(s) \cos(v_\beta \cdot s + \beta(s)) \end{aligned} \quad (2)$$

после усреднения по периоду бетатронных колебаний:

$$\begin{cases} a' = -\delta n b N_b \sin(\alpha - \beta) \\ b' = \delta n a N_a \sin(\alpha - \beta) \\ \varphi' = \mu a^2 + \delta n N_b \left(1 - \frac{b}{a} \cos(\alpha - \beta)\right) \\ \psi' = \mu b^2 + \delta n N_a \left(1 - \frac{a}{b} \cos(\alpha - \beta)\right) \end{cases} \quad (3)$$

и ещё одной замены переменных:

$$\begin{aligned} J &= a^2 - b^2 \\ Q &= a^2 N_a + b^2 N_b \\ \eta &= \alpha - \beta \end{aligned} \quad (4)$$

можно построить гамильтониан:

$$H = \frac{1}{2} \mu J^2 - \delta n (N_a - N_b) \cdot J - 2\delta n \sqrt{1 - J(N_a - N_b) - J^2 N_a N_b} \cos(\eta) \quad (5)$$

Здесь, η и J — координата и импульс. N_a , N_b — интенсивности макрочастиц, μ и δn — параметры нелинейности и связи.

Фазовые плоскости гамильтониана для разных μ , представлены на Рис. 7.

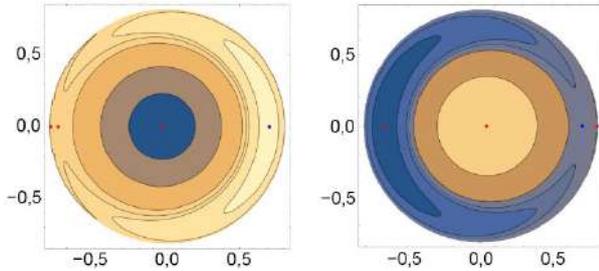


Рисунок 7. Вверху $\mu < 0$, внизу $\mu > 0$. Линии уровня — фазовые траектории частицы в координатах амплитуда-фаза. Синяя точка — стационарная точка-совпадение макрочастиц.

Как видно из фазовых траекторий, при $\mu < 0$ амплитуда частиц вблизи синей (устойчивой) точки не нарастает. Амплитуда частиц вблизи противоположной (неустойчивой) стационарной точки растёт, что может вести к потере частиц. В случае положительного знака кубической нелинейности, $\mu > 0$, всё с точностью наоборот. Поскольку инжекция происходит в противофазе к накопленному пучку, то для выживания инжектируемых частиц необходимо $\mu > 0$.

Для экспериментальной проверки использовались сигналы электростатического датчика положения пучка (пример на Рис. 6). Зависимость частоты биений (их можно наблюдать слева, после 2000 оборота) от величины накопленного тока представлена на Рис. 4.3 (в двойном логарифмическом масштабе).

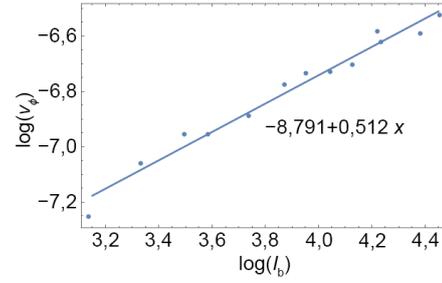


Рисунок 8. Зависимость частоты биений от величины накопленного тока.

Наблюдаемые сигналы и зависимость частоты от накопленного тока согласуются с теоретическим предсказанием — частотой малых колебаний вблизи устойчивой стационарной точки гамильтониана (5). Полученные результаты позволяют повысить эффективность капельной инжекции в присутствии интенсивного накопленного пучка. Ключевую роль в описанном процессе играет знак кубической нелинейности колебаний, которую держать положительной, $\mu > 0$, предпочтительно.

Измерение амплитуд резонансов в коллайдере ВЭПП-2000

В 2024 году проводились работы по нахождению резонансных амплитуд (Resonance Driving Terms — RDT) в коллайдере ВЭПП-2000.

ВЭПП-2000 использует концепцию круглых пучков и работает вблизи разностного резонанса связи. При этом сама величина связи, распределенная по кольцу коллайдера, должна быть минимальна. Известно, что наибольший вклад в нее дают сверхпроводящие соленоиды, поэтому они попарно скомпенсированы в каждом из двух мест встречи. Помимо соленоидов, как источники связи, существуют скью-квадрупольные линзы и ошибки в выставке элементов. В каждом из четырех квадрантов кольца установлено по одному пикапу, каждый может записывать историю колебаний после удара инфлектора. Типичная история колебаний около разностного резонанса связи и ее спектр представлены на Рис. 9.

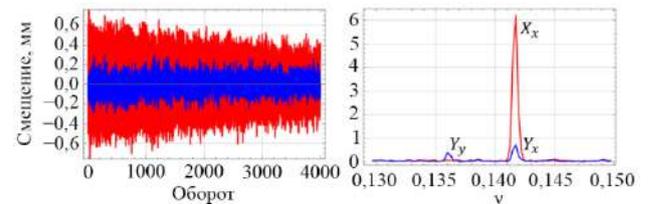


Рисунок 9. История колебаний и ее спектр (красный — x , синий — y).

Для нахождения RDT необходим переход к нормализованным переменным:

$$\begin{aligned} h_{x-} &= \hat{x} - i\hat{p}_x = \sqrt{2I_x} e^{i\varphi_x} - \\ &- 2i \left[f_{1001} \sqrt{2I_y} e^{i\varphi_y} + f_{1010} \sqrt{2I_y} e^{-i\varphi_y} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$h_{y-} = \hat{y} - i\hat{p}_y = \sqrt{2I_y}e^{i\varphi_y} - 2i \left[f_{0110}\sqrt{2I_x}e^{i\varphi_x} + f_{1010}\sqrt{2I_y}e^{-i\varphi_x} \right], \quad (7)$$

где $I_{x,y}$ — соответствующие действия, $\varphi_{x,y} = \mu_{x,y}N + \varphi_{x0,y0}$, $f_{1001} = f_{0110}^*$ — амплитуда линейного разностного резонанса связи, f_{1010} — амплитуда линейного суммового резонанса связи.

Однако, сложная оптика между пикапами не позволяет с необходимой точностью восстанавливать импульс. Поэтому часть информации теряется. В таком случае можно пренебречь амплитудой суммового резонанса связи, так как рабочая точка находится далеко от этого резонанса. Тогда спектры по x и y , а также f_{1001} будут равны соответственно:

$$\hat{x} = \frac{x}{\sqrt{\beta_x}} = \text{Re}\{X_x e^{i\mu_x N} + X_y e^{i\mu_y N}\}, \quad (8)$$

$$\hat{y} = \frac{y}{\sqrt{\beta_y}} = \text{Re}\{Y_y e^{i\mu_y N} + Y_x e^{i\mu_x N}\},$$

$$f_{0110}^{Re} = \frac{Y_x^{Re} X_x^{Im} - Y_x^{Im} X_x^{Re}}{2|X_x|^2}, \quad (9)$$

$$f_{0110}^{Im} = \frac{Y_x^{Re} X_x^{Re} + Y_x^{Im} X_x^{Im}}{2|X_x|^2}.$$

На Рис. 10 экспериментально подтверждено резонансное поведение разностного RDT.

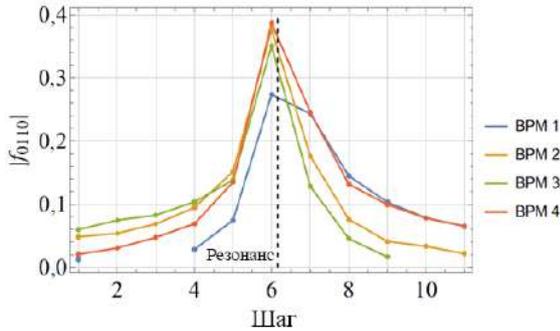


Рисунок 10. Поведение RDT при пересечении разностного резонанса связи.

Целевое нахождение локальной связи сводится к нахождению разности RDT между парой пикапов с учетом набега бетатронной фазы между ними:

$$\hat{h}_{0110} = f_{0110}^{(\omega)} e^{i(\Delta\varphi_x - \Delta\varphi_y)} - f_{0110}^{(\omega-1)} \quad (10)$$

На Рис. 11 показана найденная таким образом локализация связи. Каждая цветная линия вычислена для своей рабочей точки. Черная прерывистая линия — усредненная величина. Серые прерывистые линии соответствуют рабочим точкам вблизи резонанса связи и выброшены из усреднения.

Из графика следует, что связь распределена равномерно, но в среднем наибольший вклад в бетатронную связь дает участок кольца между 3 и 4 пикапами.

Данная методика позволяет находить положение локальной связи с точностью до одной четверти кольца.

Ограничениями являются отсутствие вертикального удара, малое число пикапов и сложная оптика с нелинейностями между ними.

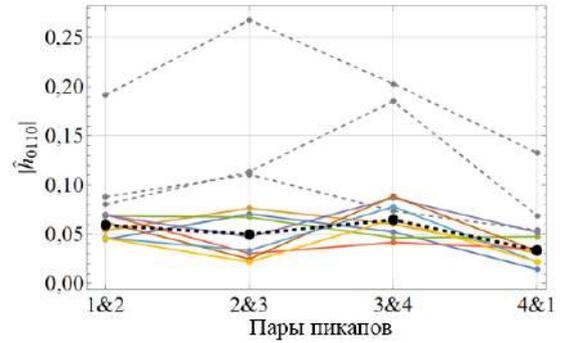


Рисунок 11. Локализация возмущения связи.

Применение стробируемой камеры Наногейт-38 для исследования динамики пучка на ВЭПП-2000

В 2024 году на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 появилась новая система диагностики на основе стробируемой камеры Наногейт-38 производства ООО «НПП НАНОСКАН».

Наногейт-38 является стробируемой высокочувствительной камерой для наблюдения поперечного распределения частиц пучка. Основным преимуществом данной камеры относительно прочих оптических приборов, ранее используемых на комплексе ВЭПП-2000, состоит в ее временных характеристиках: минимально устанавливаемое время экспозиции может варьироваться от 60 нс до 1200 мкс. Период обращения пучка в обоих кольцах комплекса (в бустере и коллайдере) ~80 нс, и камера имеет внешний запуск, синхронизованный с ударами кикерами по пучку, что позволяет получать однопролетные снимки пучка — профили пучка на одном отдельном обороте. Примеры применения камеры приведены на рисунках 12–15.

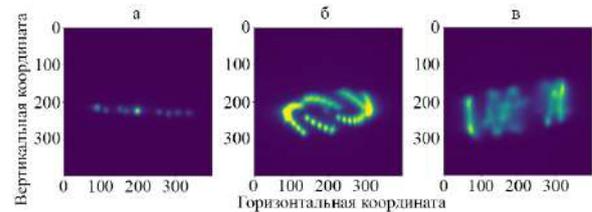


Рисунок 12. Пооборотная регистрация поперечного профиля пучка в БЭП: а) 10 оборотов после удара кикером при стандартной настройке ускорителя, наблюдаются бетатронные радиальные колебания; б) ~40 оборотов пучка при инъекции пучка в БЭП, наблюдаются фазовые (продольные) колебания пучка, близость к бетатронному резонансу связи и наличие дисперсии в месте наблюдения дают проявление продольных колебаний в поперечных; в) несколько сотен оборотов пучка вблизи бетатронного резонанса, наблюдается возникновение вертикальных колебаний, хотя удар по пучку был в радиальной плоскости.

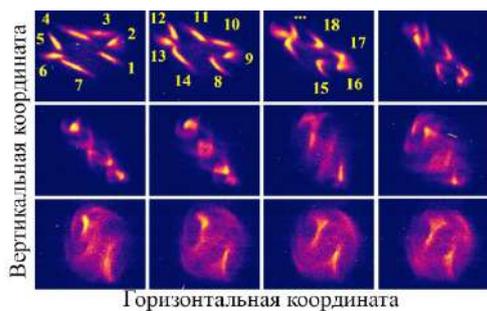


Рисунок 13. Регистрации инжектируемого пучка в коллайдер ВЭПП-2000 из бустера. Представлены серия кадров, изображающих по 7 оборотов пучка (частоты бетатронных колебаний ν_x и ν_z примерно равны $1/7$), всего 84 оборота. Цифрами на первых трех кадрах обозначены номера оборотов. В течение серии виден процесс раскогеренирования (изменения формы) пучка в силу наличия зависимости бетатронной частоты от амплитуды колебаний.

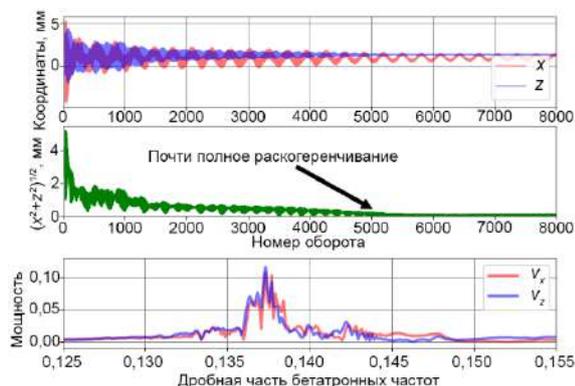


Рисунок 14. В сигнале с электростатического пикапа раскогеренирование проявляется как значительное резкое уменьшение амплитуды колебаний центра масс пучка (зеленая кривая) в течение примерно 5000 оборотов, хотя время радиационного затухания колебаний составляет ~ 20 мс, что в пересчете на количество оборотов дает 246000 оборотов. Это означает, что в некоторый промежуточный момент центр масс пучка уже не колеблется, но колеблются отдельные частицы пучка со значительными амплитудами.

Еще одним применением Наногейт-38 стала отладка методики измерения времени радиационного затухания радиальных бетатронных колебаний (Рис. 15).

Стробируемая электронно-оптическая камера Наногейт-38 была применена на электрон-позитронном бустере БЭП и коллайдере ВЭПП-2000 для регистрации динамики пучка, опробована методика измерения времени радиационного затухания. На основании полученных результатов можно заключить, что потенциал применения Наногейт-38 в экспериментах по изучению динамики пучка в ускорительной физике является многообещающим, а ее применение целесообразно на таких установках, как, например, СКИФ.

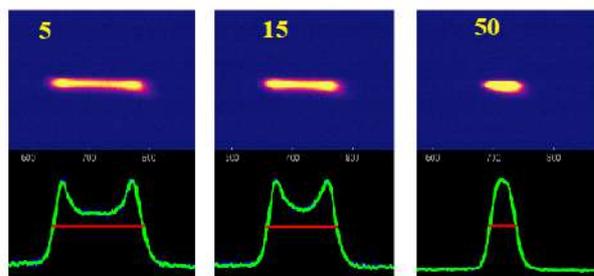
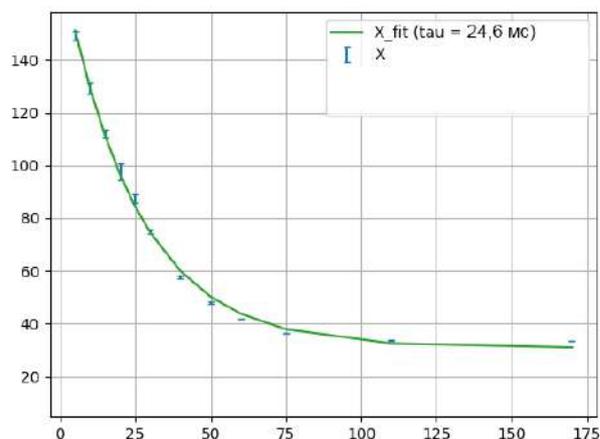


Рисунок 15. Зависимость размаха колебаний от времен задержки запуска камеры относительно удара по пучку. Номера на кадрах обозначают задержку в миллисекундах. Время экспозиции кадра ~ 350 оборотов пучка. Аппроксимация проводилась убывающей экспонентой. Оптика кольца — с малой связью бетатронных колебаний.

Автоматизация управления ВЧ-системой ВЭПП-2000

В 2024 году завершены работы по созданию и внедрению нового программного комплекса для управления работой ВЧ-системы ВЭПП-2000.

ВЧ-система предназначена для компенсации потерь энергии частиц на синхротронное излучение и ускорения пучков заряженных частиц. Как в бустере БЭП, так и в коллайдере ВЭПП-2000 она состоит из генератора ВЧ мощности, фидерной линии, одного ускоряющего резонатора и системы управления.

Потребность в создании нового программного возникла в связи с тем, что предыдущий программный комплекс использовал устаревшие библиотеки, которые не поддерживаются новыми версиями ядра Linux, а также в невозможности внесения исправлений и улучшений функционала приложения ввиду сложности кодовой базы.

Новый программный комплекс был создан с использованием модульного подхода на базе фреймворка для создания распределенной системы управления Tango Controls. Архитектура нового программного комплекса представлена на Рис. 16.

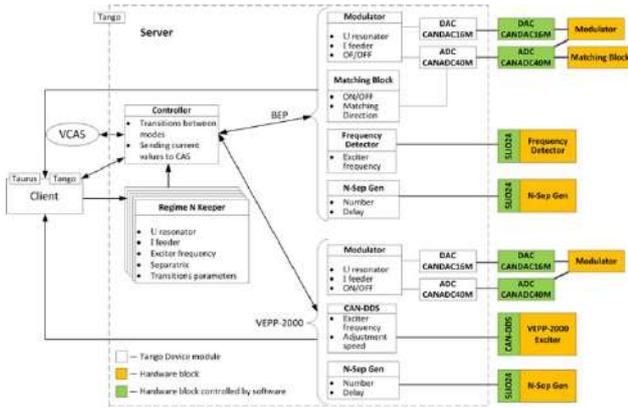


Рисунок 16. Архитектура нового программного комплекса для управления работой ВЧ-системой ВЭПП-2000.

Новый программный комплекс имеет клиент-серверную архитектуру. Серверная часть состоит из независимых модулей, представляющих собой Tango Device, которые управляют отдельными аппаратными блоками такими как генератор N-сепаратрисы, модулятор и т. д. Работа независимых модулей координируется главным модулем — Controller, а уставки режимов работы записываются в модули Regime N Keeper, где буква N означает номер режима. Клиент представляет собой операторское приложение с графическим интерфейсом, представленное на Рис. 17.



Рисунок 17. Главное окно операторского приложения для управления ВЧ-системой ВЭПП-2000.

В сентябре 2024 г. завершены пусконаладочные работы, и с октября 2024 г. новый программный комплекс введен в эксплуатацию.

Перевороты продольной поляризации для измерения угла смешивания Вайнберга на супер чарм-тау фабрике

В 2024 году проводились работы по изучению возможности частого переворота продольной поляризации электронных сгустков в месте встречи для осуществления эксперимента по измерению синуса угла

Вайнберга (θ_W) на энергии J/ψ -мезона в рамках будущего проекта Супер Чарм-Тау Фабрика (СЧТФ), планируемого ИЯФ СО РАН. Предполагается, что СЧТФ будет работать в широком диапазоне энергий $2E = 2-6$ ГэВ в с.ц.м. и иметь проектную светимость $L = 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Целью исследования было подтверждение возможности использования ВЧ-ротатора для процедуры подавления систематической погрешности определения $\sin^2 \theta_W$ для энергии $2E = 3,1$ ГэВ, который в следствии радиационных поправок приобретает зависимость от энергии передачи $Q^2 = 4E^2$.

В качестве измеряемой величины предлагается использовать асимметрию лево-право $A_{LR} = 4,4 \cdot 10^{-4}$ ($\sin^2 \theta_{\text{eff}}^c = 0,2362$) полного сечения $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$, соответствующего $J/\psi(1S)$ пику. Из-за малости предсказываемого эффекта необходимо исключить влияние систематических ошибок, идущих от непредсказуемых флуктуаций магнитной структуры и пучкового фона. Для этого необходимо организовать частую смену знака продольной поляризации электронного сгустка в месте встречи. В данной работе была исследована возможность переворота спина с использованием спинового ВЧ-ротатора («флиппер») для конфигурации электронного кольца с тремя Сибирскими Змейками Рис. 18. Сам ВЧ-ротатор располагается в месте, где его продольное ВЧ-поле ортогонально равновесной степени поляризации, что определяет выбор его оптимального расположения соответствующего радиальной степени поляризации ($\Delta\theta = 1,49$ на Рис. 18). Далее, при помощи адиабатический пересечения спинового резонанса, который создается самим «флиппером», осуществляется изменение знака равновесной степени поляризации во всем кольце — «флиппирование». Стоит также отметить, что одна из змеек (Snake 1) отстроена от угла поворота спина на 180° из-за наличия «зеркальной» гармоники ($\phi = \pi + \Delta\phi, \Delta\phi = -0,147$), что соответствует спиновой частоте не 0,5, а 0,495.

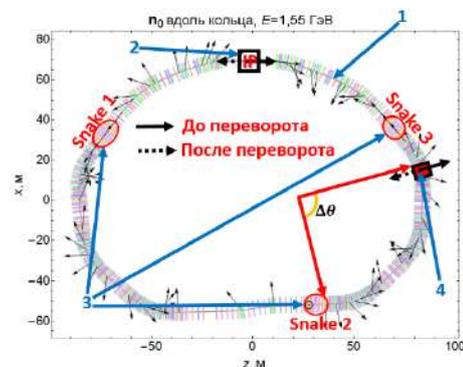


Рисунок 18. 1 — Электронное кольцо СЧТФ, 2 — Место встречи IP, 3 — Сибирские змейки (Snake1 имеет вращение спина $\phi = \pi + \Delta\phi, \Delta\phi = -0,147$), 4 — Спиновый ВЧ-ротатор (сдвинул на расстояние $\Delta\theta = 1,49$). Черными стрелками обозначена эволюция равновесной степени поляризации вдоль кольца в отсутствие ВЧ-ротатора.

На Рис. 19 представлены зависимости от номера оборота n : радиальной степени поляризации (синие точки, она соответствует равновесной степени поляризации), величина поперечной степени поляризации (оранжевые точки), полученные в результате многооборотного “трекинга” с учетом синхротронных колебаний, радиационного затухания и квантовых флуктуаций синхротронного излучения (черными точками дополнительно продемонстрировано адиабатическое включение и выключение “флиппера”). Из зависимости радиальной проекции степени поляризации видно, что для параметров СЧТФ на энергии рассматриваемого резонанса адиабатический переворот был осуществлен. Потеря поляризации после переворота (время затрачиваемое на переворот 0,54 с) $\Delta\zeta/\zeta = 3,29 \cdot 10^{-3}$, что соответствует $\sim 10^3$ переворотов и удовлетворяет требованиям потерь поляризации (за одно “флиппирование”) $d(\zeta)/\zeta \sim 10^{-3}$ исходящими из неопределенности $d(\sin^2 \theta_w) \sim 2 \cdot 10^{-4}$ ($dA_{LR} \sim 10^{-6}$) при наборе статистики за год.

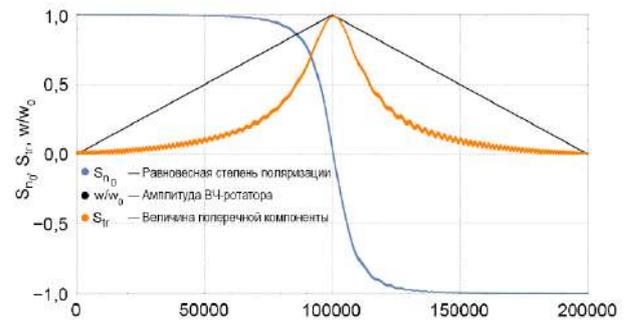


Рисунок 19. Синие точки — радиальная степень поляризации в зависимости от номера оборота n ; Оранжевые точки — аналогичная зависимость поперечной степени поляризации; Черные точки — величина амплитуды «флиппера», отображающая адиабатическое включение и отключение по линейному закону. $\nu = 0,495$, $|w_k| = 1 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_\delta = 1,1 \cdot 10^{-3}$, $J = 4,87$, $\langle S \rangle = -0,996715$, $\Delta\zeta/\zeta = 3,2854 \cdot 10^{-3}$, $T_{\text{flip}} = 0,5424$ с.

ИНЖЕКЦИОННЫЙ КОМПЛЕКС

Краткое описание инжекционного комплекса ВЭПП-5

Инжекционный комплекс ВЭПП-5 (ИК) в ИЯФ СО РАН 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, линейного ускорителя электронов, узла конверсии, включающего в себя высокоэффективную магнитную систему сбора позитронов, линейного ускорителя позитронов, кольца накопителя-охладителя (НО) и каналов 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. Основные параметры линейного ускорителя приведены в Таблице 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

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 гармоники (10,94 МГц) запитанным от полупроводниковых усилителей общей мощностью $2 \times 3,5$ кВт, что позволяет захватывать значительно более длинные пучки. Для инъекции и выпуска пучка используется однооборотная схема с предударом, то есть задействованы по два инфлектора на каждый сорт частиц. Ключевые параметры накопителя-охладителя приведены в Таблице 2.

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. Ключевые параметры накопителя-охладителя 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 30мА)
Горизонтальный эмиттанс	10 мрад*см
Вертикальный эмиттанс	4 мрад*см

Исследование инъекции пучка из линейного ускорителя в накопитель-охладитель

Чтобы исследовать процесс захвата сгустков частиц, инжектируемых из линейного ускорителя, в ВЧ-систему накопителя-охладителя был проведен ряд измерений продольного профиля пучка в процессе его инъекции с помощью стрик-камеры.

Поиск элементов вакуумной камеры накопителя-охладителя, приводящих к возникновению неустойчивости при инъекции пучка из линейного ускорителя

Накопитель-охладитель проектировался с учетом работы с пучком высокой интенсивности, потому что элементы вакуумной камеры, которые создавали бы излишние полости экранировались. Пример экранировки сиффона представлен на рисунке 1.

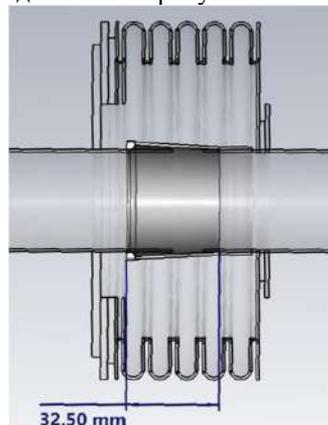


Рисунок 1. Пример экранировки сиффона на накопителе-охладителе инжекционного комплекса.

Из остальных элементов вакуумной камеры на роль источников импеданса в интересующей области высоких частот (около 2,6-3,4 ГГц) подходили два типа устройств: инфлекторы накопителя (их в сумме 4, по 2 для каждого из сортов частиц) и датчики положения пучка (12 с эллиптическими электродами и 4 с круглыми). В программном пакете CST Microwave Studio (CST) были построены 3D модели инфлектора и датчик положения пучка (ДПП) первого типа (к чертежам датчиков с круглыми электродами доступ отсутствовал) и

рассчитаны их импедансы в диапазоне до 6 ГГц. Рисунок 2 демонстрирует модель датчика положения пучка в разрезе, а на рисунке 3 показан график его импеданса связи. Расчет был выполнен на 10^7 узлах сетки.

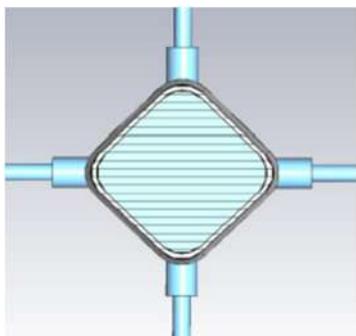


Рисунок 2. 3D-модель датчика положения пучка в разрезе.

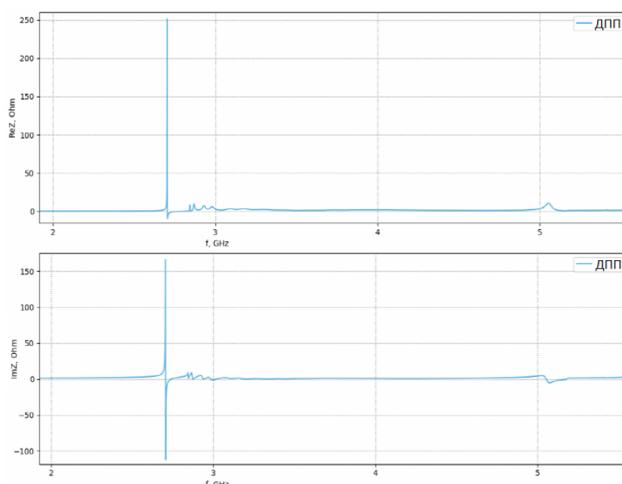


Рисунок 3. График действительной части (вверху) и мнимой (снизу) импеданса датчика положения пучка.

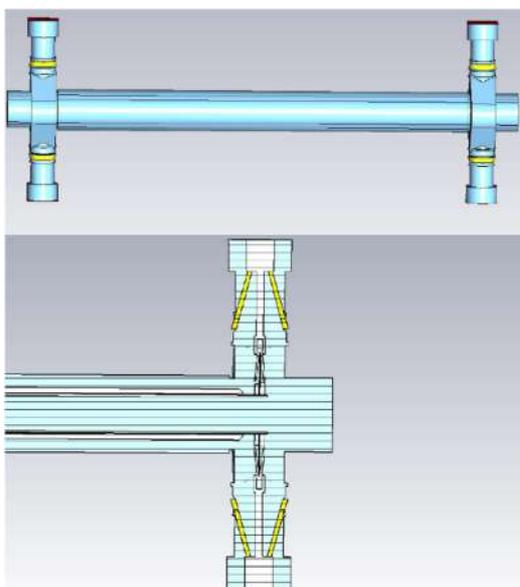


Рисунок 4. 3D модель инфлектора в полной конфигурации (сверху) и узел ввода мощности в разрезе (снизу).

Графики показывают, что ДПП накопителя-охлаждителя вносят свой вклад в импеданс связи на частоте 2,7 ГГц, где значение мнимой части импеданса составляет 160 Ом, а действительной - 253 Ом.

Инфлекторы накопителя-охлаждителя выполнены в виде симметричных полосковых линий, размещенных в промежутках между кварупольными линзами и частично в них самих. На рисунке 4 представлен общий вид инфлектора и узел ввода мощности с керамическими изоляторами.

Перед моделированием затухания wake полей и расчета импеданса было необходимо сравнить расчетное волновое сопротивление пластин инфлектора с модельным. Проведя расчеты в CST, было получено модельное значение 48,6 Ом, при расчетном 50. Такое отклонение считается допустимым, поскольку подключение поглощающей нагрузки происходит через кабель, погрешность сопротивления которого определена производителем в пределах до 2 Ом.

Графики импеданса инфлектора (рисунок 5) показывают несколько значительных пиков в интересующем диапазоне частот 2,6 – 3,4 ГГц. Расчет также был выполнен на 10^7 узлах сетки.

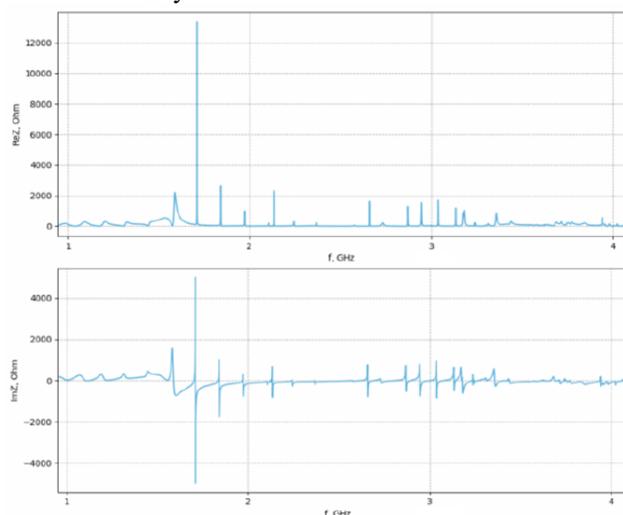


Рисунок 5. График действительной части (вверху) и мнимой (снизу) импеданса инфлектора.

Определение спектра частот пучка накопителя-охлаждителя при инжекции и после охлаждения.

Помимо 16 датчиков положения пучка пуговичного типа на НО есть еще один полосковый, который используется для петли обратной связи ВЧ-системы, однако, эта система задействует всего 2 пластины датчика. Оставшиеся 2 можно использовать для подключения цифрового осциллографа и измерения продольной структуры пучка при его инжекции и после охлаждения по току изображения, который будет протекать по пластинам. Несмотря на то, что полосковый датчик продифференцирует изначальный сигнал тока изображения, спектр его останется неизменным с точки зрения положения пиков частот. Схема проведенного эксперимента по определению спектра продольного профиля пучка полосковым датчиком представлена на рисунке 6.

В целях предосторожности подачи чрезмерного напряжения на вход осциллографа, при проведении эксперимента, использовались последовательно подключенные калиброванные аттенюаторы с коэффициентом ослабления 10 дБ и с полосой пропускания до 18 ГГц.

Вначале были определены спектры накопленного в НО пучка на относительно малом токе (22,5 мА), когда пучок имеет нормальное продольное распределение, и

большом (136 мА), когда уже проявляются коллективные эффекты в виде искажения потенциальной ямы ВЧ-системы (рисунок 7). Из графика видно, что спектр пучка, накопленного с большим количеством частиц, более узкий, однако, диапазон частот в спектре ограничивается значением 0,5 ГГц в обоих случаях.

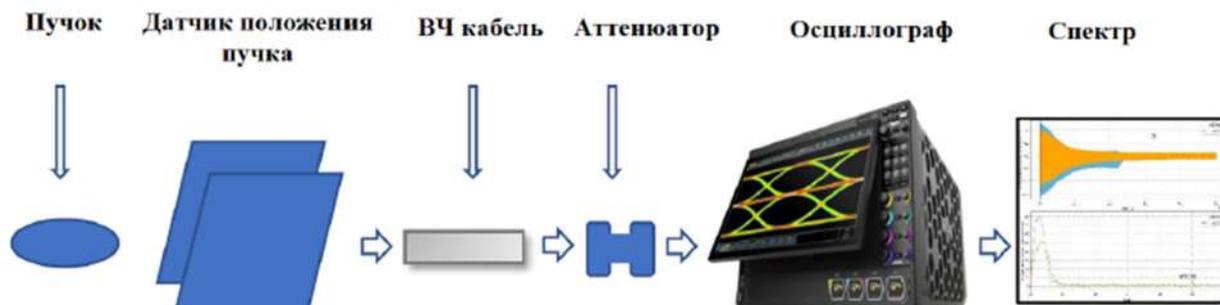


Рисунок 6. Схема эксперимента по определению спектра продольного профиля пучка.

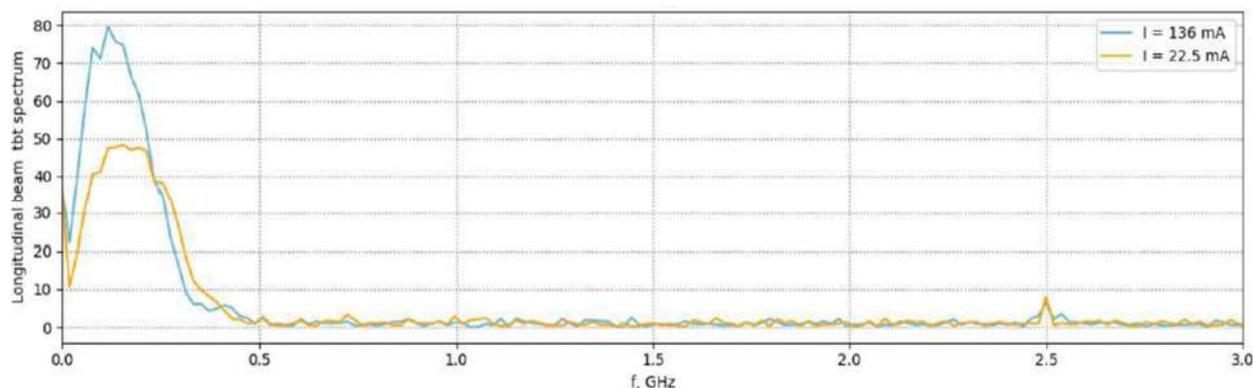


Рисунок 7. Схема эксперимента по определению спектра продольного профиля пучка.

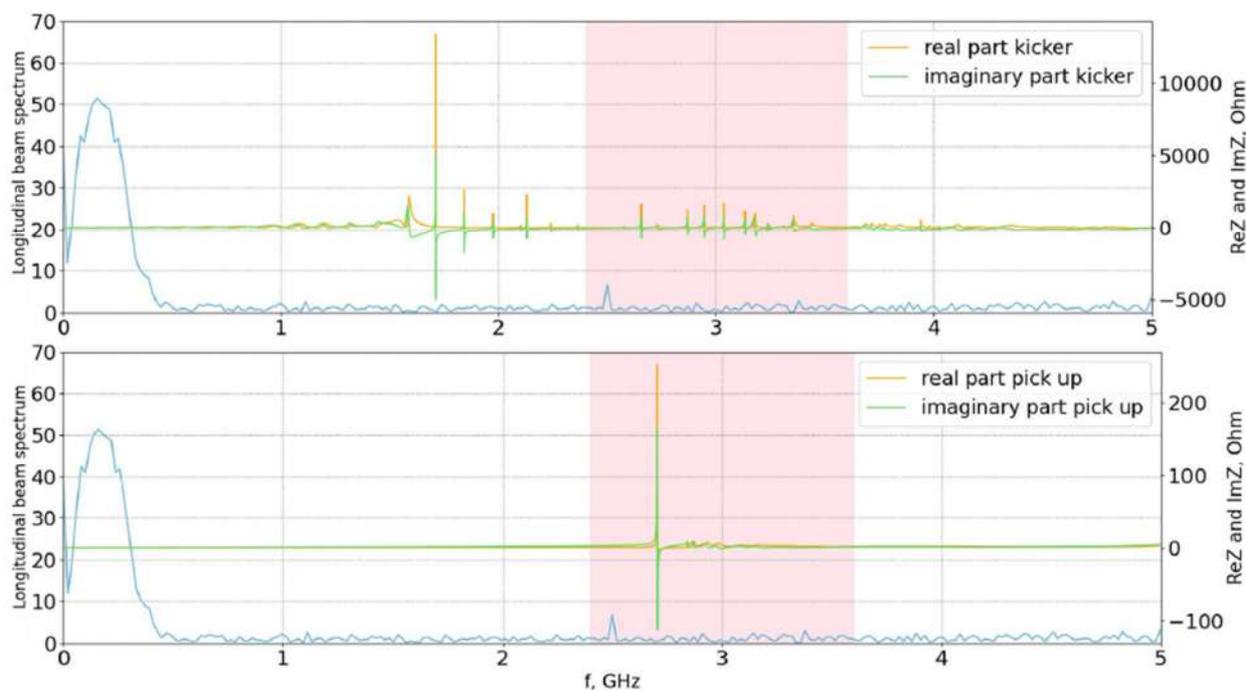


Рисунок 8. Спектр пучка при накопленном токе $I=22,5$ мА и мнимая и действительная части импеданса инфлектора (сверху) и датчика положения пучка (снизу).

Сравнивая спектры со значениями импеданса инфлектора и ДПП, полученными из расчета в $\square S \square$, можно прийти к выводу, что накопленный в единственной сепаратрисе сгусток испытывает минимальное влияние импедансов связи вышеперечисленных элементов (рисунок 8), и, как следует из наблюдений, микроволновая устойчивость не возникает, происходит лишь удлинение сгустка при искажении потенциальной ямы.

Аналогичные измерения проводились и на инжектируемом из линейного ускорителя пучке. На рисунке 9 представлены спектры пучка на 0, 30, 70 и 80 оборотах

от момента инъекции при включенной и выключенной ВЧ-системе накопителя.

Пик частот на графиках вблизи нуля соответствует огибающей затухшего пучка, а вблизи 3 ГГц - его внутренней структуре, которая задана ускоряющими структурами частоты 2,856 ГГц линейного ускорителя. В начале видно, что частоты пучка близки к значениям 2,856 ГГц, после чего пик уходит к частотам около 3,2 ГГц (30 оборот), постепенно его амплитуда уменьшается (70 оборот), а после его исчезновения появляются новые частоты в спектре (около 0,65, 1,3 и 2,2 ГГц) - проявляется микроволновая неустойчивость.

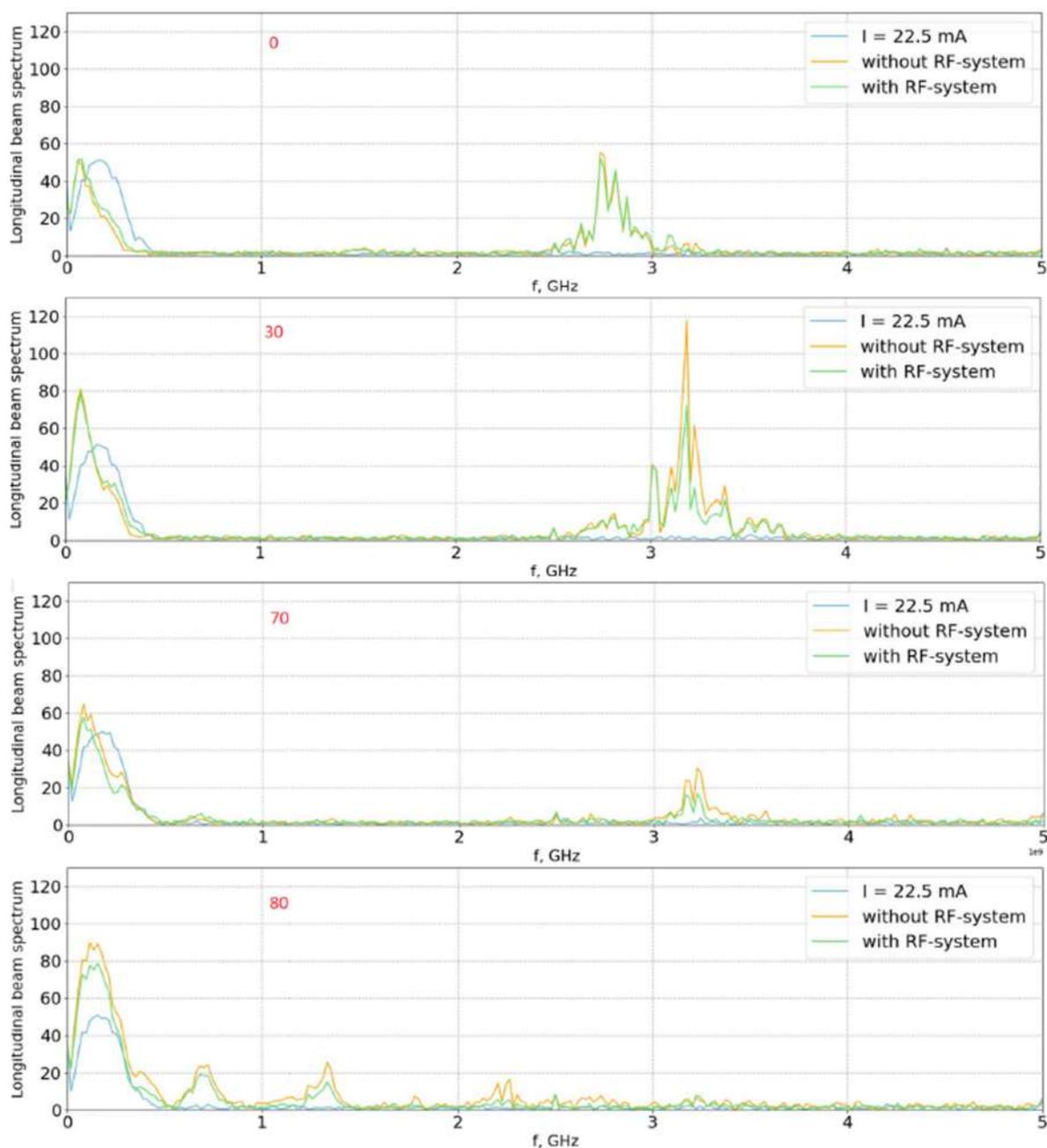


Рисунок 9. Спектр инжектируемого пучка с включенным и выключенным ВЧ-резонатором на 0, 30, 70 и 80 оборотах. Для сравнения также показан спектр охлажденного пучка при токе 22.5 мА.

При наложении спектра на графики зависимости импедансов инфлектора и датчиком положения пучка можно выявить в каких конкретно "полостях" инжектированный пучок индуцировал колебания электромагнитных полей (рисунок 9).

Из рисунка 10, что на начальном этапе пучок индуцирует *wake*-поля во множестве структурных элементов инфлектора, соответствующих частотам 2,6, 2,87, 2,94, 3,03 ГГц, которые в свою очередь начинают перегруппировывать пучок, после чего продольное распределение пучка становится таковым, что у него появляется возможность взаимодействовать и с другими

элементами инфлектора на частотах 3,03, 3,131, 3,17 ГГц (рисунок 11). Кроме того, происходит также и взаимодействие на частоте около 2,7 ГГц с датчиком положения пучка.

К 80 обороту распределение продольной плотности пучка становится таковым, что он практически не взаимодействует с импедансами рассматриваемых элементов (рисунок 12). А уже к 200 обороту спектр пучка практически не отличается от охлажденного (рисунок 13).

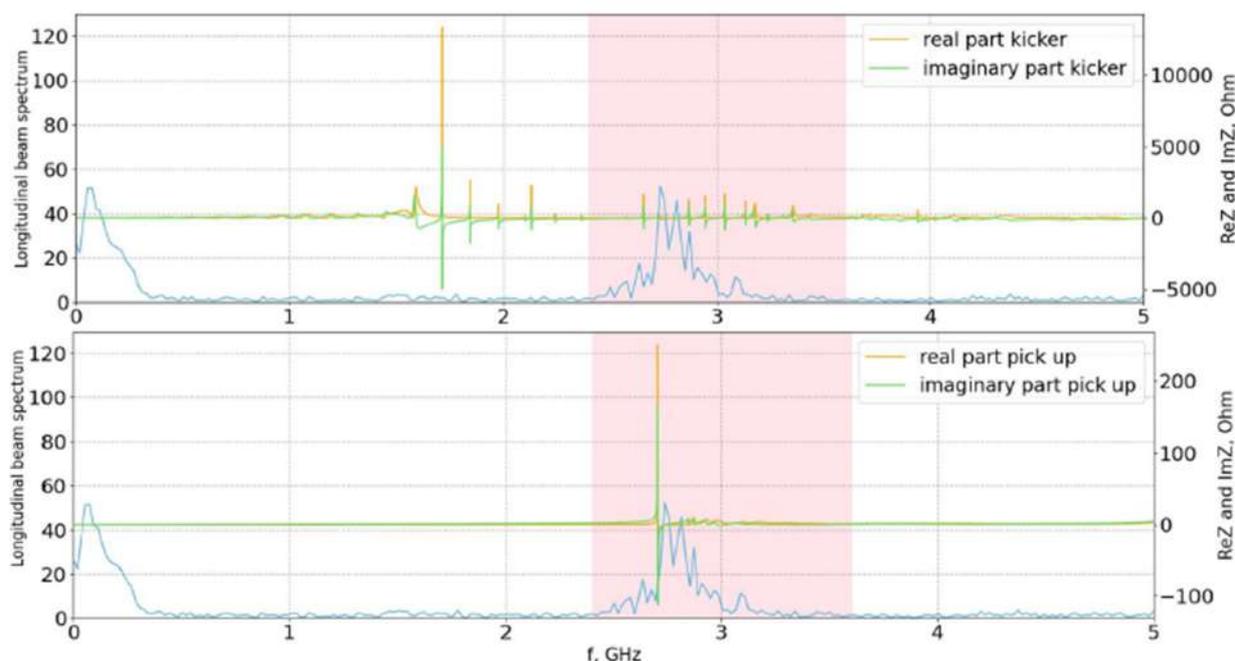


Рисунок 10. Сравнение спектра пучка в момент инжекции и графиков импедансов инфлектора (сверху) и ДПП (снизу).

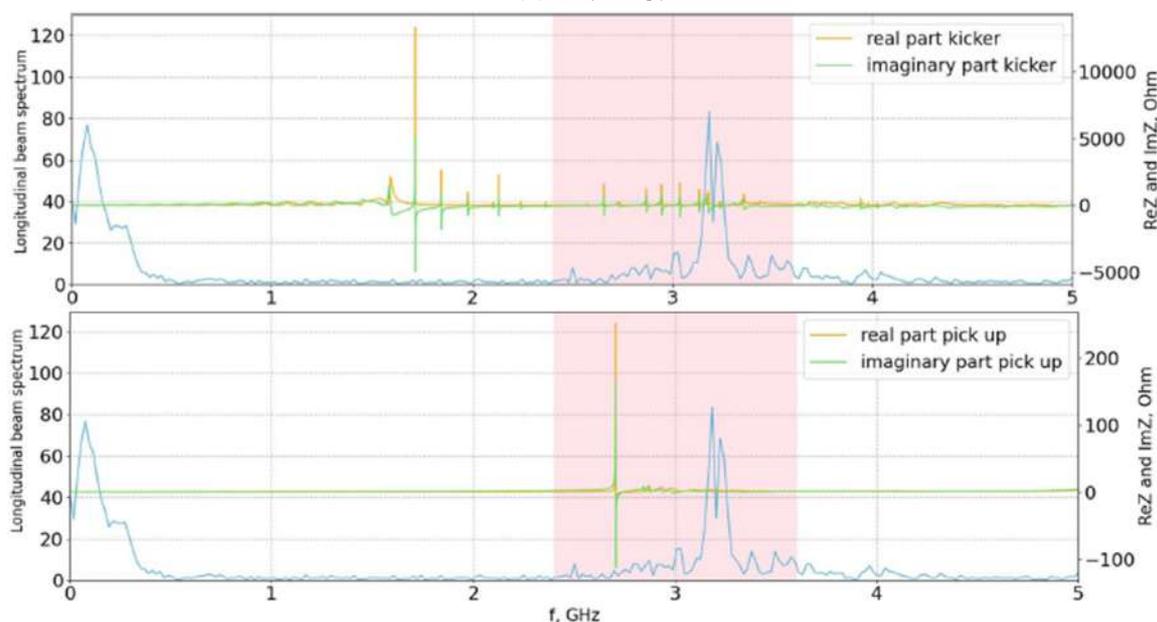


Рисунок 11. Сравнение спектра пучка на 40 оборотах от момента инжекции и графиков импедансов инфлектора (сверху) и пикапа (снизу).

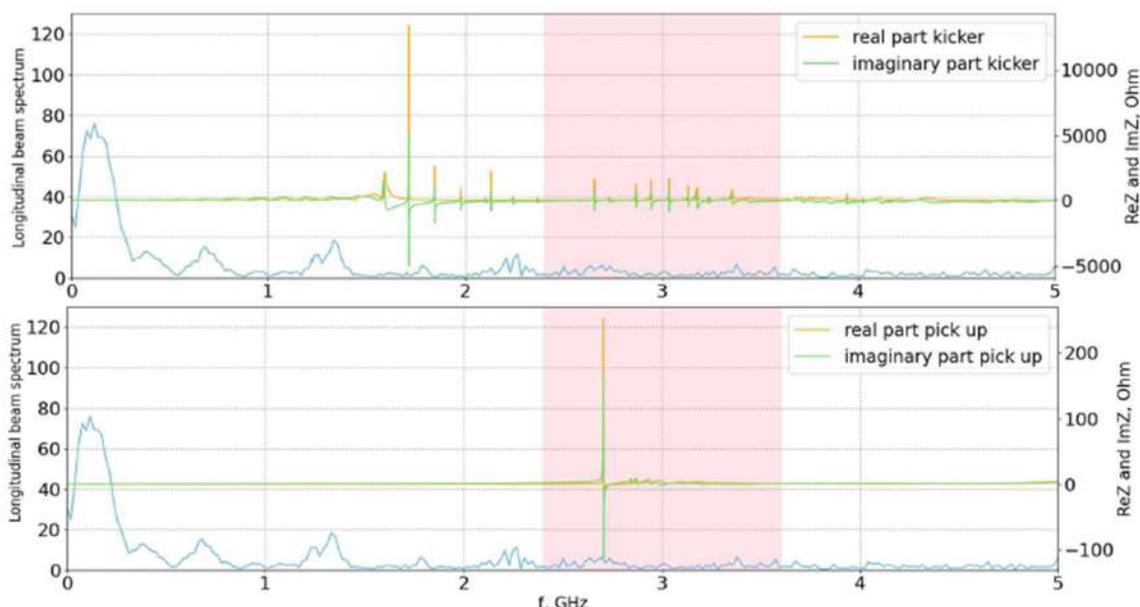


Рисунок 12. Сравнение спектра пучка на 80 обороте от момента инжекции и графиков импедансов инфлектора (сверху) и пикапа (снизу).

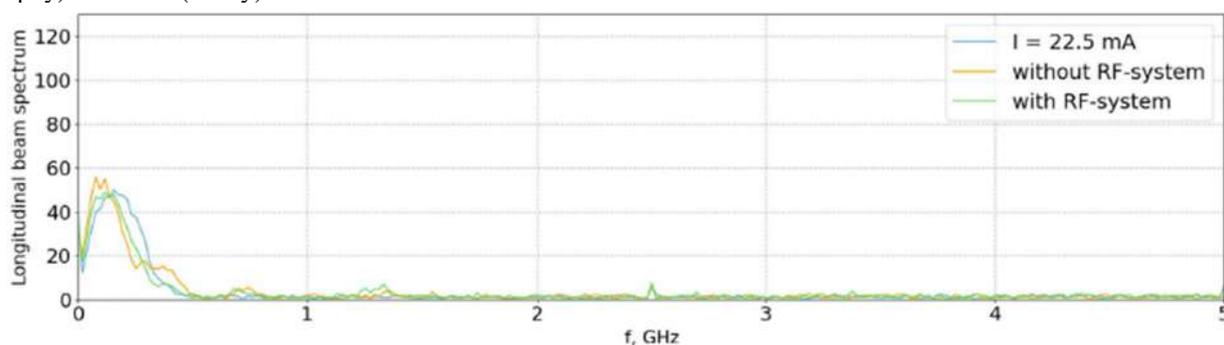


Рисунок 13. Сравнение спектра пучка на 200 обороте от момента инжекции. Для сравнения также показан спектр охлажденного пучка при токе 22,5 мА.

Результаты проведенного анализа показывают, что взаимодействие инжектированного пучка с этими элементами сначала приводит к смещению основных частот спектра в сторону более высоких, после чего проявляется неустойчивость, разрушающая изначальную внутреннюю структуру пучка. По итогу уже спустя 200 оборотов спектр пучка практически полностью совпадает с охлажденным.

Переход на новые источники питания инфлекторов накопителя-охладителя

Для повышения надежности работы инжекционного комплекса ВЭПП-5 была реализована программа модернизации источников питания инфлекторов выпуска накопителя-охладителя для получения минимальных потерь пучка при перепусках потребителям. Это достигается при условии, что наносекундные импульсы генератора инфлекторов будут иметь нестабильность срабатывания по времени менее 1 нс; повторяющуюся форму, близкую к прямоугольной и длительность по основанию менее чем два оборота пучка в накопителе-охладителе. Также требуется контроли-

ровать состояние всех элементов схемы, высоковольтных вводов, согласующих цепей, поглощающих резистивных нагрузок, которые влияют на форму сигнала и величину отражений после основного импульса.

Источники питания формируют импульсы амплитудой напряжения до 50 кВ и тока 2 кА в нагрузку инфлектора, с неравномерностью плоской вершины менее 5% и её длительностью от 30 нс. Кроме того, для точной настройки необходима регулировка амплитуды выходного напряжения в диапазоне 10-100%.

Отечественной компанией «ФИД-техника» был разработан источник прямоугольных импульсов напряжения на основе быстрых полупроводниковых ключей.

Новые источники смонтированы в стойки и расположены внутри накопителя-охладителя, короткими отрезками кабеля подключены к пластинам инфлекторов (рисунок 14).

Восемь пластин инфлекторов подключены каждая к своему источнику питания, с положительной или отрицательной полярностью выходного импульса. Источники интегрированы в общую систему управления комплексом.



Рисунок 14. Стойки высоковольтных источников питания инфлекторов в зале накопителя-охладителя комплекса ВЭПП-5.

Высокая стабильность и повторяемость импульсов высокого напряжения, а также высокая надежность генераторов в свою очередь в значительной степени способствуют стабильной и непрерывной работе всего инжекционного комплекса ВЭПП-5 для обеспечения коллайдеров ИЯФ СО РАН частицами для проведения ими исследований, связанных с методом встречных пучков.

Развитие программного обеспечения ИК

Управление инжекционным комплексом осуществляется при помощи компьютеров, работающих под управлением ОС семейства Linux. В системе управления используется оборудование различных типов. Абстракция оборудования и работа с ним осуществляется Фреймворком CXv4, средства которого так же используются для организации обмена данными между программами. CXv4 написан на языке C, и соответственно прикладное ПО для него может

разрабатываться на C/C++. Так же для взаимодействия с CXv4 существует модуль русx4 для языка Python, который в настоящее время наиболее часто используется в разработке прикладного ПО для инжекционного комплекса.

На прошлых этапах работ был создан значительный задел для обновления автоматического программного обеспечения ИК, однако, время для тестирования его в условиях ускорителя сильно ограничено. Поэтому возникла необходимость в улучшении средств программной симуляции устройств ускорителя. В системе управления ИК в ряде случаев автоматика уровня «устройство» реализована в его драйвере. Поэтому для «виртуального» устройства тоже можно создать специальный драйвер для поддержки симуляции аппаратуры в CXv4. Другое направление, в котором необходимо расширение возможностей фреймворка CXv4 – это улучшение взаимодействия с системами управления комплексов-потребителей пучка. На данном этапе была реализована поддержка связи с фреймворком Tango, который используется на ВЭПП-2000.

Работа инжекционного комплекса в 2024 г.

За 2024 году инжекционный комплекс работал с потребителями пучка около 8 месяцев, и практически всё это время велась работа с и электронными и с позитронными пучками (рисунок 15). Во время работы перепускаемые токи электронного пучка и частота перепусков выбирались исходя из возможностей потребителей, а выпускаемый ток позитронного пучка поддерживался на максимально возможном уровне при постоянном периоде цикла накопление-выпуск. Максимальный темп захвата позитронов в накопителе-охладителе за это время около 0,8 мА/выстрел. При достигнутых параметрах ИК в целом работает в режиме ограничения по возможностям потребителей пучка, то есть часть времени ИК простаивает так как потребителям не требуется инжекция пучков.

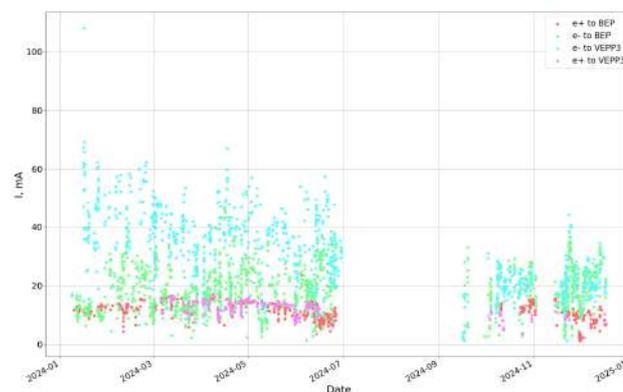


Рисунок 15. Выпущенный ток пучка по данным в режимах, сохранённых операторами в 2024 году.

ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ СИСТЕМА ЭЛЕКТРОННОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ КОЛЛАЙДЕРА НИКА

Развитие физики элементарных частиц, ядра и атомной физики происходит не только на рубеже достижения максимальной энергии. Большое число неисследованных фундаментальных вопросов остается в области более низкой энергии, поэтому в настоящее время во многих мировых центрах проектируются и строятся многофункциональные ускорительные комплексы на энергию ГэВ-го диапазона, позволяющие работать как с протонами, так и различными ионами, и предполагающие эксперименты в области ион-электронных столкновений. Метод электронного охлаждения, предложенный Г.И. Будкером в 1966 году и в настоящее время по-прежнему является одним из основных способов повышения качества пучков тяжелых заряженных частиц в ускорителях и достижения требуемых параметров.

Система электронного охлаждения, установленная в бустере NICA, заметно повысила качество пучки ионов ксенона для коллайдера и практически в 2 раза увеличила «светимость» эксперимента Varion Matter на неподвижной мишени. Это прямое свидетельство важного значения электронного охлаждения для ускорительного комплекса NICA.

Система электронного охлаждения (СЭО) для коллайдера NICA состоит из двух, практически независимых, систем электронного охлаждения (Рис. 1). Ближайшим аналогом СЭО NICA с точки зрения конструкции и заложенных физических принципов является электронное охлаждение для накопителя COSY на энергию до 2 МэВ. Вся высоковольтная система каждого охладителя NICA расположена в отдельном баке с элегазом под давлением до 8 атм. Электронный пучок рождается в пушке, расположенной в баке, и ускоряется в электростатической трубке до требуемой энергии. По транспортному каналу пучок попадает в секцию охлаждения, где взаимодействует с ионами. Далее по другому транспортному каналу пучок попадает обратно в бак, где замедляется во второй электростатической трубке и поглощается на стенках электронного коллектора. На всем пути от пушки до коллектора электроны двигаются в продольном магнитном поле для обеспечения поперечной фокусировки. В установках электронного охлаждения на среднюю и низкую энергию использующих сильное продольное магнитное поле траектории электронов привязаны к силовым линиям поля и можно говорить о «замагничности» движения, когда большое значение поперечного импульса частиц слабо сказывается на их траектории. С увеличением энергии электронов ситуация существенно меняется, поэтому любая неоднородность продольного магнитного поля вносит возмущение в траекторию электронного пучка, приводя к возбуждению ларморовского вращения, что может уменьшить ско-

рость охлаждения. Прямолинейность линии магнитного поля в секции охлаждения также очень важна для получения максимальных декрементов охлаждения электронов. Электроны в силу меньшей массы остаются «привязаны» к силовой линии магнитного поля, а ионы двигаются практически по прямой, поэтому при наличии «волнистости» силовой линии возникает эффективная взаимная скорость электронов и ионов в сопутствующей системе отсчета. Данный эффект становится более существенным при охлаждении на высоких энергиях поскольку данная скорость может быть оценена как $V_{\perp} = \gamma\beta c \sqrt{(\Delta B/B)^2}$, где $\sqrt{(\Delta B/B)^2}$ – среднеквадратичное отклонение силовой линии от прямолинейного значения.

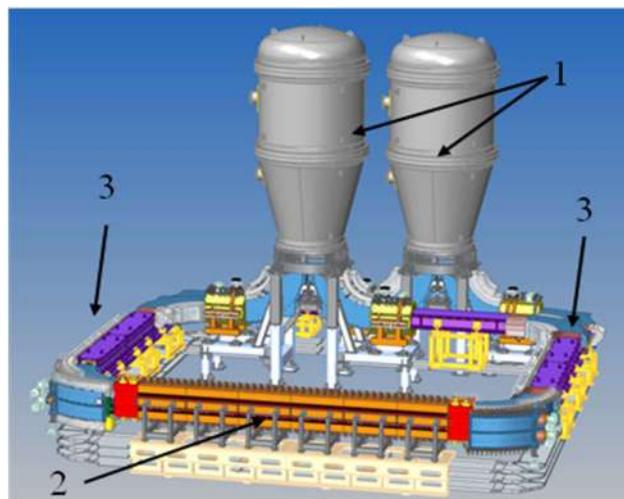


Рисунок 1. Трехмерная модель СЭО коллайдера NICA: 1 – бак высоковольтной системы, 2 – секция охлаждения, 3 – транспортные каналы.

Поэтому в 2024 году в ИЯФ СО РАН была продолжена работа по улучшению качества магнитных полей как в элементах транспортного канала, так и в секции охлаждения. На рисунке 2 показан прямолинейный участок двухэтажного элемента транспортного канала СЭО в процессе подготовки к магнитным измерениям и детали датчика Холла вместе с механизмом перемещения.



Рисунок 2. Прямолинейный транспортный канал магнитного поля в процессе подготовки к магнитным измерениям.

В 2024 году проводились также работы по улучшению качества магнитного поля в секции охлаждения (см. рис 3). На рисунках 4-5 показана элементы конструкции системы измерений прямолинейности силовой линии с помощью датчика “компас”. Система работает за счет настройки лазерного луча отраженного от зеркала, закреплённого на торце магнитного стержня в центр четырёхсекторного фотодиода. Датчик окружён системой из двух взаимно перпендикулярных плоских магнитных корректоров. Схема измерения представляет собой замкнутый контур автоматического регулирования. Смещение лазерного пятна относительно центра датчика приводит к возникновению сигнала ошибки, который воздействует на токи в корректорах и компенсирует поперечное поле, вызвавшее это смещение. По амплитудам токов определяются величины поперечных компонент магнитного поля, описывающие локальное искривление силовой линии.



Рисунок 3. Элементы секции охлаждения СЭО коллайдера во время измерения датчиком “компас”.

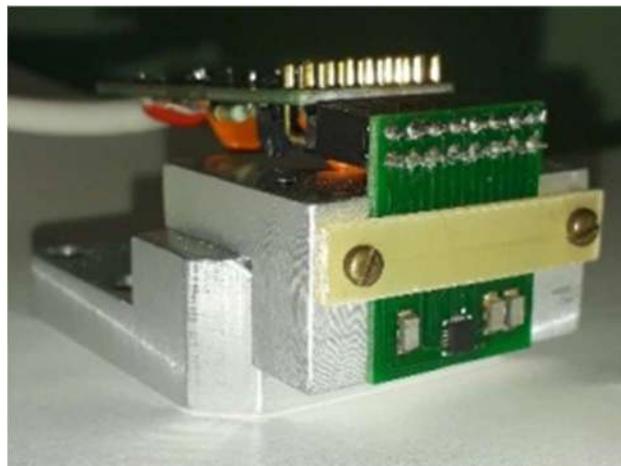


Рисунок 4. Датчик магнитного поля, установленный на прецизионную измерительную основу.



Рисунок 5. Элементы системы перемещения датчика магнитного поля.

РАБОТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

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 высокоэнергичный 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.

Работы с использованием СИ на накопителе ВЭПП-3 проводятся в двух режимах с энергией пучка 2 ГэВ, для большинства пользовательских станций (на рис. 1.1-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.

Аналогично для станций на каналах вывода СИ из коллайдера ВЭПП-4М для всех станций используется режим с энергией 4,5 ГэВ, за исключением станции «Метрология» в мягком рентгеновском диапазоне работа которой происходит на энергии инжекции 1,9 ГэВ. Энергия пучков на рисунках в различных цветах 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 2024 году данные режимы также активно использовались для проведения данных работ.

В общем итоге в 2024 году на ВЭПП-3 полное операционное время работы установки, подходящее для проведения экспериментов, составило 849 часов, что превышает величину 2023 года (807 часов). Данная сумма не включает в себя время, потраченное на подготовку пучков и аварийные простои.

Аналогично, на ВЭПП-4М данное время составило 550 часов.

Во второй половине года, в связи с другими программами использования комплекса исключая возможности работ с использованием СИ, общее время исследований было уменьшено по сравнению с 2022 года, которое составляло (1300 и 900 часов соответственно).

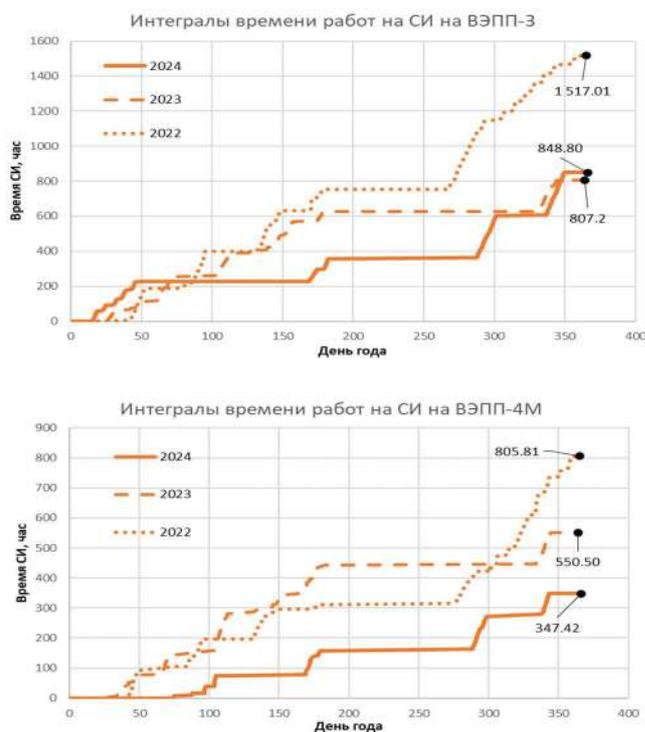


Рисунок 1. Графики набора интегралов операционного времени комплекса ВЭПП-3/ВЭПП4-М для работ с использованием синхротронного излучения за период 2022 – 2024 годах.

На рисунке (Рисунок 1) показаны наборы интегралов операционного времени ВЭПП-3/ВЭПП-4М для работ с использованием СИ в период 2022 -2024 год.

Исследования проводились на 16 экспериментальных станциях СИ (см. табл.1 и табл.2). За весь период реализации проекта услугами Центра воспользовалось 46 организаций в рамках реализации около 52 исследовательских программ, проектов, грантов, договоров о научно-техническом сотрудничестве, тематических планов бюджетных организаций. В настоящее время имеется 47 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 рентгенокопия (ВЭПП-4)
8-Б	Экстремальное состояние вещества (ВЭПП-4)
8-В	"Плазма"

Результаты работ по использованию экспериментальных станций и их модификации проводимые в рамках реализации данного проект представлены в следующих разделах.

Исследования, проведенные в 2024 году на экспериментальных станциях

Работы по литографии в 2024.

Разработка и синтез в ИЯФ СО РАН синдиотактического полиметилметакрилата являются базой для дальнейшей разработки новых полимерных материалов, а также техники и технологии микролитографии на строящемся источнике СИ «СКИФ». Для характеристики свойств получаемого полимера проведена серия исследований, часть из которых увенчана определёнными результатами к настоящему времени, а именно:

1. Исследование радиационной стойкости ПММА с органическими лигандами. В качестве лигандов применялись широко известные протекторы ионизирующего излучения: циклические насыщенный углеводород флюорен. Основной методикой характеристики являлось измерение дефекта массы после облучения полимера. Варьировали концентрацию флюорена в матрице ПММА. В результате эксперимента выявлено снижение дефекта массы приблизительно в три раза по сравнению с нелегированным ПММА при концентрации флюорена около 4 масс.%.

2. Литографические свойства бензилметакрилата изучали, базируясь на результатах определения характеристических функций скорости растворения исследуемого материала в зависимости от дозы поглощённого рентгеновского излучения для различной концентрации бензилового лиганда 5%, 10%, 15, 50%, полученных в 2023 году. Таким образом, сохраняя выработанные ранее условия (растворитель GG, температура проявления 32 °С) были исследованы материалы, обладающие (как показали результаты исследований в 2023 году) более высоким контрастом, а именно

ПММА с концентрацией лиганда 5 и 10%. Полученные тестовые микроструктуры представлены на Рисунок 2.

3. Как видно из Рисунок 2, для меньшей концентрации лиганда наблюдается меньшее количество трещин, напротив, для более высокой концентрации лиганда лучше адгезия материала к подложке. Поэтому можно ожидать, что оптимальная концентрация лиганда находится вблизи 7,5 %.

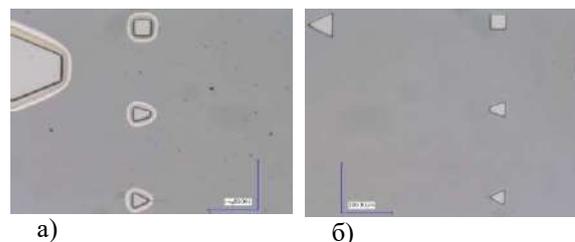


Рисунок 2. Изображение тестовых микроструктуры из бензилметакрилата с концентрацией бензил-лиганда: а) 5%, б) 10%. Высота микроструктур 10 мкм.

Исследование структурных свойств облучённого ПММА с молекулярной массой 10^7 Да.

Поскольку рентгеновское экспонирование характеризуется одновременным радиационным и термическим воздействием на резист (ПММА), вследствие чего структура полимера должна претерпевать изменения, изучались структурные свойства материала после облучения. Для этого использовали диффрактометр Bruker D8. Из Рисунок 3 видно, что интенсивность рассеяния материала с увеличением дозы снижается вследствие снижения концентрации ориентированной массы полимера и возрастания его аморфной массы, что должно найти выражение в структурной перестройке макромолекул.

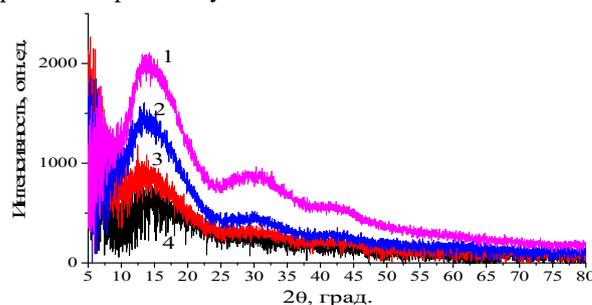


Рисунок 3. Профили широкоугольного рассеяния рентгеновских лучей для плёнок ПММА толщиной 10 мкм, облученных дозами: (1) - 80 кГр; (2) - 255 кГр; (3) - 2085 кГр; (4) - 2960 кГр.

На Рисунок 4 показано изменение характерных размеров структуры молекулы ПММА, причём её мантисса за вычетом целого значения.

С увеличением дозы увеличивается характерная длина межмолекулярного взаимодействия до дозы порядка 1 МГр, одновременно разрушенные молекулярные продукты организуются в новую структуру, характерные размеры которой меньше по размеру. В то же время внутримолекулярные связи прочнее – они начинают заметно разрушаться при дозах свыше 2,5 МГр.

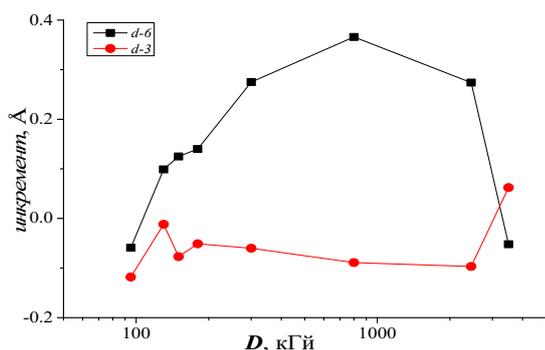


Рисунок 4. Измеренное изменение параметра решётки первого (чёрная кривая) и второго (красная кривая) порядка в зависимости от дозы поглощённого излучения. Вычтено целое значение 6 Å в первом случае и 3 Å во втором случае.

Исследования элементного состава геологических археологических образцов

Исследование вариаций элементного состава в разрезе донных осадков оз. Чаша (Камчатка). Вулканический пепел представляет собой удобный инструмент для стратиграфических корреляций осадочных отложений. Быстрое выпадение пепла (от дней до нескольких месяцев), приводит к формированию изохронных слоев тефры на обширных территориях, что позволяет прямо коррелировать удаленные разрезы, опираясь на уникальность химического состава вулканического пепла для каждого отдельного извержения. Использование озерных донных отложений для поиска и идентификации датированных слоев тефры представляет особый интерес в связи с увеличением их мощности за счет сбора вещества с территории водосбора и хорошим сохранением в разрезе донных осадков. Применение сканирующего μ РФА-СИ позволяет проводить детальное изучение донных отложений с целью изучения геохимических особенностей слоев тефры, представленных в толще осадка. Основной целью данного исследования является получение надежных аналитических данных об особенностях элементного состава обнаруженных слоев вулканических пеплов.

Озеро Чаша (Медвежья Чаша) расположено в Южной Камчатки в центральной части лавового плато Толмачев дол - района интенсивного базальтового вулканизма в плейстоцене-голоцене. Кратер, в котором расположено оз. Чаша, сформировался 4628 ± 90 (датировка по ^{14}C) лет назад во время мощного одноактного извержения (Braitseva et al., 1997; Дирксен и др., 2002). Эруптивный центр Чаша расположен в средней части дола и состоит из двух кратеров. Диаметр главного кратера около 1,2 км, на его дне расположено озеро, глубина кратера до уровня озера колеблется от 160 до 220 м. Озеро, изометричное в плане, имеет размеры 700 x 500 м (Рисунок 5). Глубина достигает 45,8 м.



Рисунок 5. Космоснимок озера Чаша. Линиями показаны данные батиметрии, точкой – место отбора керна.

В сентябре 2023 года с плавучей платформы с применением гравитационного пробоотборника отобрано два керна длиной 780-900 мм (Рисунок 6). Отбор происходил в самой глубокой точке озера.



Рисунок 6. Верхушки кернов донного осадка озера Чаша.

Ненарушенные керны донных отложений герметично запечатывались и транспортировались в лабораторию. В лабораторных условиях керн вскрывался вдоль оси отбора, после чего фотографировался. Из половины каждого керна взяты пробы размерами 170x50x20 мм³ для изготовления твердых препаратов, пропитанных эпоксидной смолой. Из твердых препаратов изготовлены плоскопараллельные пластинки толщиной 2 мм для проведения μ РФА-СИ исследований и оптические шлифы.

Измерения распределения элементного состава донного осадка оз. Чаша проводились в ЦКП «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения» (ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск) по аттестованной методике. Шаг сканирования равен вертикальному размеру пучка возбуждающего излучения, и составил 1 мм. Энергию возбуждения 23 кэВ использовали для определения более 20 породообразующих и микроэлементов (K, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Ni, Cu, Zn, Ga, As,

Br, Rb, Sr, Y, Zr, Nb, Mo, Th, U) в каждой точке сканирования. Одновременно в каждой точке измерения проводилось определение отношения упруго-неупруго рассеянного на образце излучения (Co/Inc)/ Обработку РФА спектров проводили при помощи программы AXIL, пересчет площадей пиков в содержания элементов проводили методом внешних стандартов с использованием набора аттестованных стандартных образцов горных пород.

Для оценки скорости осадконакопления верхних 100 мм керна использованы данные о распределении изотопов ^{137}Cs и ^{210}Pb по глубине керна Chasha-2023-C (Рисунок 7).

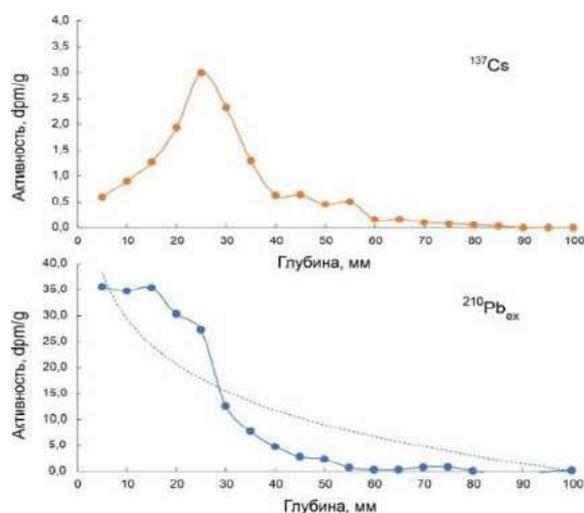


Рисунок 7. Активность изотопов ^{137}Cs и ^{210}Pb по глубине керна Chasha-2023-C.

Линейная скорость осадконакопления по данным распределения активности изотопов ^{137}Cs и ^{210}Pb составляет величину от 0,33 до 0,49 мм/год, что дает слишком большую неопределенность при построении временных рядов распределения микроэлементов по глубине верхней части керна.

Для более точной оценки скорости современного осадконакопления сделана попытка идентифицировать слой тефры в интервале 50-60 мм (Рисунок 8), связав его с датированными историческими извержениями. Наиболее вероятно, что данные слой соответствует мощному взрывному извержению вулкана Ксудач которое произошло 28-29 марта 1907 года (Пийп, 1941). Для подтверждения датировки Слоя I в донных осадках озера Чаша 1907 году, было проведено сравнение данных об элементном составе данного слоя с литературными данными о составе пеплов извержения вулкана Ксудач-1907 году.

Идентификация слоя тефры позволила построить более точную возрастную модель (Рисунок 9) для верхнего интервала керна, что важно для дальнейших исследований.

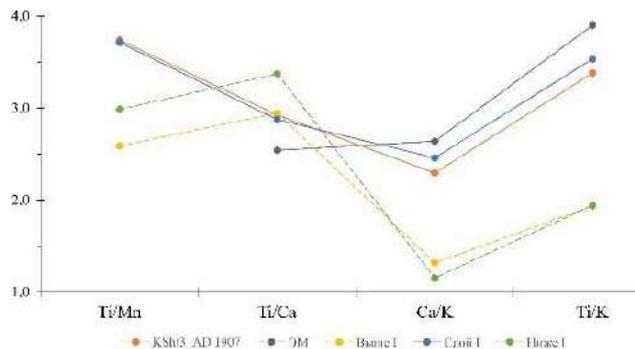


Рисунок 8. Сравнение литературных данных химического состава стекла из тефры KSh3 и данных РФА для слоя 1907 г. (Слой I), а так же выше - (Выше I) и нижележащих (Ниже I).

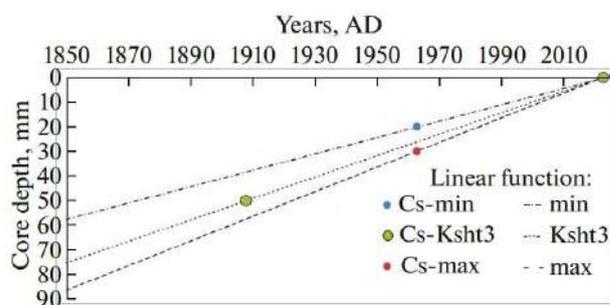


Рисунок 9. Возрастная модель глубина – возраст для керна Чаша-2023-C согласно распределению активности изотопов ^{137}Cs и ^{210}Pb и идентификации слоя вулканического пепла KSh3-1907.

Продолжение развития методик определения следовых концентраций химических элементов методом РФА-СИ, в частности, методик пробоподготовки для различных типов, исследуемых биопсийных материалов.

В результате исследования впервые были определены концентрации 25 химических элементов методом РФА-СИ для красного костного мозга. Результаты исследования могут позволить не только улучшить стратификацию пациентов с лимфомой и лейкозом на группы риска неэффективности стандартного лечения, но и уточнить показания к проведению сопроводительной терапии и реабилитации, что, в свою очередь, может улучшить прогноз и качество жизни, увеличить выживаемость данной группы больных и обеспечить их возврат к труду, а также обеспечить экономию дорогостоящих препаратов. На фоне изучения взаимосвязей между микроэлементами и онкозаболеваниями, исследования именно онкогематологических патологий единичны и носят фрагментарный характер. В литературе представлена только одна работа, с использованием метода РФА-СИ за последние годы.

При анализе микроэлементного состава костного мозга у пациентов с лимфомами показано, что после проведенной терапии, содержащей противоопухолевый препарат доксорубин, происходит выраженное

снижение концентрации калия. В то же время, изменение уровня других эссенциальных элементов (Zn, Br, Rb) после ПХТ, вероятно, связано с форсированием диуреза на фоне интенсивной инфузионной терапии, что выводит часть микроэлементов вместе с мочой (Рисунок 10).

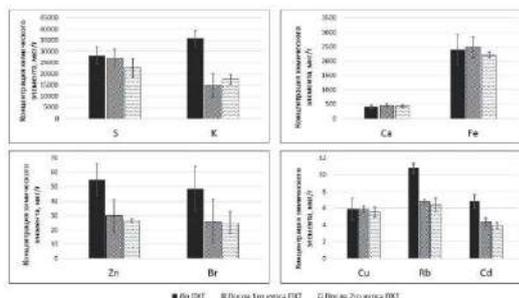


Рисунок 10. Результаты элементного анализа красного костного мозга пациентов с лимфомой Ходжкина, 1 – до ПХТ, 2 – после первого курса ПХТ, 3 – после второго курса ПХТ.

В 2024 году были продолжены работы по определению элементного состава образцов атмосферного аэрозоля Евразийского сектора Арктики в рамках проекта РНФ № 21-77-20025 «Атмосферный аэрозоль в высокоширотных районах Мирового океана: физико-химический состав, географическое распределение, основные источники и факторы изменчивости». Одной из задач проекта является актуализация исследований и статистические обобщения физических и химических характеристик аэрозоля в Европейском/Азиатском секторах Северного Ледовитого океана (СЛО) и околополюсной области (83 – 90 град. с.ш.) с целью выявления закономерностей пространственного распределения, определения характера временной изменчивости аэрозоля и источников загрязнения атмосферы в различных районах СЛО.

На Рисунок 11 показаны предварительные результаты пространственного распределения элементов в составе атмосферного аэрозоля приполярной области (СП-41) и южных широт СЛО (<83°с.ш.) (МЭ). В 2024 году на станции элементного анализа ВЭПП 3 были выполнены работы по изучению кернов донных отложений озера Иссык-Куль в рамках гранта РНФ (номер проекта 21-55-53037 ГФЕН_а «Биогенное осадконакопление в соленых озерах аридной Центральной Азии и его значение для палеоэкологических и палеоклиматических реконструкций»). Целью проекта является фундаментальные исследования биогенного осадконакопления в озерах аридной зоны Евразии: характеристика процессов и их взаимосвязей, и реконструкция природных изменений экосистем в течении голоцена и части позднего плейстоцена (времени существования озер) и антропогенных изменений в историческую эпоху.

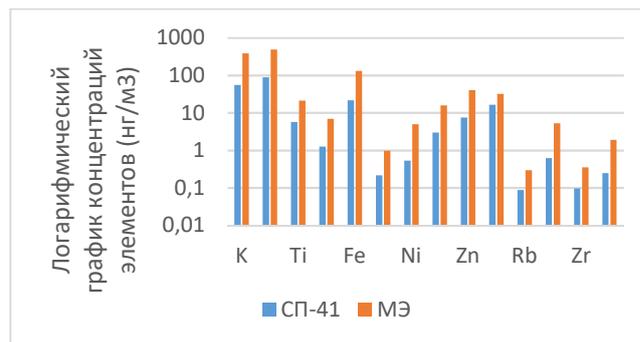


Рисунок 11. Предварительные результаты пространственного распределения элементов в составе атмосферного аэрозоля приполярной области (СП-41) и южных широт СЛО (<83°с.ш.) (МЭ).



Рисунок 12. Места отбора проб донных отложений озера Иссык-Куль.

В рамках работы были исследованы верхние горизонты осадка озера. Всего обработано 5 кернов донных отложений озера каждый мощностью приблизительно 30 см (Рисунок 12). Энергия первичного излучения составляла 23 кэВ для определения элементов от К до Мо (по К-линиям), U и Th (по L-линиям), при экспозиции на точку от 45 сек при загрузке 8-10 кгЦ. Режим съемки-сканирование, с шагом 1 мм. В настоящее время идет процесс написания публикации по выполненным работам.

Также были проведены работы по гранту РНФ № 24-17-00206 «Роль глобальных, региональных и локальных природно-климатических факторов в формировании озерных/озерно-ледниковых отложений на рубеже позднего неоплейстоцена и голоцена (14000-9000 лет назад)». Целью работы является выявление на основе использования данных РФА-СИ сходств и различий между минеральными парагенетическими ассоциациями и их геохимическим составом из разных пачек ленточных глин (совокупностью лент в отдельных горизонтах, объединенных по морфологии варв и их мощности) в малых озерах Полевское и Лавозеро и др. и в Уницкой губе Онежского озера.

Были исследованы части кернов донных отложений (каждая не более 30 см) четырех озер. Сканирование донных осадков было проведено с шагом 1мм и энергией излучения 23 кэВ, для определения элементов от

К до Мо (по К-линиям), U и Th (по L-линиям) с экспозицией на пробу 45-60 сек живого времени при загрузке 8-11 кГц. Для количественного определения концентрации элементов использовался метод внешнего стандарта, где в качестве эталона использовался эталон Байкальского ила (бил). Для этого керны донных отложений были разделены на сантиметровые интервалы, материал колонки был высушен и истерт. Из подготовленного вещества прессовались «таблетки» (масса 30 мг, диаметр 5 мм, поверхностная плотность 0,15 г/см²). Подготовленные образы облучались пучком монохроматизированного синхротронного излучения с энергией 23 кэВ, для определения элементов от К до Мо (по К-линиям), U и Th (по L-линиям) с экспозицией на пробу 150 сек живого времени при загрузке 10-13 кГц. Полученные распределения химических элементов в настоящее время исследуется статистическими методами анализа для выявления связей между химическими элементами, а также сопоставляются с минеральным составом осадка, по результатам работы будет опубликована статья в высокорейтинговом журнале.

Третья по порядку работа на станции ВЭППЗ началась в декабре 2024 года совместно с институтом археологии СО РАН, в рамках проекта РНФ № 24-78-10006, «Палеолитическая летопись Денисовой пещеры: условия формирования, тафономия, культурная и палеогеографическая характеристика плейстоценовых отложений». Целью работы является тестирование методики геохимического профилирования пещерных осадков с высоким разрешением. Выявление геохимически контрастных микроритмов с целью интерпретации условий образования соответствующих осадков и источников вещества. На начальном этапе работы были исследованы профили осадков Денисовой пещеры, общей мощностью 40 см, параметры эксперимента аналогичны тем, что были использованы при других работах. Режим работы-сканирование (шаг один миллиметр), энергия начального излучения 23 кэВ, время экспозиции на точку от 45 секунд. Определялись элементы от К до Мо плюс уран и торий.

Резюмируя вышесказанное: суммарно на станции элементного анализа ВЭППЗ за 2024 год, были исследованы керны донных отложений и отложений пещер общей мощностью 310 см или 3100 точек анализа. Получены профили химических элементов от К до Мо с шагом 1 мм. В настоящее время идет обработка полученных данных и подготовка к публикациям.

Работы, проведенные на станции «Дифрактометрия при высоких давлениях ВЭПП-3» в 2024 год

На станции проводились работы по следующим направлениям:

1. дифрактометрия интерметаллических соединений MnAs и FeRh при высоком давлении при сотрудничестве с Дагестанским федеральным исследовательским центром (ДФИЦ) РАН;

2. испытания электрохимической ячейки для проведения дифракционных исследований при сотрудничестве с Институтом химии твердого тела и механохимии (ИХТТМ) СО РАН;
3. изучение структурно-фазовых преобразований в аустенитной хромоникелевой стали 12X18H10T, подвергнутой интенсивной пластической деформации, при сотрудничестве с Новосибирским государственным техническим университетом (НГТУ);
4. исследование формируемых методом аддитивного лазерного выращивания структур на базе никель-хромовых сплавов Inconel 718 и 738 при сотрудничестве с Институтом теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича (ИТПМ) СО РАН (г. Новосибирск).

Дифрактометрия MnAs и FeRh с ДФИЦ РАН

В этом году заключено соглашение о научно-техническом сотрудничестве с Федеральным государственным бюджетным учреждением науки «Дагестанский федеральный исследовательский центр Российской академии наук» (ДФИЦ РАН) – новой для ИЯФ СО РАН организацией для официального сотрудничества. При сотрудничестве с Лабораторией физики высоких давлений Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН и при сопровождении Лабораторией метаморфизма и метасоматизма Института геологии и минералогии им. В.С. Соболева (ИГМ) СО РАН проведено исследование эволюции фазовых диаграмм перспективных материалов для спинтроники и магнитокалоритики – интерметаллических соединений MnAs и FeRh.

Особенность, объединяющая оба класса соединений, заключается в специфике их магнитных фазовых превращений в тесной связке с изменением кристаллической структуры под действием температуры и давления. Несмотря на многочисленные и разносторонние исследования последних лет, состояние Т-Р фазовых диаграмм этих материалов является слабоизученной стороной вопроса. Главным образом это вызвано, либо ограниченной областью применяемых ранее давлений (MnAs), либо противоречиями в реализации магнитных/структурных фазовых превращений на Т-Р фазовой диаграмме (FeRh).

Для системы FeRh цикл по фазовой диаграмме в общих чертах представлял собой нагрев до ~200 С при «околонолевым» давлении (~0,5–2 кбар), равномерный нагрев с поднятием давления до ~310 С и ~4 ГПа, подъём давления на этой температуре до ~8,5 ГПа, охлаждение с падением давления до исходного значения. На всех дифрактограммах обнаруживается присутствие α -Fe. Примечательно, что эта фаза имеет признаки текстурированности, что можно связать с магнитными свойствами, приводящими к ориентированности в порошке. Нагрев без подъёма давления на первом участке цикла привёл к переходу $Fm\bar{3}m \rightarrow Pm\bar{3}m$, что обусловлено, видимо, упорядочением в решётке изначально разупорядоченных Fe и Rh при отжиге. На участке дальнейшего подъёма давления при темпера-

туре ~ 310 С при давлении около 6–6,5 ГПа наблюдается расщепление около пиков фазы $Pm\bar{3}m$. Это может быть как некоторое нарушение симметрии до, например, тетрагональной, так и выделение богатой Rh фазы той же симметрии. В последнем случае сосуществование фаз чистых металлов Fe и Rh совместно с интерметаллическим соединением можно рассматривать как термодинамическую неустойчивость интерметаллического соединения, фактором которой является различие типов решёток его компонент по отдельности. Далее возникшее при высоком давлении состояние системы не претерпевает заметных изменений до давления $\sim 8,5$ ГПа и сохраняется при завершении цикла при комнатной температуре и «околонулевом» давлении.

Описанные выше результаты являются предварительными. Для системы $MnAs$ также наблюдаются фазовые трансформации, однако обработка данных ещё продолжается. Материалы готовятся для публикации.

Испытания электрохимической ячейки с ИХТТМ СО РАН

Лабораторией ионика твёрдого тела ИХТТМ СО РАН при сопровождении Лаборатории методов синхротронного излучения ИХТТМ СО РАН разработана схема электрохимической ячейки для изучения *in situ* структурных изменений методом дифракции СИ в циклах зарядки-разрядки аккумулятора. Пробные эксперименты проведены для модельной системы $Li/LiPF_6/\text{Графит}$. По смещению характерного дифракционного пика показана была показана интеркаляция/деинтеркаляция лития в структуру графита. Проведены эксперименты для более сложной системы вида $Li/LiPF_6/MXenes$, где в качестве $MXenes$ компонента использован слоистый Ti_3C_2 . Несмотря на то, что для используемой на станции длины волны СИ 0,3685 Å и геометрии съёмки характерный пик находится в области $2\theta \sim 1,5^\circ$, использование вакуумной камеры между образцом и экраном детектора позволяет надёжно детектировать его положение. Можно считать, что испытания разработанной электрохимической ячейки проведены успешно, что позволяет планировать дальнейшие работы в этом направлении.

Исследование структурно-фазовых преобразований в 12X18H10T с НГТУ

При сотрудничестве с Научно-исследовательской лабораторией физико-химических технологий и функциональных материалов НГТУ были проведены поиски следов структурно-фазовых превращений в серии образцов аустенитной хромоникелевой стали 12X18H10T, развивающихся в условиях интенсивного механического воздействия.

Аустенитные хромоникелевые стали нашли широкое распространение в различных сферах промышленного производства благодаря склонности к деформационному упрочнению в ходе обработки в сочетании с присущей им высокой коррозионной стойкостью. Особый интерес представляют структурно-фазовые преобразования, развивающиеся в сталях в процессе интен-

сивной пластической деформации. Деформация анализируемых сталей способна вызывать мартенситное превращение и может способствовать протеканию как прямого $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения, так и с промежуточным образованием ε -мартенсита. Тем не менее, в настоящее время существуют разногласия относительно механизма развития деформационно-индуцированного превращения при трении хромоникелевых сталей. Однако, в серии предоставленных для исследования образцов указанные фазы не были обнаружены.

Исследование структур на базе Inconel 718 и 738 с ИТПМ СО РАН

При сотрудничестве с Лабораторией 3 (Лазерных технологий) ИТПМ СО РАН проводятся систематические исследования различных материалов, полученных с применением высокоинтенсивных лазерных пучков. В 2024 году основная часть работ, проведённых на станции 4 ВЭПП-3, касалась исследования структур, полученных из порошков никель-хромовых жаропрочных сплавов Inconel 718 и 738 методом аддитивного лазерного выращивания на подложках такого же состава. Исследовалось влияние температуры дополнительного нагрева подложки, а также дополнительной процедуры термообработки, на структурно-фазовое состояние выращиваемых структур.

Работы проведенные на станции «Люминесценция с временным разрешением ВЭПП-3» в 2024 год

При сотрудничестве с научно-образовательным центром (НОЦ) «Передовые керамические материалы» ДВФУ проведены исследования люминесцентных керамик различного состава. Предоставленные для исследования керамики получали реакционным спеканием первичных оксидов в четырёх линейках – две линейки из расчёта получения монофазных гранатов состава $(Gd_{0.995}Ce_{0.005})_3(Al_{1-x}Ga_x)_5O_{12}$ при $x = 0,1-0,6$ (серия “GAGG:Ce”) и $(Y_{0.995}Ce_{0.005})_3(Al_{1-x}Sc_x)_5O_{12}$ при $x = 0-0,5$ (серия “YASG:Ce”) и две линейки из расчёта получения бифазной керамики с такими же гранатами и дополнительной фазой корунда Al_2O_3 в количестве 1/3 по весу (серии “GAGG:Ce– Al_2O_3 ” и “YASG:Ce– Al_2O_3 ”). Съёмки проводились в диапазоне 200–900 нм, в части случаев проведены съёмки с фильтром БС-8 для предотвращения наложенных рефлексов второго порядка спектроскопического оборудования от области более коротких длин волн на область более длинных длин волн. Это обусловлено тем, что спектр люминесценции гранатов может быть условно разделён на две части – область ниже ~ 450 нм содержит линий люминесценции самозахваченных экситонов, имеющих комплексный характер (хотя заметно проявлена не для всех образцов), а в области выше ~ 450 нм находится линия люминесценции Se^{3+} , являющаяся основным предметом интереса. На рисунке (Рисунок 13) представлена относительная интенсивность и положение линии люминесценции для Se^{3+} для исследованных линеек. Для всех образцов также проведена съёмка кинетики люминесценции на длине

волны 560 нм. Готовятся 2 публикации для включения результатов проведенных исследований.

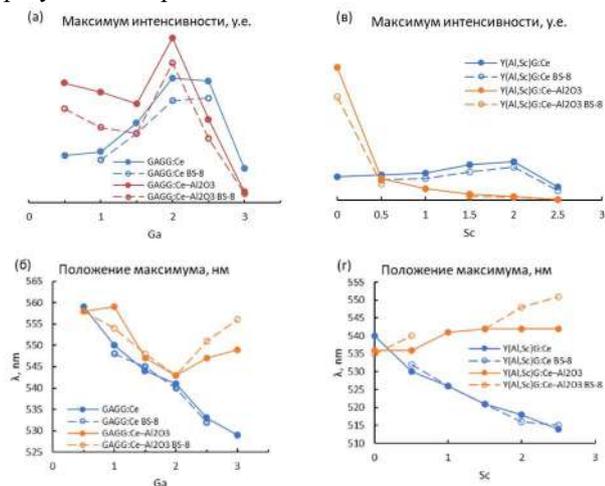


Рисунок 13. Максимум интенсивности (а, в) и его положение (б, г) для серий GAGG:Ce и GAGG:Ce–Al₂O₃ (а, б) и YASG:Ce и YASG:Ce – Al₂O₃ (в, г).

Для серии YASG:Ce исследования фазового состава выявили появление некоторого количества дополнительной низкосимметричной фазы, тем более проявленной на дифрактограммах, чем большая концентрация Sc присутствовала в реакционной смеси. Дополнительные исследования элементного состава, для серии YASG:Ce на станции 8-А накопительного кольца ВЭПП-4 «Жесткая рентгенокопия» выявили наличие W в образцах, также коррелированное с количеством Sc. Это позволило предложить, что дополнительной фазой в этой линейке является сложный оксид иттрия-вольфрама, возможно, с частичной заменой Y на Sc, чьё появление в системе вполне может быть обусловлено относительно высокой химической активностью Sc при спекании образцов в вольфрамовых тиглях.

Исследование изменений фазового состава лазерных сварных швов алюминий-литиевых и титановых сплавов в зависимости от температуры (станция «Прецизионная дифрактометрия-2»)

Алюминиево-литиевый сплав 1441 и его лазерные сварные соединения. Проведены уникальные эксперименты с помощью синхротронного излучения в режиме In Situ исследования изменения фазового состава сплава и сварного шва в зависимости от температуры. Определены температуры фазовых переходов для сплава и сварного шва, температуры растворения и образования упрочняющих фаз. Соответствующие наборы рентгенограмм в зависимости от температуры представлены на Рисунок 14.

Металлические покрытия на основе титанового сплава ВТ-6 и металлокерамические на основе ВТ-6 и бора созданные методом прямого лазерного выращивания. Проведены исследования термической стабильности металлических и металлокерамических покрытий в режиме In Situ. Показана более высокая фазовая

стабильность при высоких температурах металлокерамических покрытий по сравнению с металлическими, что отрывает перспективу внедрения данных покрытий в авиастроение.

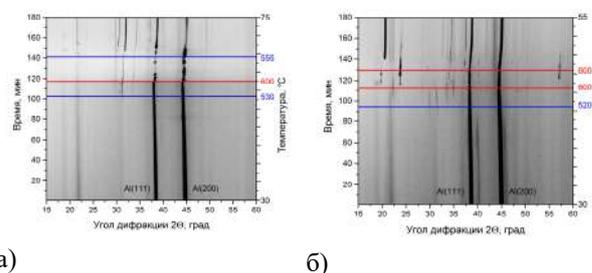


Рисунок 14. Серии рентгенограмм образцов сплава (а) и лазерного сварного шва (б) в зависимости от температуры.

Исследование структурных и фазовых превращений в покрытиях, наносимых из плазмы газового разряда, под воздействием температуры в вакууме и в атмосфере

Исследование термической стойкости покрытия TiBx/AISI 319L на воздухе в диапазоне температур 35-800°C. На накопителе электронов ВЭПП-3 с использованием синхротронного излучения проведено исследование стабильности структурно-фазового состояния TiBx покрытий при изменении температуры от 35 до 800°C в воздушной атмосфере. Покрытия толщиной 3 мкм были получены на подложках из сплава AISI 319L методом сильноточного импульсного магнетронного распыления и магнетронного распыления на постоянном токе. Для обоих покрытий отмечено anomalous поведение (уменьшение) параметра решетки при нагреве и образование фаз оксида титана при высоких температурах. У пленок, нанесенных на постоянном токе, наблюдается появление фазы рутила при температуре около 600°C и фазы анатаза при температуре 800°C. У пленок, полученных сильноточным распылением, формирование фазы рутила происходит при температуре около 700°C, а фаза анатаза образуется в заметно меньшем количестве. Фазы оксида бора после нагрева образцов на рентгенограммах не наблюдаются, что может свидетельствовать об их отсутствии или нахождении в аморфном состоянии. Серия рентгенограмм покрытия TiBx, полученных при нагреве образца от 35 до 800°C и последующем охлаждении, представлена на Рисунок 15.

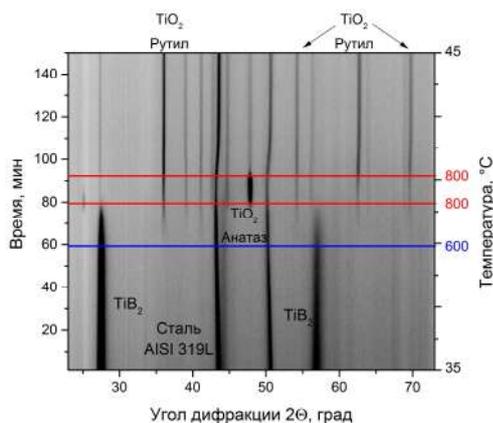


Рисунок 15. Рентгенограммы образца $TiB_x/AISI 319L$ в процессе нагрева от комнатной температуры до $800^\circ C$ на воздухе и последующего охлаждения.

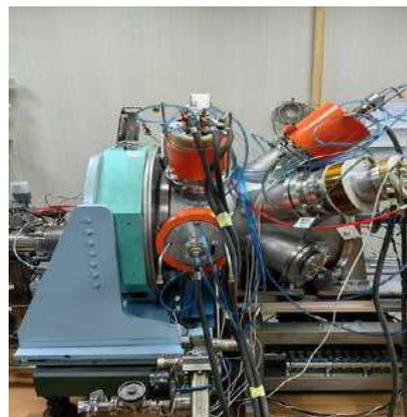


Рисунок 16. Исследовательский стенд ВЭИПС на станции канала СИ №6 источника СИ ВЭПП-3.

Исследование роста покрытий различного состава в процессе нанесения из плазмы газового разряда в режиме *In Situ* с использованием плазменного исследовательского стенда ВЭИПС

Исследование роста покрытия $TiN/WK-8$ в различных режимах работы генератора плазмы на исследовательском стенде ВЭИПС. Проведены первые эксперименты по исследованию процессов нанесения покрытий из плазмы газового разряда на экспериментальном стенде ВЭИПС (Рисунок 16) в регулярном режиме. Исследования направлены на решение комплексной научной задачи, заключающейся в определении основополагающих принципов построения износостойких, жаростойких, многослойных, многокомпонентных структур и покрытий; установлении закономерностей формирования фазового состава и структуры гетерогенных по элементному и фазовому составу слоёв покрытий на поверхности материалов и их взаимного влияния в условиях ионно-плазменной обработки. Применение источника синхротронного излучения для определения фазового состава в режиме реального времени позволяет в разы увеличить чувствительность диагностики фаз в исследованиях процессов формирования слоев покрытий на поверхности конструкционных и инструментальных материалов. Практический аспект работы заключается в подтверждении эффективности использования методов пучково-плазменной инженерии поверхности для изготовления конструкционных и инструментальных материалов и во внедрении в производство оптимальных режимов обработки поверхности, реализуемых этими методами. Серия рентгенограмм покрытия TiN , полученных в процессе роста в режиме *In Situ*, представлена на рисунке (Рисунок 17(a)). На Рисунок 17(б) показаны изменения интегральных интенсивностей рефлексов подложки и покрытия, демонстрирующие количественный фазовый состав образца в зависимости от времени и режима нанесения покрытия.

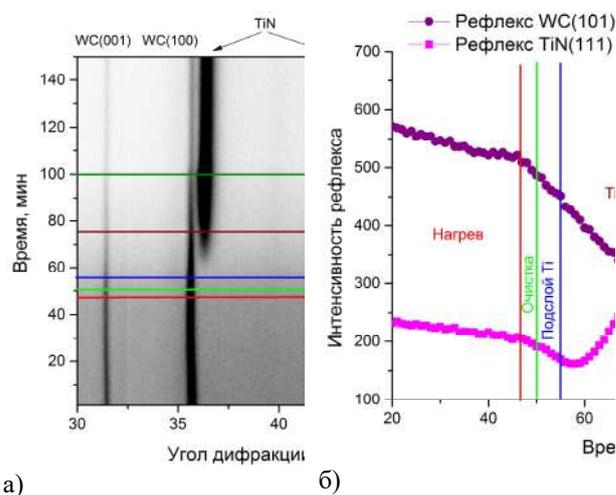


Рисунок 17. Серия рентгенограмм, полученных в процессе нанесения покрытия TiN на подложку сплава $WK-8$ (а); изменения интенсивностей рефлексов подложки и покрытия в процессе нанесения (б).

Высокоэнтропийный сплав $TiNbZrTaHfCu$. Выявлены закономерности формирования фазового состава пленки ВЭС ($Ti - Nb - Zr - Ta - Hf - Cu$), осажденной на подложку $WK8$ из многоэлементной газо-металлической плазмы, созданной при одновременном вакуумно-дуговом распылении катодов состава $TiNbZrTaHf$ и Cu в режиме с плазменным ассистированием (*Ar*). Показано, что осаждение на подложку $WK8$ плазмы состава ($Ti - Nb - Zr - Ta - Hf - Cu$) сопровождается формированием аморфно-кристаллического состояния, представленного фазами состава (предположительно) ($Ti - Nb - Zr - Ta - Hf - Cu$), $TiZr$, $NbZr$ и $CuTiZr$, формирующимися на различных этапах напыления пленки. Основной, как следует из анализа полученных результатов, является фаза состава ($Ti - Nb - Zr - Ta - Hf - Cu$). Применение *In Situ* исследований методами рентгенофазового анализа с использованием синхротронного излучения позволило выявить временные интервалы формирования и перестройки обнаруженных фаз.

Исследования с использованием синхротронного излучения влияния плотности энергии выходного лазерного УФ-излучения на фазо- и структурообразование в поверхностных слоях материала. Методом рентгенофазового анализа (РФА) с использованием синхротронного излучения были проведены *in situ* исследования изменения фазового состава и структуры поверхности сплава TiNi в процессе обработки УФ лазерным излучением. Регистрация рентгенограмм производилась позиционно-чувствительным однокоординатным детектором ОД-3М-350 с использованием рабочих длин волн излучения $\lambda = 0,164$ нм и $\lambda = 0,101$ нм, и временем накопления 30 с/кадр. Рентгенограммы пересчитаны на углы, соответствующие излучению медного анода $\lambda = 0,15401$ нм, диапазон углов дифракции 2θ в этом случае составлял 22-71 град.

УФ лазерная обработка образцов выполнялась в вакуумной атмосфере с использованием исследовательского стенда ВЭИПС, дополнительно оборудованного лазерным комплексом, включающим Nd:YAG лазер Q-smart 850 (Quantel, Франция), систему поворотных зеркал и фокусирующую линзу. Для исследования были взяты образцы в виде пластин с размерами 10 мм × 10 мм × 1,5 мм из сплава на основе никелида титана TiNi (ТН-10). Для проведения экспериментов использовали 12 образцов TiNi (2 тестовых образца, 1 калибровочный образец, по 3 образца для каждого режима УФ лазерной обработки). Лазерное воздействие на материал осуществляли стационарно без смещения пучка, площадь воздействия на поверхность экспериментальных образцов ограничивалась диаметром лазерного пучка (d), который составлял 0,5 см (рис.2,б).

В результате проведенного *In Situ* исследования с помощью синхротронного излучения в процессе ультрафиолетового лазерного воздействия выявлено формирование на поверхности образцов из сплава TiNi тонкой окисной пленки. Процесс лазерной модификации поверхности сопровождается формированием гетерофазной системы, представленной кубической В2 фазой TiNi, с параметрами решетки, отличающимися от В2 фазы в исходных TiNi образцах, тетрагональной фазой TiO₂ (рутил) и кубической фазой сложного оксида Ni₂Ti₄O_x.

Исследование с использованием синхротронного излучения процессов фазообразования поверхностных сплавов, формируемых на принципах аддитивных технологий путем импульсного электронно-пучкового плавления систем пленка-подложка. Проведены *in-situ* исследования динамики формирования фаз в поверхностном слое, формируемого путем импульсного электронно-пучкового плавления систем пленка-подложка с использованием синхротронного излучения. Излучения процессов фазообразования проводили для трех систем: Ti-Zr, Y-Zr, Mo-Zr, имеющие разные фазовые диаграммы. Исследование процессов фазообразования проводили на стенде ВЭИПС с интегрированным источником низкоэнергетического сильнофокусированного электронного пучка (НСЭП), установленном на канале СИ №6 Источника СИ ВЭПП-3 Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения ИЯФ СО РАН

(г. Новосибирск). Структурные изменения в исследуемой системе в процессе НСЭП обработки проводили с помощью XRD анализа с использованием синхротронного излучения. Рентгенограммы получали в скользкой геометрии, угол скольжения составил 15°, используя излучение с длиной волны 0,101 нм. Использовался широкоапертурный детектор, позволяющий получать дифракционную картину в диапазоне $2\theta = 25 \div 60^\circ$. Время набора одной рентгенограммы составляло 90 секунд. Изменение структуры исследовали в зависимости от плотности энергии и количества импульсов НСЭП обработки.

Анализ повреждений и разрушений в углеродном волокнистом материале при статических и циклических нагрузках на основе интегральных характеристик, данных полученных методом рентгеновской томографии (станция «Рентгеновская микроскопия и томография»).

Структура композитных материалов обеспечивает эффективный механизм структурной релаксации, отвечающий за стабильность перехода повреждение-разрушение и надежность изготовленных из них изделий. Это достигается посредством многомасштабной эволюции повреждений. Длительность этих характерных стадий зависит от эволюции повреждений, при этом коллективные эффекты становятся выраженными в связи с взаимодействием многомасштабных дефектов.

В качестве материала для исследования была использована углеродная ткань CW200-TW2/2 с эпоксидной матрицей, состоящей из четного числа пар слоев, ориентированных в противоположных направлениях относительно друг друга. Методология исследования заключалась в сравнительной оценке результатов томографии микроструктуры материала до и после квазистатического и циклического нагружения. Образцы изготавливались в виде листовой заготовки размерами 250×25×4 мм с отверстием диаметром 6 мм в центральной части, которое служило концентратором напряжений. Для проведения рентгеновских томографических исследований из заготовки извлекались цилиндрические зонды диаметром 2 мм и высотой 4 мм в областях с наибольшими и наименьшими локальными деформациями с помощью полого алмазного сверла.

Для квазистатических нагрузок была использовалась электромеханическая универсальная испытательная машина Shimadzu AGX-plus. Циклическое нагружение проводили на сервогидравлической универсальной испытательной машине Biss-00-100. Образцы подвергали квазистатическому растяжению с постоянной скоростью 1 мм в минуту, при этом ось нагружения совпадала с продольной осью образцов. Для оценки структурных изменений в зоне концентратора напряжений образцы нагружали до 85% от предельного значения напряжения, после чего эксперимент прекращали.

Из образцов вблизи и на расстоянии от концентратора напряжений извлекались цилиндрические зонды для томографии. Томография проводилась с использованием источника синхротронного излучения (СИ) от

вигглера, установленного на ускорителе заряженных частиц ВЭПП-3 (Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН). Угловой разброс СИ составлял 0,1 мрад, полная мощность излучения — 0,1 кВт, пространственное разрешение в энергетическом диапазоне (5–30 кэВ) было на уровне 2–3 мкм. На Рисунок 18 представлена схема экспериментальной установки, которая использовалась для томографической съемки.

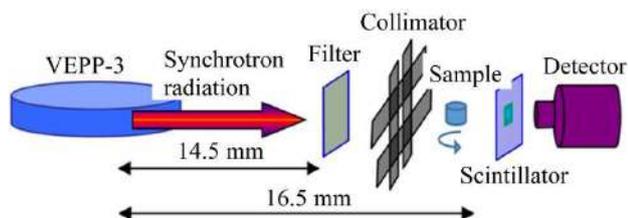


Рисунок 18. Схема экспериментальной установки, которая использовалась для томографической съемки.

Томографическая съемка (Рисунок 19) проводилась с использованием тонкопленочных скантillationционных экранов толщиной 10 мкм выполненных на основе гадолиний-алюминий-галлиевого граната, легированный церием. Детектором служила ПЗС-матрица высокого разрешения (Hamamatsu ORCA-Flash 2.8) с размером матрицы 2048x2048 пикселей. Размер пикселя с учетом увеличения объектива составлял 1,56 мкм. Образец, скантillationный экран и детектор позиционировались с точностью 1 мкм по линейным координатам и 0,001° по угловым координатам относительно рентгеновского пучка. Для формирования рентгеновского пучка использовался коллиматор с размерами 3x3 мм². Последовательные изображения образцов, полученные с помощью томографии, анализировались с использованием метода сегментации на основе глобального порогового значения с использованием универсального программного обеспечения ImageJ-FiJi. Это позволило сгенерировать трехмерные графические матрицы, характеризующие распределение плотности исследуемого образца, размерами 800x800x600 вокселей (размеры вокселей составили 1,56x1,56x1,56 мкм³).

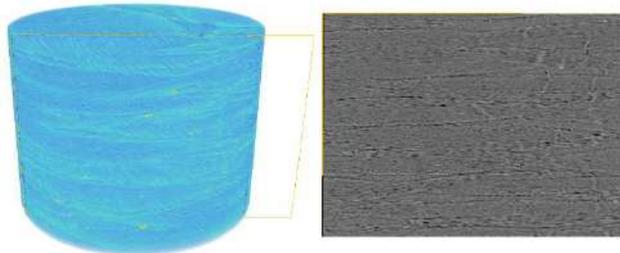


Рисунок 19. Трехмерное изображение (слева) и томографический срез характеризующий микроструктуру образца (справа).

Для получения интегральных макроструктурных характеристик из полученных трехмерных матриц были дифференцированы отдельные матрицы, демонстрирующие распределение неоднородностей (элементов

пористости) в структуре образцов. Полученные графические матрицы пористости были обработаны с помощью программного модуля 3D Objects Counter, в результате чего были получены параметры объема неоднородностей, площади их поверхности и координаты центра (используемые для расчета расстояния между неоднородностями). Для оценки повреждений использовались два фактора: фактор дисперсии (отношение площади поверхности к объему неоднородности) и расстояние между неоднородностями.

Исследование показало, что неоднородности разделились на два кластера, один из которых имел изотропную ориентацию, а другой имел строго поперечную ориентацию. Близость пор друг к другу при механическом нагружении увеличивало вероятность их расширения и слияния, что приводило к образованию новых, более крупных дефектов, таких как расслоение и растрескивание.

Исследование фазовых переходов высокоэнтропийных Al-Co-Cr-Fe-Ni покрытий на железном основании, происходящие при лазерном нагреве.

Были проведены in-situ рентгеноструктурные исследования высокоэнтропийных покрытий для оценки температуры образования жидкой фазы во время лазерного нагрева. Образование жидкой фазы регистрировалось при появлении гало в дифракционных картинах. Для этого эксперимента энергия излучения составляла 49,87 кэВ, соответственно длина волны составляла 0,2480 Å, размер пучка был 200 × 200 мкм², расстояние от образца до детектора равнялось 286,65 мм. Дифракционные картины регистрировались детектором Mar345 со временем экспозиции 2 мин. Поперечный размер образцов был 5×5 мм², а толщина составляла 0,5 мм. Эксперимент проводился в атмосфере аргона. Нагрев осуществлялся с помощью иттербиевого волоконного лазера с максимальной мощностью 527 Вт. Температура образца измерялась с помощью ИК пирометра. Точность оценки температуры была на уровне ± 25°C. Полученные дифракционные картины интегрировались по азимуту далее строились карты интенсивности «Температура-угол рассеяния 2θ». Схема эксперимента и типичная двумерная дифракционная картина, показывающая возникновение гало выше температуры солидуса, приведена на Рисунок 20.

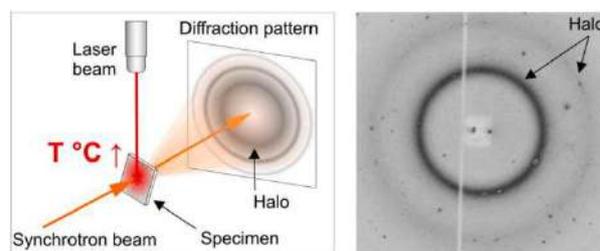


Рисунок 20. Схема эксперимента и гало, возникающее в двумерной дифракционной картине при достижении температуры плавления.

В эксперименте было исследовано 3 образца ($\text{AlCoCrFe}_{0.6}\text{Ni}$, $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ и $\text{Al}_{0.5}\text{CoCrFe}_{3.2}\text{Ni}$) отличающихся процентным содержанием в них алюминия. Наглядное представление фазовых превращений при нагреве для каждого образца показано на картах интенсивности (Рисунок 21).

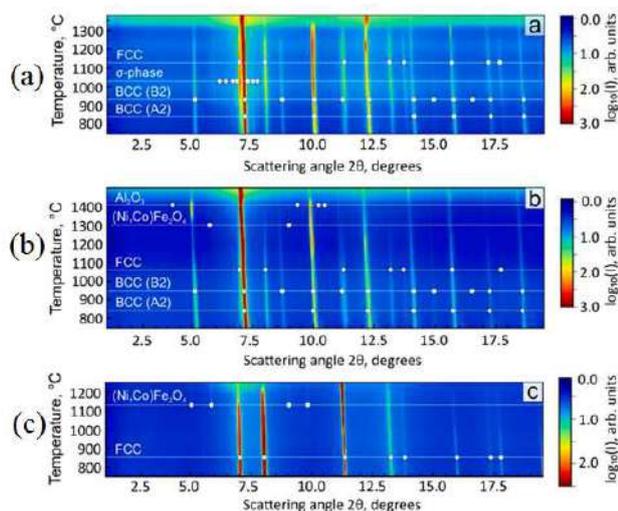


Рисунок 21. Карты интенсивности дифракционных рефлексов для (a) $\text{AlCoCrFe}_{0.6}\text{Ni}$, (b) $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ и (c) $\text{Al}_{0.5}\text{CoCrFe}_{3.2}\text{Ni}$.

Образец $\text{AlCoCrFe}_{0.6}\text{Ni}$.

При нагревании образца $\text{AlCoCrFe}_{0.6}\text{Ni}$ наблюдалось образование и растворение σ -фазы в температурном диапазоне 750–1025°C (Рис.21а). Кроме того, интенсивность ГЦК-рефлексов увеличилась в этом образце в температурном диапазоне 900–1275°C. Эти структурные изменения при нагреве произошли из-за того, что материал покрытия после наплавки быстро охлаждался, что приводило к его кристаллизации в сильно неравновесном состоянии. Нагрев сплава выше температуры солидуса и образование жидкой фазы можно обнаружить по появлению гало на дифракционных картинах. В образце $\text{AlCoCrFe}_{0.6}\text{Ni}$, состоящем преимущественно из ОЦК-фазы и некоторого количества ГЦК-фазы, первые признаки плавления стали заметны при 1275°C. При этой температуре интенсивность ГЦК рефлексов значительно снизилась, что свидетельствовало о плавлении (Рисунок 21а). Объемная доля ГЦК-включений в ОЦК-матрице образца $\text{AlCoCrFe}_{0.6}\text{Ni}$ была невелика, поэтому при плавлении ГЦК-фазы заметного размывания рефлексов или гало не наблюдалось. При достижении температуры 1300°C появилось яркое гало, что свидетельствовало о плавлении значительной части этого образца.

Образец $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$.

При комнатной температуре рефлексы ГЦК-фазы от образца $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ были плохо видны на дифракционной картине, но их интенсивность значительно увеличивалась в интервале температур от 775 до 1100°C (Рисунок 21б). При дальнейшем нагреве ГЦК-фаза в покрытии $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ постепенно разлагалась и практически полностью исчезла при 1375°C.

Образец начал плавиться при 1425°C. Дифракционные данные показали, что даже при повышении температуры до 1500°C температура плавления образца $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ еще не была достигнута. Обычно при этой температуре в кристаллическом состоянии в сплавах на основе AlCoCrFeNi остается только ОЦК-фаза из-за ее высокой температуры плавления. Согласно работам, соединение $\text{Al}_{1.5}\text{CrCoFeNi}$ полностью переходит в жидкое состояние в диапазоне температур 1460–1500°C. Возможной причиной, по которой образец $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ не плавился при 1500°C, может быть низкое содержание Fe. Согласно расчетным данным других исследователей, недостаток Fe в сплавах $\text{Al}_x\text{CrCoFeNi}$ и избыток Al в сплавах $\text{Al}_x\text{CrCoFeNi}$ приводят к более высокой объемной доле ОЦК фазы и способствуют повышению температуры плавления сплавов.

Образец $\text{Al}_{0.5}\text{CoCrFe}_{3.2}\text{Ni}$.

Начало плавления в образце $\text{Al}_{0.5}\text{CoCrFe}_{3.2}\text{Ni}$ наблюдалось при 1200°C, на что указывает образование гало и резкое уменьшение интенсивности почти всех рефлексов ГЦК (Рисунок 21с). Согласно фазовой диаграмме $\text{AlCoCrFe}_x\text{Ni}$ температура солидуса сплава с $x=3$ составляет приблизительно 1290°C. Однако температура солидуса для образца $\text{Al}_{0.5}\text{CoCrFe}_{3.2}\text{Ni}$, наблюдаемая в этом исследовании, была ниже. Можно предположить, что это произошло из-за более низкого содержания Al в этом образце.

Точность измерения температуры была на уровне $\pm 25^\circ\text{C}$, что не позволило определить температуры фазовых переходов с точностью до градуса, однако полученных данных оказалось достаточно для относительной оценки разницы температур плавления.

Рентгеноструктурный анализ in-situ показал, что образец $\text{Al}_{0.5}\text{CoCrFe}_{3.2}\text{Ni}$ имел самую низкую температуру солидуса около 1200°C, а образец $\text{Al}_{1.5}\text{CoCrFe}_{0.5}\text{Ni}$ имел относительно высокую температуру солидуса около 1425°C с температурой ликвидуса выше 1500°C.

Исследования за 2024 год, выполненные на 8 канале комплекса ВЭПП-3/ВЭПП-4 (станция EXAFS спектроскопии Сибирского центра синхротронного и терагерцового излучения, СЦСТИ ИЯФ СО РАН).

Комплексное структурное исследование слоистых двойных гидроксидов на основе $\text{Ni}^{(2+)}\text{-Al}^{(3+)}$ и $\text{Zn}^{(2+)}\text{-Al}^{(3+)}$ наносистем.

Слоистые двойные гидроксиды (СДГ) находят широкое применение в качестве адсорбентов и прекурсоров благодаря возможности гибко управлять составом межслойных анионов путём контроля процесса синтеза, а в последнее время также рассматривается их применение в роли антипиренов таких легковоспламеняемых материалов, как, например, полиуретаны. Задача характеризации структуры получаемых СДГ не всегда может быть успешно решена методом рентгеновской дифракции из-за низкой кристалличности получаемого продукта. В этом случае становится особенно актуально применение методик, позволяющих исследовать локальную атомную структуру. В настоящей работе методами рентгеновской дифракции и

EXAFS-спектроскопии исследованы СДГ на основе $Ni^{2+}-Al^{3+}$ и $Zn^{2+}-Al^{3+}$, полученные методом соосаждения в растворе гидроксида натрия.

Съемка спектров EXAFS проведена вблизи К-края поглощения никеля Ni (8333 эВ) и цинка Zn (9659 эВ) по методике выхода флуоресценции на экспериментальной станции «EXAFS-спектроскопия» канала 8 накопительного кольца ВЭПП-3 в Центре коллективного пользования (ЦКП) «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения» (СЦСТИ) на базе Уникальной научной установки (УНУ) «Комплекс ВЭПП-4–ВЭПП2000» в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ) СО РАН. В качестве монохроматора использовали разрезной моноблочный кристалл-монохроматор Si(111). Шаг при измерении составлял $\sim 0,5$ эВ. Обработку XANES-спектров проводили с помощью программного комплекса VIPER и XANES dactyl score.

Показано, что полученные кривые PPA (RDFs) однотипны для исследованных систем. Установлены длины межатомных связей и соответствующие координационные числа. На основе данных EXAFS выполнено уточнение структурных параметров методом рентгеновской дифракции. Полученные различными методами результаты хорошо согласуются между собой. Подробно рассмотрены возможные варианты структурных моделей. Продемонстрирована перспективность предлагаемого подхода комбинации методов EXAFS и рентгеновской дифракции для исследования частично (плохо) окристаллизованных систем, на примере слоистых двойных гидроксидов (СДГ).

EXAFS XANES исследование генезиса модельной системы, на основе виннокислой меди (II), при воздействии высокоэнергетических электронов

Выполнено комплексное XAFS (Рисунок 22) исследование генезиса модельной системы, на основе виннокислой меди (II), при воздействии высокоэнергетических электронов. В качестве источника использовался импульсный ускоритель электронов с системами визуального наблюдения, температурного контроля и программирования работы по температурному графику. Съемка XAFS спектров для исследованных образцов проведена вблизи К-края поглощения меди Cu (8979 эВ) на экспериментальной станции «EXAFS-спектроскопия» канала 8 накопительного кольца ВЭПП-3 в Центре коллективного пользования (ЦКП) «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения» (СЦСТИ) на базе Уникальной научной установки (УНУ) «Комплекс ВЭПП-4–ВЭПП2000» в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера (ИЯФ) СО РАН. В качестве монохроматора использовали разрезной моноблочный кристалл-монохроматор Si (111). Шаг при измерении составлял $\sim 0,5-1,5$ эВ. Обработку XAFS-спектров проводили с помощью программного комплекса VIPER и XANDA. Показано, что полученные кривые PPA (RDFs) для исследованных образцов имеют значительные отличия в зависимости от предыстории. Установлены длины межатомных связей и соответствующие координационные числа. Дополнительно проведено исследование методами ЭПР и

РФА (Рисунок 23). Полученные различными методами результаты хорошо согласуются между собой. Подробно рассмотрены возможные варианты структурных моделей.

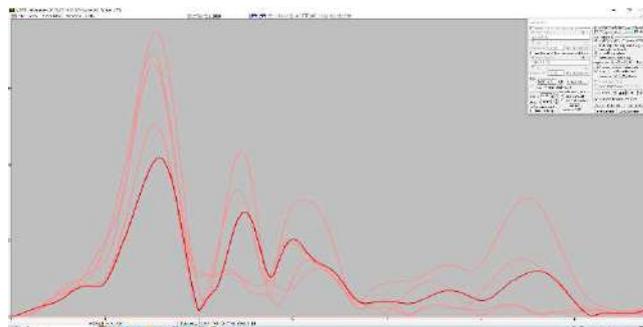


Рисунок 22. Модули Фурье преобразования экспериментальных $k^2\chi(k)$ Cu- K - EXAFS спектров образцов и реперных соединений без учета фазовых сдвигов.

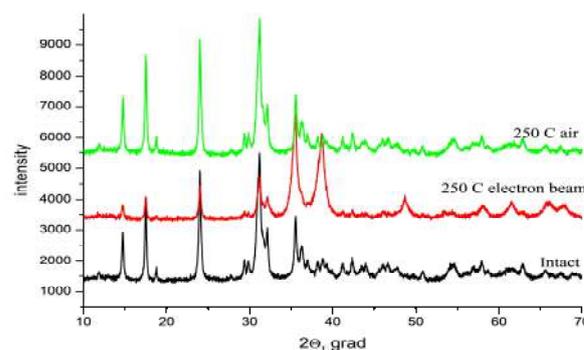


Рисунок 23. Рентгеновские дифрактограммы образцов основного соединения меди исходного и после температурной обработки.

Модернизация Технологической станции СИ ВЭПП-4М.

«Технологическая станция СИ» на накопителе ВЭПП-4М используется для проведения учебных работ со студентами с целью практического обучения основам экспериментов на синхротронном излучении и тестирования новых элементов и методик. Станция выполнена в виде двух вакуумируемых камер, последовательно установленных на пучке СИ. В первой камере размещены рентгеновские щели для формирования размера пучка СИ и разрезной рентгеновский монохроматор на кристалле Si(111), вторая камера предназначена для размещения исследуемого объекта и энергодисперсионного детектора Amptek. Оснащение может меняться для проведения демонстрационных экспериментов по различным методикам применения СИ.

Удачная начальная конструкция станции в виде двух разнесенных камер с возможностью откачки до форвакуума дала возможность не только проводить практикумы по исследованию свойств СИ и работы рентгеновского монохроматора, но и реализовать эксперименты, ранее не доступные на экспериментальных станциях СИ в ИЯФ.

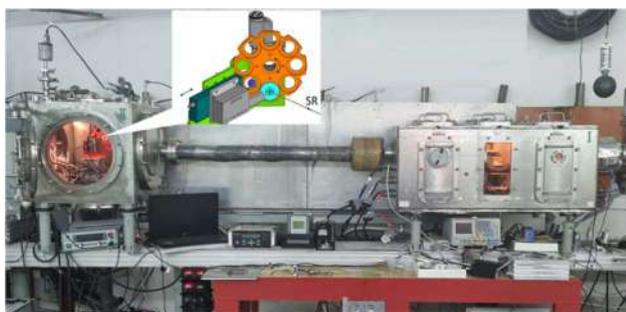


Рисунок 24. Внешний вид «Технологической станции СИ». На вставке карусельный блок смены образцов.

Обе камеры могут быть откачаны до форвакуума и наполнены гелием. Откачка воздуха дает возможность снизить рассеяние, и более чем на порядок увеличить количество регистрируемых низкоэнергетичных фотонов, а наполнение гелием до давления 150 Торр используется для обеспечения теплоотвода от расположенного внутри второй камеры энергодисперсионного детектора.

Блок смены образцов (Рисунок 24, вставка) выполнен в виде вращающегося карусельного держателя на 8 объектов. Это позволяет проводить серию измерений в одних условиях, значительно сокращая потери времени на процедуру напуска и откачки атмосферы при смене образцов. Цикл смены образцов и вакуумирование станции занимают около 20 минут. В карусельном держателе размещаются 8 образцов на стандартизированных оправках – дисках диаметром 38 мм и толщиной 5 мм. Таким образом время съемки серии из 8 образцов будет сокращено примерно на 2 часа, а все образцы при этом будут исследоваться в одинаковых условиях с точностью до изменения тока в накопителе.

Для управления моторизованными элементами станции написано специальное программное обеспечение обеспечивающее управление круговой подвижкой карусельного держателя образцом и запуском энергодисперсионного детектора с автоматическим протоколированием параметров электронного пучка в накопителе, параметров работы детектора, и других условий эксперимента.

После модернизации Станции, совместно с ЦСБС СО РАН проведены первые эксперименты по исследованию содержания лёгких элементов (Al, Si, P, S, Cl) в образцах различных органов растений земляники садовой (Рисунок 25).

Отработанная методика исследования содержания в образцах легких элементов, разрабатываемое программное обеспечение и практическая подготовка вовлеченных в работу молодых сотрудников будут использованы в проведении исследований в ЦКП «СКИФ».

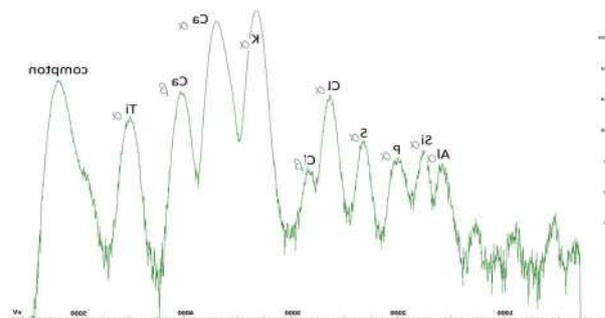


Рисунок 25. Пример РФА-спектра от стандартного образца трансмеси TR1, энергия возбуждения 5,2 кэВ.

Использование метода РФА-СИ для вирусологических исследований

Создание препаратов, которые одновременно можно использовать и в ранней диагностике, и в терапии, – новый подход в фармацевтике, получивший название тераностика (англ. theranostics). Тераностика – это наиболее эффективный путь для лечения многих заболеваний, в том числе онкологических.

Стратегия этого подхода состоит в том, чтобы сначала “увидеть”, то есть диагностировать, мишень, а потом этим же “инструментом” ее поразить. На роль такого инструмента в случае онкологии идеально подходят онколитические вирусы, которые способны адресно распознавать и “убивать” (лизировать) раковые клетки. Онколитические вирусы могут быть генетически модифицированы – с целью повышения их диагностической и терапевтической эффективности в отношении опухолей и метастазов. Особое место при генетической модификации вирусов занимают трансгены репортерных белков, экспрессия которых в составе онколитических вирусов в раковых клетках позволяет отслеживать четкую картину опухолевого процесса в динамике, а также эффективность терапии.

Научными сотрудниками государственного научного центра вирусологии и биотехнологии (ГНЦ ВБ) «Вектор» сконструирован рекомбинантный штамм вируса осповакцины, геном которого содержит вставку трансгена симпортера йодида натрия мыши (mNIS). Вирус осповакцины (VACV) является одним из фаворитов в разработках противоопухолевых препаратов на основе онколитических вирусов. VACV имеет широкий тропизм к клеткам опухолей человека и животных и лизирует их с высокой скоростью. Кроме этого, VACV обладает высокой природной онко-селективностью и способен в тысячи раз эффективнее реплицироваться в опухолевых клетках по сравнению с нормальными.

За счет того, что NIS экспрессируется вирусом, а вирус размножается преимущественно в опухолевых клетках, NIS должен встроиться в мембраны опухолевых клеток и начать поглощать йод. Если мыши будут получать каким-либо образом йод (можно их кормить или делать инъекции йода), то этот йод будет концентрироваться в опухолевых клетках. Таким образом, имеется возможность в дополнительном контрастировании опухолевых клеток йодом, что должно суще-

ственно улучшить визуализацию опухолевых образований методом разностной радиографии с помощью СИ.

В качестве приложения к использованию метода РФА-СИ для вирусологических исследований была проведена работа по количественному определению содержания йода в образцах опухолевых тканей лабораторных мышей подверженных терапевтическим воздействиям.

Все работы были проведены на станции СИ «Жесткая рентгенокопия» накопительного кольца ВЭПП-4М.

Синхротронное излучение генерировалось девятиполюсным вигглером, установленным в прямолинейном промежутке накопителя ВЭПП-4М. Рабочая энергия электронного сгустка в накопителе составляла 4,5 ГэВ при среднем токе электронов около 10 мА. Магнитное поле в вигглере составляло 1,9 Тл. Энергия возбуждающего излучения составляла 35 кэВ, близкая к К-краю поглощения йода (33,16 кэВ). В качестве внешнего стандарта использовался стандартный биологический образец NIST-1566a (устричная ткань - ОТ), имеющий аттестованное значение йода – 4,5 ppm.

Цель эксперимента состояла в том, чтобы зафиксировать эффект накопления йода в опухолевых клетках с введённым рекомбинантным штаммом вируса осповакцины VV-mNIS, экспрессирующим белок mNIS (трансгена симпортера йодида натрия мыши), относительно незаражённых штаммом вируса опухолевых клеток; а также сравнить эффекты накопления в зависимости от способа введения йода в организмы мышей: перорально и с помощью внутрибрюшинной инъекции.

Общее количество биологического материала от лабораторных мышей было в количестве 32 штук. Образцы представляли из себя опухолевую ткань эпидермоидной карциномы человека, привитую лабораторным мышам и удалённую из их организма после вывода из эксперимента (эвтаназии). Вырезанные опухолевые ткани в дальнейшем проходили процесс лиофилизации.

Лабораторные мыши делились на две группы: экспериментальную, в которой мыши получали лечение рекомбинантным штаммом вируса VV-mNIS, и контрольную группу, в которой мыши не лечились вирусом. Мыши всех групп получали перорально раствор йодида натрия в количестве 100 млМ на протяжении пяти дней перед выводом из эксперимента.

Каждая группа делилась приблизительно поровну ещё на две подгруппы. Мыши одной из подгрупп в каждой группе за тридцать минут до вывода из эксперимента получали дополнительную внутрибрюшную инъекцию 20 млМ йодида натрия. При этом не было обнаружено никакого токсического влияния на организм мыши.

Результаты эксперимента показаны на Рисунок 26.

Из Рисунок 26 видно, что содержание йода в опухолевых тканях мышей, которым вводилась внутрибрюшная инъекция йодида натрия, выше, чем у мышей, которым йод поступал только перорально. Также

видно, что не прослеживается увеличение содержания йода в опухолевых тканях мышей, которые получали лечение онколитическим вирусом. Однако в экспериментальной третьей группе присутствует одна особь с вылетевшим значением содержания накопленного йода. В ходе обсуждения полученных экспериментальных результатов было заключено, что эксперимент был проведён корректно, распределение всех образцов по подгруппам прослеживается явно. Начатое нами междисциплинарное научное исследование требует проведения новых подходов к экспериментам для получения дополнительных данных.

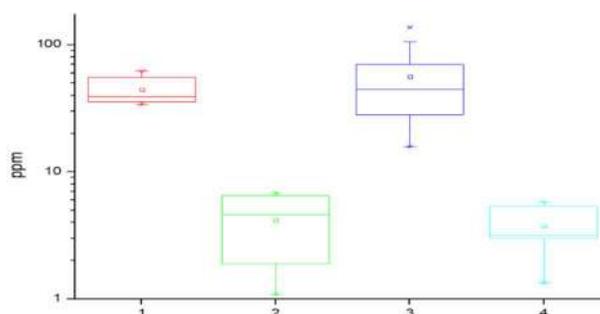


Рисунок 26. Распределение концентраций йода в подгруппах лабораторных мышей: 1, 2 – контрольная группа; 3, 4 – экспериментальная; 1, 3 – подгруппы мышей, которым вводилась внутрибрюшная инъекция йодида натрия.

Работы на экспериментальных станциях СЦСТИ «Субмикросекундная диагностика» (0-Б, ВЭПП-3) и «Экстремальное состояние вещества» (8-Б, ВЭПП-4)

Исследование ударного-сжатия 3D-структурного алюминия.

Опыты проводили на станции «Экстремальное состояние вещества» ускорительного комплекса ВЭПП-4, также предварительные эксперименты проводились на станции «Субмикросекундная диагностика» ускорительного комплекса ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН г. Новосибирск). Измерения проводили с использованием метода высокоскоростной регистрации быстротекающих процессов с использованием синхротронного излучения (СИ) – скоростной радиографии (Рисунок 27 и Рисунок 28). Интенсивность излучения и его спектральная характеристика на станции «Субмикросекундная диагностика» (ВЭПП-3) не позволяют получить хорошие количественные данные о течении.

Согласно полученным данным по интенсивности для 3D-структурного алюминия (Рисунок 29), область сжатия просматривается хорошо. При этом движение границы между образцом и ударником на рентгенограммах видно четко. Более того, наблюдается снижение интенсивности ударной волны в материале (Рисунок 30 и Рисунок 31).

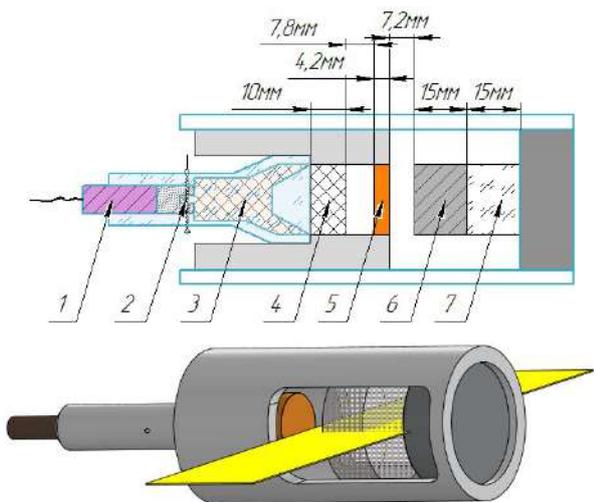


Рисунок 27. Схема экспериментальной сборки: 1 – детонатор, 2 – контактный датчик для запуска DIMEX, 3 – взрывная линза, 4 – заряд ВВ (К-91), 5 – медный ударник, 6 – образец (3D-структурный алюминий), 7 – оргстекло.

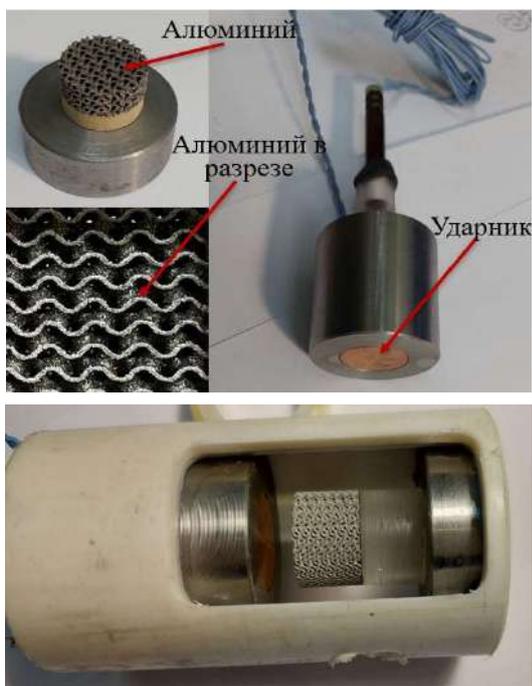


Рисунок 28. Фотографии экспериментальной сборки.

По результатам скоростной рентгенографической методики также восстановлено количество вещества на луче СИ в единицах $г/см^2$. Предельное сжатие составило примерно 2,5 раза. Проведено сравнение с полученных результатов с известной ударной адиабатой, показывающее хорошее сходство.

Исследование переходных процессов инициирования энергетических материалов (ударно-волновой чувствительности).

Опыты проводили на станции «Экстремальное состояние вещества» ускорительного комплекса ВЭПП-

4М. Для зарядов меньшего диаметра эксперименты также проводились на станции «Субмикросекундная диагностика» ускорительного комплекса ВЭПП-3 (ИЯФ СО РАН г. Новосибирск). Измерения проводили с использованием метода высокоскоростной регистрации быстротекающих процессов с использованием синхротронного излучения (СИ) – скоростной радиографии.

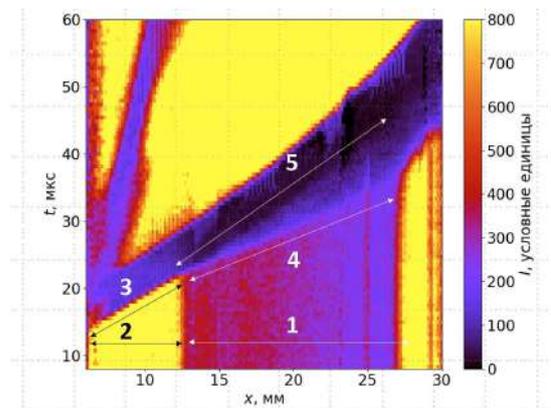


Рисунок 29. Экспериментальные результаты. Интенсивности проходящего синхротронного излучения. 1- алюминий, 2- воздух, 3- ударник, 4- ударная волна в образце, 5- граница сжатия.

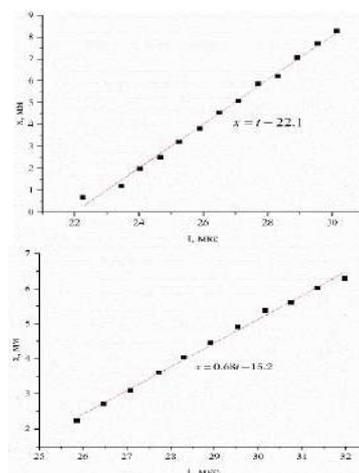


Рисунок 30. Экспериментальные результаты. x-t диаграмма ударной волны в образце (Рисунок 29 - 4) слева и массовой скорости (Рисунок 29 - 5) справа.

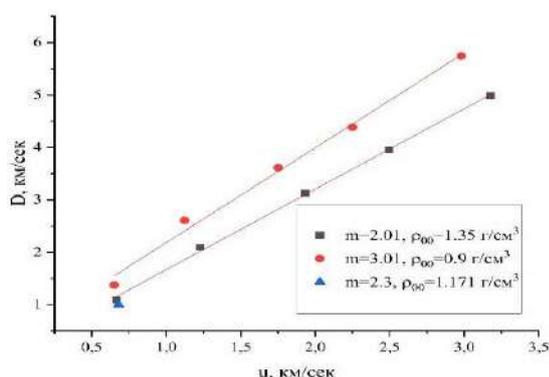


Рисунок 31. Сравнение полученных результатов с данными работы Баканова А.А. и др. ПМТФ, 1974. Синий треугольник – данные настоящей работы.

Исследовались прессованные цилиндрические заряды триаминотриазобензола (ТАТБ, С6Н6N6O6) диаметром 30 мм, длиной 30 мм с начальной плотностью 1,8 г/см³. Выбор ТАТБ обусловлен достаточной длительностью переходного процесса для надёжной регистрации последовательных этапов. Инициирование исследуемого образца производится воздействием продуктов детонации инициатора из прессованного ВВ на основе октогена через преграду из ПММА (оргстекла).

Исследование процесса осуществлялось невозмущающей рентгенографической методикой с использованием синхротронного излучения. Регистрировалась продольная рентгеновская тень от исследуемого процесса с интервалом времени 0,61 мкс. Плоскость луча синхротронного излучения (СИ) была направлена вдоль оси исследуемого образца.

Схема постановки экспериментов представлена на Рисунок 32.

По данным рентгенографических исследований (

Рисунок 33) ярко видно, что при успешном развитии детонации количество вещества активно уменьшается после прохождения фронта, напротив в случае затухания, вещество уменьшается медленно и разлетается как твердое без протекания интенсивной самоподдерживающейся реакции.

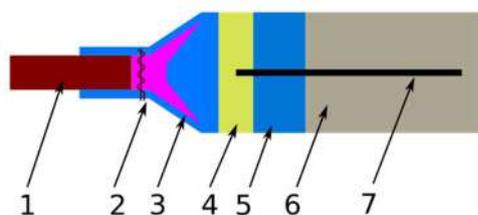


Рисунок 32. Схема проведения экспериментов: 1 – электродетонатор, 2 – электроконтактный датчик, 3 – генератор плоской волны, 4 – инициатор из ВВ на основе октогена, 5 – преграда из ПММА, 6 – исследуемое ВВ, 7 – луч СИ.

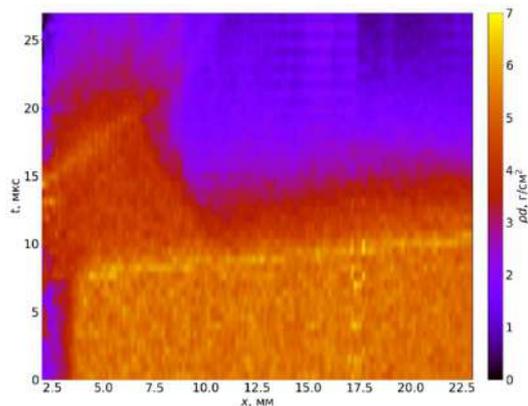


Рисунок 33. Экспериментальные результаты. Динамика массы на луче от времени. Опыт № 235. Детонация возникает на ≈ 10 мм (≈ 7 мм от начала заряда).

Использование многокадровой методики синхротронной диагностики быстропротекающих процессов позволило проследить переход ударной волны в детонационную в цилиндрических образцах из ВВ ТАТБ. Переходный процесс происходит в виде последовательной реализации одних и тех же этапов: ударная волна без наблюдаемой реакции за фронтом, зарождение очага реакции, распространение реакции на всё сечение образца. Исключение составляют постановки без преграды или с преградой малой толщины, что явным образом указывает на влияние боковой разгрузки в экспериментах с большей толщиной преграды.

Установка на метрологической станции «Космос» на ВЭПП-4 спектрометра «Стеарат».

На станции установлен спектрометр «Стеарат». Проведены вакуумные испытания, проведена трассировка спектрометра на белом пучке, испытан и запущен в работу газовый пропорциональный счетчик. Спектрометр позволит проводить измерение эмиссионных спектров различных образцов при их возбуждении белым или монохроматическим пучком СИ. Спектрометр действует в спектральном диапазоне 480 эВ ÷ 1 500 эВ. В качестве кристаллов-анализаторов используются изогнутые по радиусу $R=500$ мм кристаллы RbAP ($2d=25,8$ Å), ОНМ ($2d=63,5$ Å) и псевдокристаллы PbSt ($2d=100$ Å). На Рисунок 34 показаны два положения рабочих элементов «Стеарата» при его настройке на разные энергии. Кинематика спектрометра представляет собой обращенную схему Сандстрема. Спектрометр обеспечивает автоматическую фокусировку рентгеновского излучения, отраженного от кристалл-анализатора в детектор при сканировании во всем диапазоне углов от 18° до 75° .

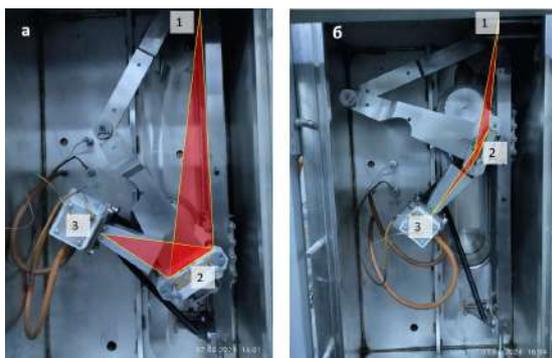


Рисунок 34. Ход лучей в спектрометре «Стеарат» при настройке на низкие (а) и высокие (б) энергии. 1 – входная щель, 2 – изогнутый кристалл-анализатор бифталата калия (КАР), 3 – детектор (газовый пропорциональный счетчик).

Проведена трассировка спектрометра на белом пучке СИ (Рисунок 35). На держатель образцов (1) был установлен люминофор. Люминофор расположен под углом 45° к пучку СИ, и смотрит вниз. Наблюдение за поведением пучка производилось через стеклянный порт с использованием зеркала (2). На снимке видна проволока, установленная в пучке СИ на уровне медианной плоскости накопителя с точностью порядка 0.5 мм. Вакуум в камере спектрометра составлял $3 \cdot 10^{-4}$ Па и обеспечивался штатной откачкой экспериментального объема станции «Космос»: совместным включением турбомолекулярного и криогенного насосов.

Работоспособность пропорционального счетчика проверялась с использованием изотопа Fe-55. Констатирована уверенная регистрация сигнала с оценочной интенсивностью 10^2 фот/сек. Работы на пучке с использованием спектрометра запланированы на первый квартал 2025 года. Как предполагается, спектрометр в составе штатного оборудования станции «Космос» будет перенесен на строящийся накопитель СКИФ в рамках развития программы станций второй очереди.

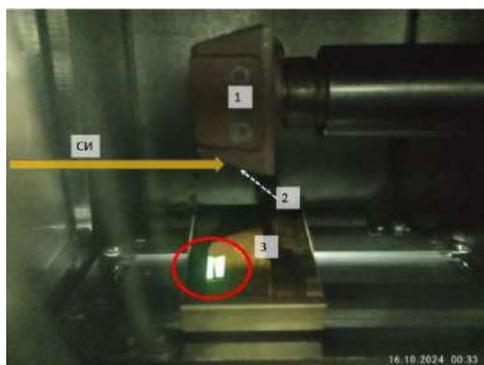


Рисунок 35. Вид белого пучка СИ на люминофоре, установленном на держателе образцов. 1 – держатель образцов, 2 – люминофор (не виден из-за ракурса съемки), 3 – зеркало, позволяющее наблюдать свечение люминофора.

Запуск пропорционального счетчика на станции «Космос»



Рисунок 36. Схема измерения чувствительности пропорционального счетчика.

В текущем году для станции был собран и запущен газовый пропорциональный счетчик с рабочей средой 90% аргон+10% метан. Был проведен эксперимент по предварительному измерению чувствительности ПС на энергии фотонов 2,58 кэВ, что соответствует углу монохроматора 50° . Схема эксперимента приведена на Рисунок 36.

Белый пучок СИ проходил через монохроматор, затем через фильтр, содержащий серу, и попадал на детектор. Фильтр использовался для калибровки энергии монохроматора путем привязки его угла к К-краю поглощения серы (2472 эВ). Абсолютное значение потока фотонов измерялось эталонным детектором: кремниевым фотодиодом SPD (ФДУК-100УВ) с известной чувствительностью ($\sim 0,27$ А/Вт). Расчеты показывают, что на энергии $E_\phi = 2,58$ кэВ 1 пА тока фотодиода соответствует среднему потоку ~ 654 кванта в секунду. При токе эталонного детектора 205 пА ПС показал скорость счета 27 кГц, что соответствует квантовой эффективности на уровне 20%. Измерения также показали необходимость модернизации счетного тракта ПС с целью подавления шумов. Более подробные исследования чувствительности ПС запланированы на первую половину 2025 года.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ

Сверхпроводящие вставные устройства для ЦКП СКИФ

В 2024 была продолжена разработка и изготовление сверхпроводящих вставных устройств для синхротрона СКИФ, которые будут использоваться как основные источники для генерации излучения. Всего в первой очереди будет установлено 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 ЦКП 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

Полноразмерная 40-полюсная магнитная система сверхпроводящего вигглера с полем 4,5 Тл и периодом 48 мм для станции 1-5 СКИФ, которая была успешно испытана в криостате с жидким гелием, была собрана в 2024 году в собственном криостате. Запуск вигглера и проведение полного цикла испытаний в собственном криостате планируется провести в 2025 году. Процесс установки сверхпроводящего магнита с рабочим полем 4,5 Тл и периодом 48 мм в корпус собственного криостата представлен на Рис. 1.



Рисунок 1. Процесс установки магнита вигглера с полем 4,5 Тл и периодом 48 мм в корпус собственного криостата.

Полноразмерная 148-полюсная магнитная структура вигглера с полем 2,7 Тл и периодом 27 мм для станции 1-3 СКИФ, которая также была успешно испытана в жидком гелии, была собрана в собственном криостате

и проведён полный цикл магнитных измерений. Внешний вид вигглера в процессе сборки в собственном криостате и во время проведения испытаний представлен на Рис. 2 и Рис. 3, соответственно. Параметры этого устройства являются на сегодняшний день рекордными с точки зрения достижения максимально возможного уровня поля при минимальной величине периода.



Рисунок 2. Процесс сборки вигглера с рабочим полем 2,7 Тл и периодом 27 мм в собственном криостате на основе косвенного охлаждения.



Рисунок 3. Внешний вид вигглера с полем 2,7 Тл и периодом 27 мм во время испытаний.

Прототип сверхпроводящей квадрупольной линзы финального фокуса для проекта С-Тау фабрики

В 2024 году были проведены магнитные измерения сверхпроводящей двух-апертурной квадрупольной линзы на основе технологии Canted Cosine Theta (CST) для исследования взаимного влияния двух линз друг на друга и поиска методов устранения этого влияния. Преимуществом таких магнитов является высокое значение поля и отсутствие или минимальные значения других мультипольных компонент поля при достаточной компактности, что может быть востребовано при создании оптики финального фокуса коллайдеров. Использование CST технологии позволяет получить любую требуемую компоненту магнитного поля, применив синусную модуляцию формы витка с соответствующим периодом. Основные параметры линзы представлены в Таблице 2.

Таблица 2. Основные параметры сверхпроводящей квадрупольной линзы.

Градиент магнитного поля, Тл/м	40
Ток в обмотке, А	1500
Внутренняя апертура, мм	24
Модуляция амплитуды в продольном направлении, мм	± 4
Шаг витков, мм	1,6
Число витков в слое	100
Общая длина, мм	160
Диаметр сверхпроводящего NbTi/Cu провода, мм	0,92

«Холодные» испытания прототипа ССТ линзы проводились в «сухом» криостате с косвенным охлаждением криокулерами с помощью медных теплопроводов в вакууме. На Рис. 4 и Рис. 5 показан процесс сборки и внешний вид блока квадрупольных линз, установленного в криостате, соответственно. Измерения магнитного поля проводились с помощью вращающейся рамки. Измерительная оправка вставлялась в теплоизолированную ante-камеру, установленную во внутреннюю апертуру «холодной» квадрупольной линзы с температурой 3 К. Было проведено испытание обеих линз, соединённых последовательно для измерения влияния магнитного поля каждой линзы друг на друга. Следующим шагом планируется разработка методов подавления влияния магнитного поля обеих линз друг на друга.

Запуск станции быстрой спектроскопии на основе сверхпроводящего соленоида с полем более 6 Тл на НЛСЭ

В 2024 году был запущен в эксплуатацию в «сухом» безгелиевом криостате сверхпроводящий соленоид с максимальным полем 7 Тл и высокой однородностью (менее 0,25%) для проведения экспериментов по терагерцовой спектроскопии на Новосибирском Лазере на Свободных Электронах. Сверхпроводящий соленоид, ранее испытанный на поле 7 Тл, был смонтирован на рабочей станции Новосибирского лазера на свободных электронах, ИЯФ СО РАН. На рабочем месте в соленоиде было продемонстрировано поле 7 Тл, тем самым подтверждая полученные ранее характеристики. На Рис. 6 показан процесс ввода тока в соленоид на рабочей станции НЛСЭ. Основные рабочие параметры соленоида перечислены в Таблице 3.

Таблица 3. Основные параметры сверхпроводящего соленоида.

Тёплое отверстие, мм	80
Рабочая область с однородностью <0,25%, мм	200
Максимальное испытанное магнитное поле, Тл	7,3
Рабочий ток, А	260
Рабочая температура, К	< 3,8
Запасённая энергия, кДж	95



Рисунок 4. Процесс сборки двух-апертурного блока ССТ линз для проведения магнитных измерений в «сухом» криостате.



Рисунок 5. Внешний вид двух-апертурного блока ССТ линз, собранного в «сухом» криостате для проведения магнитных измерений.



Рисунок 6. Ввод тока в соленоид до поля 7 Тл.

Использование соленоида создаёт уникальные условия для проведения экспериментов по терагерцовой спектроскопии в сильном магнитном поле и существенно расширяет возможности получения информации о состоянии исследуемых молекул. Соленоид успешно отработал в первых экспериментах, прове-

дённных в 2024 г. и позволил получить первые уникальные результаты. Были проведены измерения спектров трёх газообразных веществ: NO, HBr и HCN. Полученные результаты показывают большое научное значение и перспективность нового метода исследований. Данная работа продолжается. Рассматриваются возможности увеличения магнитного поля существующего соленоида и разработкой нового соленоида с полем до 13 Тл, с использованием новых достижений в производстве сверхпроводящих проводов.

Изготовление и испытание прототипа сверхпроводящего ондулятора с коротким периодом 12 мм в погружном криостате с жидким гелием

В 2024 году был разработан и испытан в жидком гелии короткий прототип сверхпроводящего ондулятора с периодом 12 мм. Конструктивно и технологически величина периода 12 мм является минимально возможной для ондулятора с обмотками в виде горизонтального рейстрека. Актуальность данной работы состоит в возможности получить максимальную яркость ондуляторного излучения в наиболее востребованными для экспериментов с синхротронным излучением энергиями квантов от 5 кэВ до 30 кэВ, которые при малом периоде ондулятора (~12 мм) генерируются на гармониках 1-3-5. Это снижает требования на величину фазовой ошибки, так как большая величина фазовой ошибки снижает амплитуду излучения уже на более высоких гармониках. В процессе испытаний было получена величина магнитного поля 0,62 Тл. Основные параметры прототипа ондулятора представлены в Таблице 4. На Рис. 7 представлен внешний вид прототипа сверхпроводящего ондулятора с периодом 12 мм в процессе сборки.

Таблица 4. Основные параметры прототипа сверхпроводящего ондулятора.

Период, мм	12
Магнитный зазор, мм	7
Вертикальная апертура пучка, мм	5
Число периодов	13
Номинальное магнитное поле, Тл	0,62
Номинальный ток в обмотках, А	450
Критический ток в обмотках при 4.2 К, А	620
Магнитное поле, соответствующее критическому току в обмотке, Тл	0,77



Рисунок 7. Внешний вид прототипа сверхпроводящего ондулятора с периодом 12 мм в процессе сборки.

НОВОСИБИРСКИЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Введение

В отчёте представлены результаты исследовательских работ 2024 года по теме «разработка лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) и устройств для работы с их излучением», которые были выполнены на установке «Новосибирский ЛСЭ», как на самом ЛСЭ, так и на экспериментальных станциях, использующих его излучение. Работы 2024 года по обозначенной теме были ориентированы, в основном, на развитие методов генерации излучения, диагностики и управления его параметрами.

В ходе выполнения плана работ в рамках государственного задания 2024 года были продолжены исследования по разработке новых типов ондуляторов.

Были продолжены модернизация экспериментальных станций и регулярная работа по обеспечению исследований с применением ТГц излучения сторонними и внутренними пользователями.

Важнейшим результатом, полученным в ходе выполнения работы, является модернизация высокочастотного (ВЧ) генератора ускорителя-рекуператора (УР) Новосибирского ЛСЭ и успешная демонстрация работы ЛСЭ с модернизированным генератором. Проведённая замена ламповых предусилителей на транзисторные позволит улучшить стабильность работы ВЧ генератора и повысит срок службы мощных тетродов его выходных каскадов.

В ходе реализации плана работ 2024 г. получены следующие результаты.

1. Модернизирован ВЧ генератор УР уникальной научной установки «Новосибирский ЛСЭ».
2. Продолжена модернизация экспериментальных станций уникальной научной установки «Новосибирский ЛСЭ».
3. Обеспечена регулярная работа многочисленных пользователей излучения. На экспериментальных станциях получены новые результаты по физике и биологии.

Модернизация ВЧ генератора УР

Ускоряющие ВЧ резонаторы УР потребляют более 1 МВт на частоте 180 МГц. Уникальный ВЧ генератор, питающий эти резонаторы, имеет два параллельных выходных каскада. В каждом каскаде (см. Рис. 1) работает по четыре тетрода ТН781 фирмы Thales (Франция), нагруженных на коаксиальную линию связи (внизу).

Входной сигнал приходил на тетроды с линии деления мощности возбуждения (см. Рис. 1, вверху за кожухами тетродов), соединённой с коаксиальным фидером с предусилителем (на заднем плане Рис. 1). Старый предусилитель использовал тетрод ГУ101А.



Рисунок 1. Один из выходных каскадов ВЧ генератора с четырьмя тетрами (в цилиндрических кожухах). На заднем плане виден старый предусилитель, подключённый коаксиальным волноводом.

В 2024 г. два старых ламповых предусилителя были заменены на восемь транзисторных предусилителей (см. Рис. 2).



Рисунок 2. Новые предусилители (два шкафа) расположены на месте старого и соединены с тетрами выходного каскада четырьмя коаксиальными волноводами.

Теперь на каждый тетрод выходных каскадов подаётся сигнал со своего предусилителя. Это даёт возможность оптимизировать режим работы дорогостоящих тетродов и ликвидирует паразитные связи (которые могут вызвать самовозбуждение) между ними.

Изучение и оптимизация режимов работы второго ЛСЭ

Второй ЛСЭ расположен на второй дорожке УР, где энергия электронов примерно равна 20 МэВ. Он использует оригинальный ондулятор с переменными периодом и числом периодов. Поэтому для увеличения длины волны достаточно увеличить период ондулятора.

Так как конструкция ондулятора позволяет относительно легко удалять лишние или вставлять дополнительные полюса, то механических ограничений на

длину периода ондулятора нет. Поэтому главным ограничением является снижение усиления ЛСЭ при уменьшении числа периодов ондулятора. В 2023 г. после удаления нескольких полюсов был получен режим генерации излучения на длине волны 156 микрон. При этом период ондулятора был около 11 см. Напомним, что минимальная длина волны, полученная на втором ЛСЭ с тем же ондулятором равна 15 микрон. Таким образом, мы показали, что один и тот же ондулятор с переменным периодом обеспечивает изменение длины волны на порядок без значительного изменения энергии электронов.

Для повышения стабильности работы второго ЛСЭ были модернизированы подвески зеркал его оптического резонатора.

В 2024 г. при настройке режимов работы с большой мощностью излучения был обнаружен значительный рост потерь отработанного электронного пучка. Измерения горизонтальных поперечных координат отработанного (замедляемого) пучка при помощи ёмкостных датчиков положения (см. Рис. 3) показали горизонтальное смещение «центра тяжести», соответствующее средним потерям энергии порядка 1%.

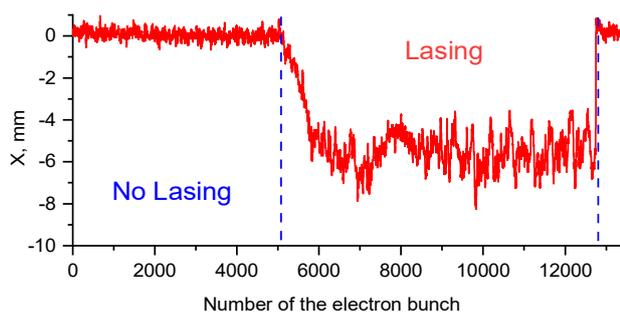


Рисунок 3. Горизонтальное смещение «центра тяжести» отработанного электронного пучка на одном из ёмкостных датчиков положения пучка при включении и выключении режима генерации ЛСЭ. Сгустки следуют с частотой 7,5 МГц.

Пока ведутся работы по уменьшению потерь электронов, пользователи работают в режиме миллисекундных макроимпульсов излучения. Измеренная зависимость мощности излучения ЛСЭ от относительной отстройки частоты следования сгустков f от синхронной частоты оптического резонатора $f_0 = c/(2L)$, где c – скорость света, L – расстояние между зеркалами, показана на Рис. 4. Простые оценки показывают, что ширина этой кривой соответствует усилению ЛСЭ за пролёт более 20%. Это, видимо, объясняет столь высокий (более 1%) электронный к. п. д. второго ЛСЭ.

На длине волны 69 мкм в режиме макроимпульсов со скважностью 11 была получена рекордная средняя мощность излучения в макроимпульсах на метрологической станции 660 Вт и средняя мощность, излучаемая НЛСЭ, 860 Вт. При этом импульсная мощность (мощность в микроимпульсах) превышала 2 МВт.

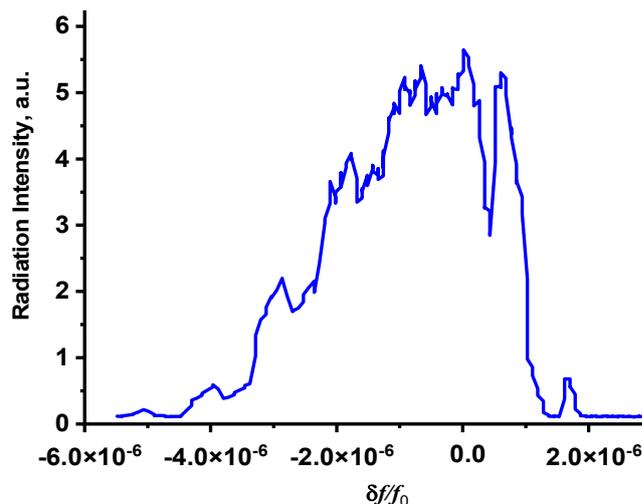


Рисунок 4. Зависимость мощности излучения ЛСЭ от относительной отстройки частоты следования сгустков.

Работа с излучением

Излучение всех трёх ЛСЭ установки «Новосибирский ЛСЭ» выводится на пользовательские экспериментальные станции по одному и тому же каналу. «Оптический коммутатор», позволяющий выбирать тот ЛСЭ, излучение которого направляется в этот канал.

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 (удаление из канала паров воды) производится её прокачкой через объем с цеолитовыми гранулами. Осушка необходима для того, чтобы избежать сильного поглощения излучения ЛСЭ в парах воды. Излучение распространяется по каналу, отражаясь от поворотных плоских и тороидальных (фокусирующих) зеркал.

Станция молекулярной спектроскопии

1. Уникальный режим работы с миллисекундными макроимпульсами и высокой мощностью, описанный в предыдущем разделе, был использован для экспериментов по нелинейным явлениям: получению оптического разряда в дальнем инфракрасном диапазоне, где он демонстрировался впервые, и генерации 3-й гармоники в InSb. Была также показана возможность поддержания разряда в режиме макроимпульсов с большой скважностью (в данном эксперименте – 11). Этот режим может оказаться перспективным для получения высокой температуры в разряде, т. к. в режиме макроимпульсов может быть получена гораздо большая мощность, чем в непрерывном режиме.

Генерация третьей гармоники в InSb показала возможность существенно расширить диапазон излучения НЛСЭ весьма простым способом – фокусировкой мощного излучения НЛСЭ второй очереди в режиме макроимпульсов на пластину из этого материала толщиной около 1 мм. Эффективность конверсии первой гармо-

ники в третью достигала процентного уровня. Она может быть получена в широком терагерцовом диапазоне, в отличие от известной генерации гармоник на графене, получаемой только на гораздо более длинных волнах (более 800 мкм) из-за его инерционности.

2. Продолжались плановые работы по гранту РФФИ 19-72-20166 «Исследование разряда, создаваемого излучением терагерцового лазера на свободных электронах в неоднородном потоке газа, как точечного источника мягкого рентгеновского излучения». На длине волны 130 мкм в режиме непрерывной генерации ЛСЭ с максимальной мощностью исследовались специальные двухкомпонентные газовые сопла, необходимые для получения точечного разряда в разреженной окружающей атмосфере газа. Кроме того, проведена подготовка перехода режима ЛСЭ на повышенную в 2 раза частоту повторения импульсов. В хорошо настроенной установке такой переход позволяет удвоить среднюю мощность излучения, попадающего в разряд, при сохранении мощности в отдельных импульсах. Это крайне важно для увеличения температуры квазистационарного плазменного разряда, которая требуется для многократной ионизации рабочего инертного газа (криптон, ксенон) и получения из него интенсивного излучения в коротковолновой части ультрафиолетового диапазона.

3. Продолжались плановые работы по гранту РФФИ 19-73-20060 «Исследование важных для процессов горения реакций свободных радикалов методами, основанными на когерентных оптических эффектах в терагерцовой области». За отчетный период был разработан и успешно опробован гетеродинный метод регистрации химических радикалов (в данном эксперименте – радикала ОН). В качестве гетеродинного сигнала использовалась часть возбуждающего импульса НЛСЭ, удлиненная по времени в 100 раз когерентным образом при помощи двухкаскадного интерферометра Фабри-Перо. Метод позволяет увеличить чувствительность обнаружения малых концентраций радикалов на два порядка величины.

4. Очень существенным изменением установки по молекулярной спектроскопии было введение в работу сверхпроводящего соленоида с полем до 7,3 Тл. Этот прибор позволяет применить новые методы молекулярной спектроскопии не только к химическим радикалам, имеющим большой магнитный момент, но и практически ко всем другим молекулам, большинство которых имеют весьма малый магнитный момент. Первые же эксперименты, проведенные со сверхпроводящим соленоидом, показали очень большие возможности по получению новых фундаментальных результатов в области молекулярного гироманетизма. Здесь следует отметить две особенности этих исследований. Первая особенность – это уникальная возможность исследования на НЛСЭ высоковольтных вращательных состояний молекул, переходы между которыми находятся в терагерцовом диапазоне, практически недоступном классическим методам молекулярных пучков и радиоспектроскопии. Вторая особенность состоит в том, что

вращение молекулы, несмотря на кажущуюся простоту, является сильным возмущением для ее электронной оболочки. Поэтому здесь неприменимо приближение Борна-Оппенгеймера, являющееся основой для большинства теоретических расчетов молекул. Открытый еще в довоенное время на примере простейшей молекулы H_2 эффект Вика – своеобразное “проскальзывание” электронной оболочки относительно вращающихся ядер вывел эксперимент на первое место в таких исследованиях. Так, совпадающие с экспериментом расчеты простейшей молекулы H_2 были выполнены только через много лет и для низшего вращательного состояния. На Рис. 5 показан сверхпроводящий соленоид на станции молекулярной спектроскопии.



Рисунок 5. Сверхпроводящий соленоид на станции молекулярной спектроскопии.

Работы проводились сотрудниками ИПФ РАН, ИХКиГ СО РАН и ИЯФ СО РАН.

Станция «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы»

На рабочей станции «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы» уникальной научной установки «Новосибирский лазер на свободных электронах» работы по изучению биологических эффектов воздействия терагерцового излучения на живые организмы разного уровня организации проводятся уже на протяжении более 20 лет. В 2024 г. проводились следующие исследования.

1. Для изучения эффектов воздействия терагерцового излучения на живые организмы на клеточном уровне сравнивались транскриптомы в клетках термофильной бактерии *Geobacillus icigianus* контрольных образцов сразу после ТГц-облучения ($0,23 \text{ Вт/см}^2$, 130 мкм, 15 мин) и через 10 мин после окончания облучения. Было проведено секвенирование и сборка генома *G. icigianus*, которая была использована для идентификации транскриптомов. Для проведения экспериментов использовали штамм G1w1 грамположительной термофильной бактерии *G. icigianus* из коллекции ИЦиГ СО

РАН. Образцы облучались на рабочей станции «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы». Влияние ТГц излучения на клеточный транскриптом анализировалось методом секвенирования РНК на платформе массивного параллельного секвенирования Illumina. Далее были созданы библиотеки РНКSeq мРНК. Для идентификации генов, дифференциально экспрессируемых в клетках *G. icigianus* в результате облучения ТГц, полученные прочтения нуклеотидов Illumina были обработаны и картированы. С использованием биоаналитических методов были исследованы генетические сети, задействованные в клеточных процессах под воздействием ТГц излучения. ТГц облучение не влияет на активность генов белков теплового шока и снижает активность генов, продукты которых участвуют в рециклинге пептидогликана, участвуют в окислительно-восстановительных реакциях и защищают ДНК и белки от повреждений, включая гены шаперонного белка ClpB и белка репарации ДНК RadA, а также гены каталазы и киназы McsB. Генные системы, отвечающие за гомеостаз переходных металлов (меди, железа и цинка), оказались наиболее чувствительными к терагерцовому облучению; снижение активности этих систем значительно возросло через 10 мин после окончания облучения. Также была выдвинута гипотеза, что некоторые негативные эффекты терагерцового излучения на метаболизм в клетках *G. icigianus* связаны с нарушениями активности генных систем, контролируемых металлчувствительными транскрипционными факторами.

Работы проводились совместно Лабораторией молекулярных биотехнологий ИЦиГ СО РАН и ИЯФ СО РАН.

2. Для изучения эффектов воздействия терагерцового излучения на живые организмы на уровне изменения метаболизма использовали клеточную линию меланомы человека SK-MEL-28. Культуры клеток облучались на рабочей станции «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы» с длиной волны излучения 130 мкм (2,3 ТГц) и интенсивностью 0,056 Вт/см² в течении 10 и 45 минут. Все исследования проводились путем сравнения контрольных и облученных культур клеток.

Первые тесты, использованные в исследованиях, были направлены на оценку жизнеспособности клеток после облучения. Жизнеспособность клеток оценивалась с помощью клоногенных и МТТ-тестов для косвенной оценки цитотоксичности. После 10-минутного ТГц-облучения не наблюдалось никаких изменений пролиферативной активности клеток, тогда как в группе 45-минутного облучения наблюдалось снижение выживаемости на 13%. Эксперименты показали зависимость жизнеспособности клеток от дозы облучения.

Метаболомный скрининг контрольных и облученных клеток был выполнен с помощью ЖХ-МС/МС. Метаболиты анализировали с использованием хроматографа Shimadzu LC-20AD Prominence (Shimadzu Corporation, Япония) и масс-спектрометра API 6500 QTRAP (AB SCIEX, США).

Было определено 407 метаболитов для последующего анализа.

Реконструкция генных сетей, гены которых задействованы в изменении метаболизма, проводилась с использованием программы ANDVisio.

Сорок метаболитов, в первую очередь связанных с путями синтеза и распада пуринов, пиримидинов, были значительно изменены после облучения. Липиды, такие как церамиды и фосфатидилхолины, также были затронуты. Реконструкция и анализ генной сети выявили ключевые регуляторы ферментов, участвующих в биосинтезе и деградации значительно измененных метаболитов. Компоненты митохондриальной мембраны, такие как комплекс дыхательной цепи, комплекс протон-транспортирующей АТФ-синтазы и компоненты липидных рафтов, реагировали на ТГц излучение. ТГц излучение вызывает обратимое нарушение макромолекулярной структуры липидного рафта, тем самым изменяя транспорт митохондриальных молекул при сохранении целостности белка, что объясняет высокую выживаемость клеток.

Работы проводились совместно: НГУ, ИЦиГ СО РАН, НИОХ СО РАН, ИК СО РАН и ИЯФ СО РАН

3. Для изучения эффектов воздействия терагерцового излучения на живые организмы на уровне органов продолжались исследования по изучению морфофункциональных характеристик роговиц глаз кроликов после облучения излучением с длиной волны 130 мкм (2,3 ТГц) и интенсивностями $E_1=0,012$ мВт/см² (температура глаза 38°C), $E_2=0,022$ мВт/см² (температура глаза 40°C), $E_3=0,024$ мВт/см² (температура глаза 42°C) в течении 15 минут и 30 минут для каждой интенсивности. Глаза кроликов облучались на рабочей станции «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы», показанной на Рис. 6.

В работе не было обнаружено функциональных изменений глаз ТГц-излучением. Однако после 7-дневного наблюдения были выявлены статистически значимые динамические изменения гидратации роговицы и изменение плотности эндотелиальных клеток для 15 и 30-минутного облучения, степень которых зависит от продолжительности воздействия. Определена отрицательная корреляция между плотностью эндотелиальных клеток и толщиной, что указывает на истощение пула эндотелиальных клеток, ассоциированное с увеличением толщины роговицы. Приведенные изменения носили характер субклинических, не приводящих к существенным патологическим изменениям роговицы.

Работы проводились совместно: Лабораторией ядерной и инновационной медицины ФФ НГУ, Лабораторией молекулярной патологии ИМПЗ НГУ, Лабораторией физиологически активных веществ НИОХ СО РАН, Аналитической лабораторией ИНХ СО РАН, Лабораторией генетики лабораторных животных SPF-виария ИЦиГ СО РАН, Межотраслевым научно-техническим комплексом «Микрохирургия глаза» им. акад. С.Н. Федорова и ИЯФ СО РАН.



Рисунок 6. Экспериментальная станция «Изучение воздействия ТГц излучения на живые системы».

Станция «Терагерцовая и инфракрасная фотоника»

1. Исследования по терагерцовой плазмонике

На ТГц частотах генерации Новосибирского ЛСЭ выполнены исследования эффективных оптических констант нового композитного материала на основе графеновых наночастиц, нанесенного в виде пленок толщиной 10 - 400 нм (производства ИФП СО РАН). Эксперименты проводились с использованием недавно разработанного плазмонного интерферометра Майкельсона, метода экранирования поля поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) и метода поверхностного плазмонного резонанса (см. Рис. 7). Последние два метода реализованы впервые. С ростом толщины композитного слоя увеличивалась его удельная проводимость, которая при толщинах в несколько сотен нанометров была достаточна для генерации распространяющихся ППП, причем длина распространения ППП на данном материале была сопоставима с металлами, а глубина проникновения поля достигала субволнового масштаба. Это свидетельствует о перспективности использования данного материала в ТГц плазмонике. В данный момент проводятся детальные исследования механизма проводимости данного материала в ТГц-диапазоне в зависимости от толщины слоя, подбирается модель проводимости для такого сложного композитного материала.

Также в рамках плазмонной тематики в диапазоне длин волн 50 – 356 мкм были исследованы характеристики ППП, распространяющихся по металл-диэлектрическим поверхностям и измерены эффективные оптические константы золотых пленок, нанесенных на стеклянные подложки разной шероховатости (20 – 300 нм).

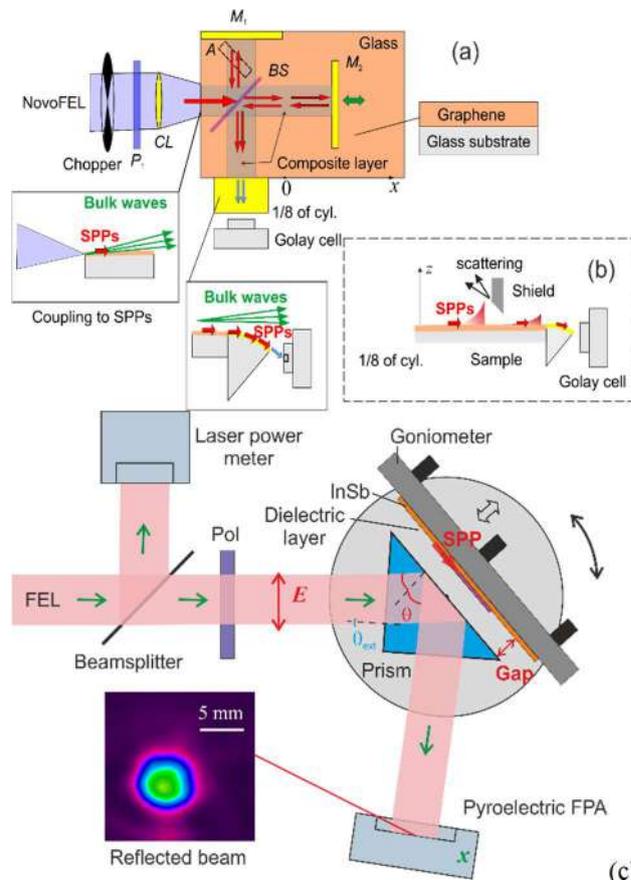


Рисунок 7. Принципиальная оптическая схема плазмонного интерферометра Майкельсона (а), метода экранирования поля ППП (б), плазмонного резонанса (с).

Ранее на станции «Терагерцовая и инфракрасная фотоника» формировались и исследовались вихревые поверхностные плазмон-поляритоны, возбужденные бесселевыми пучками с орбитальным угловым моментом (ОУМ) на осесимметричном металлическом проводнике, диаметр которого много больше длины волны излучения ($d=10$ мм, $\lambda=141$ мкм), покрытом слоем диэлектрика ZnS. В продолжении данного исследования были получены мультиплексные вихревые поверхностные плазмон-поляритоны. Пучок, представляющий собой суперпозицию бесселевых пучков с ОУМ 3 и 9, фокусировался на входной торец проводника. Комбинирование пучков осуществлялось в оптической схеме Маха-Цендера с использованием бинарных фазовых дифракционных оптических элементов (ДОЭ), исследованных на данной станции. Определены характеристики, позволяющие идентифицировать мультиплексные ППП, что необходимо для задач декодирования переданных сигналов в приложениях, связанных с передачей данных.

2. Исследование вихревых бесселевых пучков

Сформированы и исследованы вихревые бесселевы пучки с помощью отражающих ДОЭ с бинарным профилем на длинах волн 141 мкм и 203 мкм. Определены зоны формирования вихревых бесселевых пучков, расположение которых согласуется с результатами чис-

ленного моделирования в рамках скалярной теории дифракции. При увеличении периода аксикона длина зоны формирования бесселевой моды увеличивалась, что согласуется с аналитическими оценками. Энергетическая эффективность отражающих аксиконов составила около 25-35%, что примерно в два раза превышает значения для аналогичных пропускающих элементов на основе высокоомного кремния, что делает их перспективными для решения задач, требующих высокой энергии вихревых пучков. Было показано, что энергетическая эффективность существенно зависит от качества изготовления элементов.

В рамках исследования бесселевых пучков, сформированных пропускающими бинарными ДОО предложен и экспериментально испытан метод идентификации бесселевой моды мощного ТГц-пучка с помощью дифракционных оптических элементов. Метод основан на анализе Фурье-образа пучка с искомой модой, прошедшего через бинарный ДОО, с фазовой функцией, совпадающей с функцией сформировавшего данный пучок элемента и рассчитанный на длину волны ТГц-пучка. Идентификация моды Бесселя в ТГц-пучке была продемонстрирована как для одномодового, так и для многомодового случаев.

Работы проводились сотрудниками Самарского национального исследовательского университета, Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН и ИЯФ СО РАН.

Станция «ЭПР спектроскопия»

1. Развитие и технологическое применение молекулярных спиновых систем требуют использования универсальных экспериментальных методов для характеристики и управления их статическими и динамическими магнитными свойствами. Для изучения динамических свойств обычно применяются широко распространенные спектроскопические и магнитометрические методы, такие как магнитометрия в переменном токе и импульсный электронный парамагнитный резонанс (ЭПР), которые демонстрируют высокую чувствительность и широкий динамический диапазон измеряемых параметров. Эти методы основаны на создании неравновесного состояния путем изменения магнитного поля или приложения к образцу резонансного микроволнового излучения. Другим возможным источником возмущения спиновой системы может являться импульс лазерного излучения, который быстро нагревает образец. Такой подход зарекомендовал себя как один из наиболее эффективных методов для изучения кинетики и механизмов химических и биохимических реакций. Учитывая успешный опыт таких работ, нами был предложен метод индукционного детектирования магнитной динамики, вызванной температурными изменениями, который может быть эффективно применен для изучения молекулярных спиновых систем. В опубликованной статье описаны общий дизайн и конструкция разработанного индукционного датчика (см. Рис. 8) с учетом геометрических ограничений, накладываемых криостатом и электромагнитом. Для оценки эффектив-

ности метода, им были исследованы несколько координационных соединений VO^{2+} , Co^{2+} и Dy^{3+} с использованием в качестве источника импульсного нагрева Новосибирского лазера на свободных электронах, генерирующего мощные импульсы терагерцового диапазона. Зарегистрированная магнитная динамика была качественно или количественно описана предложенной базовой теоретической моделью и сравнена с данными, полученными методом магнитометрии в переменном поле. На основе результатов исследования обсуждены возможные области применения метода индукционного детектирования, его преимущества и недостатки по сравнению со стандартными методами.

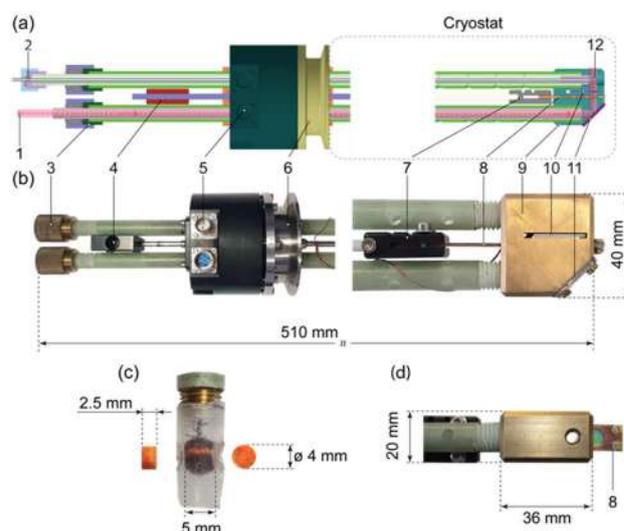


Рисунок 8. Конструкция и фотографии основных частей специализированного индукционного датчика: (a) Конструкция датчика. Цифрой 1 указан терагерцовый волновод; (b) Фотографии верхней и нижней частей датчика. Для образца и терагерцового волновода предусмотрены два независимых порта, отмеченных на рисунке цифрой 3; (c) Фотография детектирующей катушки с таблеткой образца диаметром 4 мм; (d) Вид сбоку нижней части датчика с основными геометрическими размерами.

2. Эффективное использование ТГц диапазона в высокотехнологичной промышленности и научных исследованиях требует наличия эффективных ТГц-детекторов. Такие детекторы должны работать в различных внешних условиях и соответствовать существующим геометрическим ограничениям, обусловленным конкретной областью применения. Пироэлектрические ТГц-детекторы являются одними из наиболее перспективных кандидатов для таких применений благодаря своей универсальности, высокой чувствительности, простоте изготовления и надежности. В данной работе охарактеризован компактный пироэлектрический детектор на основе двуслоно ориентированной поляризованной пленки поливинилиденфторида, покрытой металлизированными электродами, нанесенными методом напыления, используемый для измерения уровня ТГц-мощности в широком диапазоне температур, в том

числе при криогенных температурах. Конструкция детектора была оптимизирована для использования в криоэкспериментах на станции ЭПР Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ). Измерения отклика детектора на импульсное ТГц-излучение при различных температурах и с использованием различных материалов электродов (см. Рис. 9) показали, что отклик зависит как от температуры, так и от типа материала электродов. Максимальный уровень сигнала наблюдается в температурном диапазоне 10 – 40 К, в котором также достигает максимального значения пирозлектрический коэффициент пленки поливинилиденфторида. Среди трех исследованных покрытий, а именно, индий-оловянного оксида (ITO), золота (Au) и медно-никелевого сплава (Cu/Ni), последнее демонстрирует наибольшую чувствительность при низких температурах. Возможность использования детекторов для измерения поглощения *in situ* была продемонстрирована на примере двух типичных молекулярных спиновых систем, которые показали прозрачность на уровне 20–30% при энергии кванта $76,9 \text{ см}^{-1}$ и температуре 5 К. Такие измерения, выполненные непосредственно в криостате ЭПР-спектрометра, обеспечивают точный контроль параметров ТГц-излучения на станции ЭПР НЛСЭ.

Работы проводились сотрудниками Международного томографического центра СО РАН.

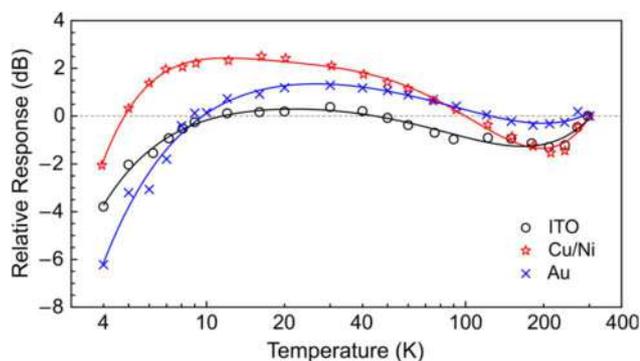


Рисунок 9. Зависимость отклика пирозлектрических детекторов с различными напыленными электродами от температуры. Символы обозначают: «○» — ITO; «☆» — Cu/Ni; «x» — Au. Отклик нормирован на комнатную температуру. Сплошные линии служат для наглядности.

УСКОРИТЕЛИ ТИПА ИЛУ

Введение

ИЯФ СО РАН проводит фундаментальные и ориентированные исследования с целью получения научных знаний о работе мощных ускорителей электронов, развития методов научных исследований, создания базы для развития радиационных и смежных наукоемких технологий.

Работы по исследованию взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными веществами и материалами позволяют получать новые знания в физике взаимодействия электронных пучков с веществом, в радиационной физике и химии и в смежных областях. В результате развития этих работ расширяются области применения ускорителей и определяются технические требования к ускорителям и подпучковому оборудованию.

Полученный в ходе работы научный и научно-технический задел имеет высокую значимость как для продолжения научных исследований, так и для практического использования полученных результатов.

Мощные высокочастотные импульсные линейные ускорители типа ИЛУ разрабатываются в Лаб. 14 в тесном взаимодействии с Лаб. 6 и Лаб. 5-11. Эти мощные машины работают в исследовательских организациях и на промышленных предприятиях во многих странах мира.

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 ИЛУ12 и ИЛУ-14 с энергией электронов до 7,5 и 10 МэВ и мощностью пучка соответственно до 60 и 100 кВт.

На протяжении 2024 года были продолжены работы по совершенствованию ускорителей типа ИЛУ, расширению диапазонов их параметров по энергии и мощности, разрабатывалась новая система выпуска пучка, изучались процессы взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными материалами и соединениями.

На протяжении 2024 года велись работы по подготовке к производству ускорителя ИЛУ-12 по договору с дочерней компанией ГК Росатома "РосАтом Хэлскеа". Ускоритель ИЛУ-12 станет основой облучательного комплекса в Узбекистане. Также шло изготовление узлов, монтаж и наладка ускорителя ИЛУ-14 для компании Anh Duong Irradiation Technology Joint Stock Company, Вьетнам, который предназначен для работы в логистическом центре вблизи города Хо Ши Мин в республике Вьетнам. В 2025 планируется завершение изготовления оставшихся узлов, окончание пуско-наладочных работ и отправка ускорителя заказчику.

Модернизация систем ВЧ питания ускорителей ИЛУ для повышения их эффективности, уменьшения их размеров и замены ставших недоступными компонентов

В ускорителе ИЛУ-14 используется многорезонаторная ускоряющая система и двухкаскадный самовозбуждающийся ВЧ генератор на ламповых триодах ГИ-50А с цепью обратной связи, замкнутой через ускоряющую структуру. Этот ускоритель унаследовал основные черты предыдущих ускорителей серии ИЛУ – внутреннюю инжекцию и использование автогенератора в качестве источника ВЧ мощности, но есть и существенные отличия. Главное отличие – его ускоряющая система сделана многорезонаторной и без вакуумного бака – сами резонаторы, соединенные вместе с использованием индиевых вакуумных уплотнений, составляют закрытый вакуумный объем.

Ускоряющая структура ИЛУ-14 размещается на специальной несущей раме, которая должна позволять проводить монтаж, демонтаж, ремонтные работы и обслуживание всех систем ускорителя.

Был разработан вариант компоновки ВЧ генератора, в котором питающие ускоряющую структуру ВЧ фидеры укорочены на длину волны (примерно 1,7 м), уменьшено количество их изгибов и фланцевых соединений.

В результате ВЧ генератор стал компактнее и удобнее в монтаже, ремонте и обслуживании. Размещение ВЧ генератора рядом с ускорителем на одном с ним уровне позволяет уменьшить габариты зала для размещения ускорителя и соответственно уменьшить размеры и вес биологической защиты.

Подача ВЧ мощности в электронную пушку (инжектор электронов) позволяет укоротить микроимпульсы (банчи) электронов и инжектировать их в фазе оптимальной для их ускорения и прохождения ускоряющей структуры. Настройка режима инжекции осуществляется регулированием амплитуды и фазы напряжения смещения.

Регулировка амплитуды напряжения смещения осуществляется поворотом петли связи вокруг её оси, при этом меняется её эффективная площадь сечения и соответственно амплитуда ВЧ напряжения на её выходе.

В первом варианте ускорителя ИЛУ-14 напряжение ВЧ смещения на электронную пушку подавалось через коаксиальную кабель, регулировка фазы осуществлялась подбором длины кабеля в процессе наладки. Тогда полагали, что оперативная регулировка фазы напряжения смещения не потребуются.

Практика работы ускорителя показала, что в процессе работы изменяется температура в рабочем зале и температура коаксиального кабеля вследствие передачи большой ВЧ мощности, меняется диэлектрическая проницаемость кабельной изоляции, что приводит к дрейфу фазы ВЧ напряжения на выходе кабеля.

Для стабилизации фазы напряжения смещения в электронную пушку было решено использовать коаксиальные волноводы вместо коаксиального кабеля и

установить фазовращатель для оперативной регулировки фазы ВЧ напряжения на электронном инжекторе.

В конструкции инжектора электронов разъёмные ВЧ соединения для стыковки с волноводом были переделаны на фланцевые соединения.

Конструкция петли отбора ВЧ мощности для ВЧ смещения электронной пушки также была модернизирована – вместо разъёмного ВЧ соединения применено фланцевое соединение для стыковки с волноводами, и конструкция петли была переработана.



Рисунок 1. Сборка конденсаторов для ВЧ генераторов, синее кольцо на заднем фоне – вышедший из употребления разделительный конденсатор.

Корпуса каскадов ВЧ генератора были модернизированы поскольку пришлось заменить использовавшиеся ранее вышедшие из употребления разделительные конденсаторы на сборку новых конденсаторов. На Рис. 1. показана сборка конденсаторов для ВЧ генераторов, синее кольцо на заднем фоне – вышедший из употребления разделительный конденсатор.

Ниже на Рис. 2-4 показан ускоритель ИЛУ-14 в процессе сборки в бункере в Здании №18.



Рисунок 2. Ускоряющая структура и вводы ВЧ мощности – вид сверху.

На Рис. 5 показан собранный в бункере в Здании №18 двухкаскадный ВЧ генератор ускорителя ИЛУ-14 соединённый с ускоряющей структурой.



Рисунок 3. Ускоряющая структура с вводами ВЧ мощности – вид сбоку.



Рисунок 4. Рама ВЧ генератора.



Рисунок 5. ВЧ генератор на раме.

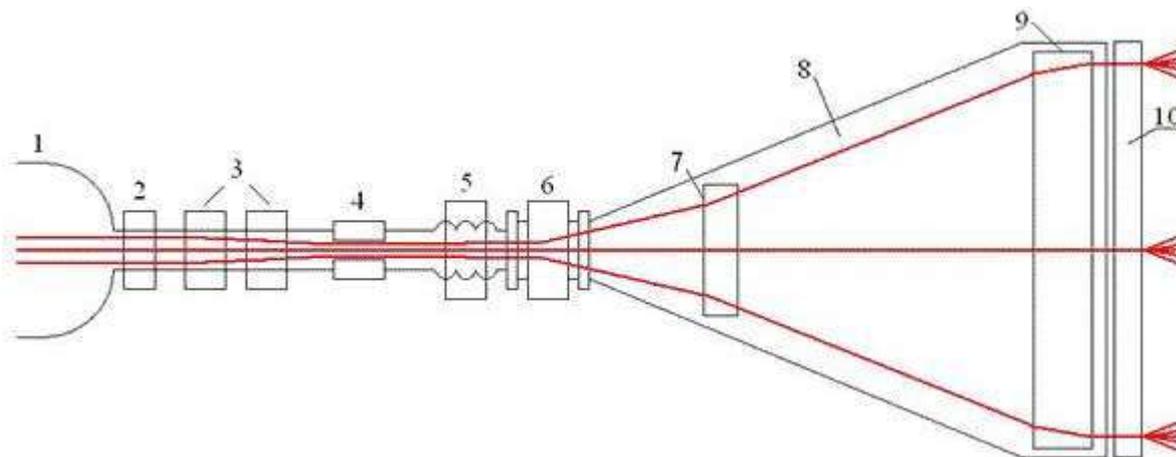


Рисунок 6. Система выпуска пучка для ускорителя ИЛУ-14. 1- ускоряющая структура, 2- двухкоординатный электромагнитный корректор оси пучка, 3 - дублет квадрупольных фокусирующих линз, 4 - датчик тока пучка, 5 - сильфонный узел с системой коррекции поля сканирования, 6 - камера развёртки со сканирующим электромагнитом, 7 - магнитная линза, 8- выпускное устройство, 9 - магнитная линза Панюфского, 10 - конвертор для генерации тормозного излучения.

Модернизация систем выпуска пучка и конверторов для генерации тормозного излучения

Рабочий диапазон энергии ускорителя ИЛУ-14 – 7,5-10 МэВ, максимальная мощность пучка 100 кВт, ускоряющая структура и соответственно канал пучка расположены горизонтально. Для него была разработана выпускная система с вертикальным сканированием пучка. Она рассчитана на ширину зоны облучения 1,6 метра при неравномерности выходной поверхностной дозы не более $\pm 5\%$ и энергии пучка до 10 МэВ. Для достижения требуемой ширины развёртки пучка длина выпускного устройства (раструба) была выбрана 3 метра.

На Рис. 6 показано внутреннее строение модернизированной системы выпуска пучка ускорителя ИЛУ-14. Интенсивный электронный пучок после ускоряющей структуры 1 поступает в выпускной канал, где проходит через двухкоординатный электромагнитный корректор оси пучка 2, дублет квадрупольных фокусирующих линз 3, датчик тока пучка 4, сильфонный узел с системой коррекции поля сканирования 5 и поступает в камеру развёртки 6 со сканирующим электромагнитом.

Отклонённый электронный пучок дополнительно рассеивается линзой 7 и через выпускное устройство 8 выводится в атмосферу. Магнитная линза Панюфского 9 позволяет менять угол вывода электронного пучка на выходе из выпускного устройства относительно выпускного окна.

После выпускного окна ускорителя ИЛУ-14 может быть установлен недавно разработанный конвертор для генерации тормозного излучения 10, показанный на Рис. 7.

По результатам расчётов около 7% мощности пучка рассеиваются назад (вдоль и в стороны от линии движения пучка) в форме рассеянных и отражённых электронов (которые в результате греют раструб выпускной

системы ускорителя), около 13% мощности переходят в тормозное излучение в телесный угол 4π и оставшиеся 80% мощности пучка (до 80 кВт) выделяются в конверторе.

Под действием интенсивного потока радиации вода в каналах подложки диссоциирует (рождаются радикалы и ионы Н и ОН) и становится агрессивной средой.

Это приводит к коррозии дюраля и алюминия (из которых изготавливали подложку конвертора), и с течением времени на внутренние поверхности каналов для охлаждающей дистиллированной воды осаждались продукты коррозии. Это приводило к уменьшению эффективности теплопередачи, повышению температуры конвертора и уменьшению потока воды вследствие уменьшения сечения каналов что приводило к срабатыванию датчиков потока и отключению ускорителя.

Основные задачи подложки – отводить тепло от танталовой пластины конвертора и служить фильтром для низкоэнергетической части тормозного излучения.

Для повышения коррозионной стойкости конвертора и продления его ресурса было предложено изготовить подложку мишени из титана. Это потребовало новых расчётов тепловых потоков и моделирования процесса генерации тормозного излучения.

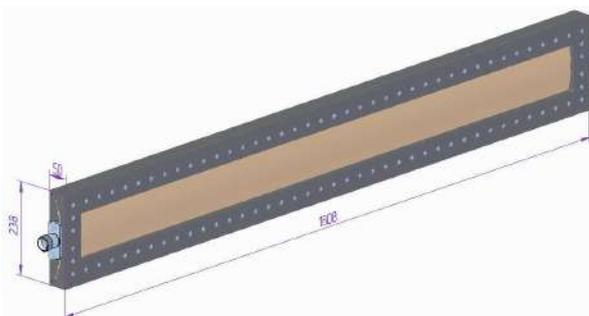


Рисунок 7. Конвертор для генерации тормозного излучения.

Для ИЛУ-14 была разработана конструкция рас­труба, состоящая из трёх сварных секций с усиленной системой рёбер жёсткости, размещаемая на отдельной опорной колёсной раме. На Рис. 8 показана 3d-модель разработанной системы выпуска пучка для ускорителя ИЛУ-14, а на Рис. 9 – изготовленная в 2024 году система выпуска пучка для ускорителя ИЛУ-14.

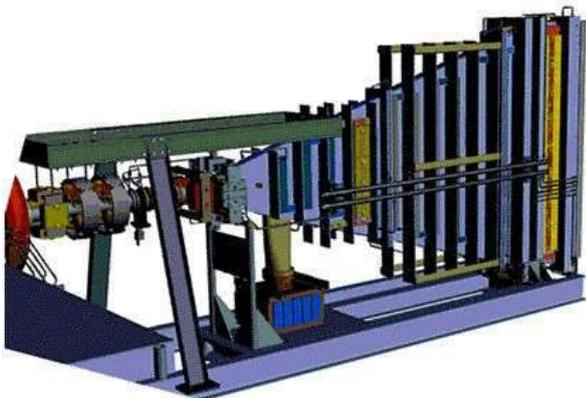


Рисунок 8. 3d-модель новой системы выпуска пучка для ускорителя ИЛУ-14.



Рисунок 9. Изготовленная в 2024 году система выпуска пучка для ускорителя ИЛУ-14.

Мультидисциплинарные исследования на ускорителе ИЛУ-6

На ускорителе ИЛУ-6 в ИЯФе постоянно проводится радиационная обработка различных образцов. Основные направления работы: стерилизация и деконтаминация медицинской продукции, обработка пищевой и сельскохозяйственной продукции, исследование радиационной стойкости материалов, облучение биологических объектов, модификация органических соединений, в том числе энергонасыщенных, радиационная инициация полимеризации, радиационно-термическое воздействие на органические и неорганические соединения. На этом ускорителе были отработаны процессы стерилизации имплантатов позвоночных дисков и радиационной модификации матриц для имплантатов кровеносных сосудов.

Радиационная обработка может быть использована для продления срока хранения и уменьшения потерь

при хранении, так как полезные (питательные) свойства ингредиентов при таких дозах не изменяются. Электронно-лучевая обработка также потенциально может быть использована для обработки партий ингредиентов комбикормов с уровнем обсеменённости выше нормы для последующего использования и продления сроков хранения. Такая обработка также позволяет снизить потери сырья в процессе переработки.

Эти работы важны для обеспечения продовольственной безопасности России.

Совместно с Томским политехническим университетом и Институтом химии твёрдого тела и механохимии СО РАН проводилась разработка процесса радиационно-термического синтеза ферритов. После оптимизации условий синтеза скорость нагрева была установлена 100°С/мин, это стало возможно благодаря объёмному выделению тепла в образцах. Продолжительность процесса синтеза удалось сократить до 10-15 минут (вместо десятков часов в традиционном термическом процессе). Результаты рентгеноструктурных исследований на станциях синхротронного излучения показали полное отсутствие исходных фаз оксидов в синтезированных ферритах.

Совместно с Институтом катализа СО РАН ведётся разработка оксидных и композитных материалов для водородной энергетики, мембран для селективного выделения кислорода или водорода и твердооксидных топливных элементов. Показана эффективность радиационно-термического спекания нанесенных функциональных слоев.

Проведённые и проводимые на ускорителе ИЛУ-6 исследовательские работы обогатили знания о процессах взаимодействия интенсивного электронного пучка с различными материалами и внесли существенный вклад в развитие нашей страны.

УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ ЭЛВ

В 2024 году исполнилось 50 лет с момента испытаний головного образца ускорителя ЭЛВ-1 на опытном производстве ВНИИКП (г. Подольск, Московская обл.). По окончании успешных испытаний Министерство Электротехнической промышленности СССР приняло решение оборудовать кабельные заводы ускорителями электронов для радиационной модификации кабельной изоляции, в том числе и для удовлетворения потребностей оборонной промышленности. Уже в 1975 году вышло предписание: изготовить партию ускорителей ЭЛВ в кол-ве 12 штук для установки на кабельных заводах СССР.

За 50 лет в ИЯФ СО РАН было изготовлено и поставлено заказчикам более 240 ускорителей ЭЛВ, 140 из них были отправлены в Китай. Ускорители ЭЛВ успешно работают также в России, Белоруссии, Китае, Индии, Германии, Чехии, Корее, Казахстане, Турции и других странах.

ИЯФ по требованию заказчиков непрерывно расширяет линейку ускорителей ЭЛВ, увеличивает параметры пучка. Подписаны контракты на поставку 9 различных моделей ускорителей ЭЛВ. Завершается изготовление компонентов ускорителя ЭЛВ-16 с энергией до 4 МэВ. Проектируется ускоритель ЭЛВ-17 с максимальной энергией 5 МэВ.

В последние годы спрос на производимые ИЯФ промышленные ускорители электронов серии ЭЛВ стабильно растет, в первую очередь за счет китайских и индийских заказчиков. Так, в 2024 году заказчикам было отгружено рекордное количество ускорителей ЭЛВ – 27 комплектов. В целом за последние 10 лет спрос на ускорители ЭЛВ вырос в 4 раза. Это обеспечивает Институту стабильные заказы на производство высокотехнологической продукции на годы вперед.

В Китае на ускорителе ЭЛВ-15, оборудованном системой 4-стороннего облучения, освоена обработка кабельных изделий с диаметром внешней изоляции 90 мм, что является непревзойденным результатом для электронно-лучевой обработки.

Высокотемпературные технологические применения ускорителей ЭЛВ, проводимые на УНУ «Стенд ЭЛВ-6»

1. Разработана технология вневакуумной электронно-лучевой наплавки, использующая высокоэнергетические пучки релятивистских электронов, выведенных в воздушную среду через отверстие малого диаметра. Она может быть использована для формирования металлических композиций с сочетанием свойств основного конструкционного металла наряду с высоким уровнем коррозионной стойкости, жаростойкости и жаропрочности формируемого покрытия.

В научно-исследовательской работе за 2024 год в коллаборации ИЯФ СО РАН и НГТУ успешно были сформированы и исследованы покрытия на конструкционных сталях (сталь 20, сталь 40X, 12X18H9T). Для поверхностного легирования использовали порошковые смеси, состоящие из разных композиций в разных соотношениях, например, Ti-Ta-Zr, Ti-Ta-Cr, Ni-Cr-Ti-Cr-B, V-MoC, Cr-B, SiC. Формирование покрытий таких составов позволяет получать изделия с повышенным уровнем стойкости к агрессивным средам и высоким температурам в процессе эксплуатации. Например, для использования в атомной энергетике, горнодобывающей, химической промышленности.

2. В 2024 году на Уникальной научной установке (УНУ) «Стенд ЭЛВ-6» под руководством д.ф.-м.н., профессора В.М. Лисицына, в коллаборации с Томским политехническим университетом (ТПУ), Евразийским национальным университетом им. Л.Н. Гумилёва, г. Астана, Казахским национальным университетом им. Аль Фараби, г. Алма-Ата были получены и исследовались следующие составы люминесцентных керамических материалов: MgF₂, Al₂O₃, ZrO₂, MgO, WO₃, Y₃Al₅O₁₂: Ce, Mg(Zn)WO₄, MgAl₂O₄: Ce, (GdxY_{3-x})(AlyGa_{5-y})O₁₂: Ce, (GdxLu_{3-x})(AlyGa_{5-y})O₁₂: Ce.

3. Под руководством д.ф.-м.н., профессора С.А. Гынгазова из ТПУ были получены и исследованы высокоэнтропийные сплавы из тугоплавких керамических компонентов следующих составов: (Y_{0,2}Yb_{0,2}Lu_{0,2}u_{0,2}Er_{0,2})₃Al₅O₁₂, CaSrBaPbLaTi₅O₁₅.



Рисунок 1. Поставки ускорителей ЭЛВ (в год), усредненные по периоду.

УСКОРИТЕЛЬНЫЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ДЛЯ БОР-НЕЙТРОНОЗАХВАТНОЙ ТЕРАПИИ И ДРУГИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

В ИЯФ СО РАН предложен, создан и функционирует источник нейтронов VITA (Vacuum Insulated Tandem Accelerator) 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 до 2,3 МэВ при стабильности и моноэнергетичности 0,1 %, с током 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, α -частицы, позитроны.

Источник нейтронов для клиники БНЗТ

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.

В здании 18 ИЯФ СО РАН в специальном бункере с радиационной защитой осуществлена сборка и запуск ускорительного источника нейтронов VITA-ПВ (Рис. 1). Получены проектные параметры: энергия пучка протонов 2,3 МэВ, ток 7 мА. На расстоянии 2,17 м от центра ускорителя пучок протонов имеет поперечный размер 15–20 мм, расходимость ± 3 –4 мрад, нормализованный эмиттанс – 0,15–0,2 мм мрад. С декабря 2024 г. источник нейтронов разбирают, упаковывают и отправляют в НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина Минздрава РФ.



Рисунок 1. Фотография ускорительного источника нейтронов VITA-ПВ

В клинике БНЗТ г. Сямынь (Китай), оснащенной ускорительным источником нейтронов VITA-Па, успешно проведены клинические испытания методики БНЗТ, инициированные разработчиком, и с 22.05.2024 приступили к проведению клинических испытаний, инициированных государством.

Ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией

На площадке ИЯФ СО РАН проведена существенная модернизация ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией: i) вакуумный бак ускорителя заменен на новый с возможностью установки двух турбомолекулярных насосов вместо одного криогенного для уменьшения времени вывода установки в рабочий режим, ii) все промежуточные электроды ускорителя заменены на новые для увеличения максимальной энергии протонов, iii) диафрагмы высоковольтного электрода ускорителя и сам электрод сделаны охлаждаемыми для стабильной работы при большой мощности пучка, iv) газовая обдирочная мишень заменена на новую меньшей длины и с меньшим диаметром отверстия (290 мм и 12 мм вместо 400 мм и 16 мм). Фотография обновленной установки приведена на Рис. 2. С новыми изделиями ускоритель оттренирован и выведен в рабочий режим без каких-либо проблем. Его работоспособность с газовой обдирочной мишенью меньшей длины открывает возможность сделать его более компактным.



Рисунок 2. Фотография источника нейтронов VITA в ИЯФ СО РАН: 1 – ускоритель-тандем с вакуумной изоляцией, 2 – поворотный магнит, 3 – литиевая мишень

Фундаментальные знания

С использованием α - и нейтронных спектрометров измерено дифференциальное сечение для двух углов 135° и 168° и в ряде случаев полное сечение следующих ядерных реакций при энергии ионов до 2,2 МэВ: ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}^*$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$, ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^*$, ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$, ${}^7\text{Li}(d,n\alpha){}^4\text{He}$, ${}^{10}\text{B}(d,\alpha_0){}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}(d,\alpha_1){}^8\text{Be}^*$, ${}^{10}\text{B}(d,p_2){}^{11}\text{B}^*$, ${}^{11}\text{B}(d,\alpha_0){}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}(d,\alpha_2){}^9\text{Be}^*$, ${}^{11}\text{B}(p,\alpha_0){}^8\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}(p,\alpha_1){}^8\text{Be}^*$ и ${}^{11}\text{B}(p,\alpha)\alpha\alpha$. Полученные данные позволяют впервые определить энергетический спектр самой продуктивной реакции генерации

нейтронов ${}^7\text{Li}(d,n)$ и оценить перспективность реализации безнейтронной термоядерной энергетики в реакции $p + {}^{11}\text{B}$.

Литий-нейтронозахватная терапия

Впервые в мире проведена литий-нейтронозахватная терапия лабораторных животных с привитой опухолью. Для проведения терапии использовали клеточную линию меланомы кожи мыши В16 на мышцах линии С57BL/6. В качестве препарата доставки лития применяли хлорид лития, обогащенный легким изотопом. Получены положительные результаты – достоверное уменьшение объема опухоли вплоть до ее исчезновения.

Нейтрон-нейтронный коллайдер

Благодаря применению тонкой литиевой мишени ускорительный источник нейтронов VITA отличает крайне высокая яркость, что может быть использовано для реализации нейтрон-нейтронного коллайдера. В качестве первого шага на пути реализации амбициозного проекта предложено получить тонкий пучок холодных (ультрахолодных) нейтронов и, используя секступольный магнит, повторить опыт Штерна-Герлаха и дать ему верное описание. Следующим шагом может стать создание нейтрон-электронного коллайдера для прямого изучения нейтрона впервые.

Школа молодых ученых по БНЗТ

Проведена 6-я Всероссийская Школа молодых ученых по бор-нейтронозахватной терапии, в которой приняли участие 89 участников, из них: 10 российских и 1 зарубежный ученых-лекторов, 78 российских ученых, в том числе 48 молодых из Дубны, Москвы, Обнинска,

Иркутска, Новосибирска, Томска, Якутска, и 11 зарубежных ученых из Аргентины, Сирии, Казахстана, Китая, Узбекистана и Японии.

Представление научных результатов

По результатам проведенных исследований опубликованы монография, 21 статья в научных журналах, получены патенты на изобретения России и Японии, свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ; представлен 41 доклад на международных и всероссийских конференциях.

М.И. Бикчурина успешно защитила диссертацию "Исследование генерирующих свойств литиевой мишени" на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук по специальности 1.3.18. Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника.

А.И. Касатова успешно защитила диссертацию «Структурная организация почки при введении карбоната лития мышам с имплантированной меланомой кожи» на соискание учёной степени кандидата медицинских наук по специальности 1.5.22. Клеточная биология.

С.Ю. Таскаев в 2024 году стал финалистом президентской программы «Россия – страна возможностей» и лауреатом Национальной премии в области будущих технологий «Вызов» в номинации «инженерное решение».

Финансовое обеспечение

Научные исследования поддержаны грантом РФФИ № 19-72-30005 (лаборатория мирового уровня) и государственными заданиями FWGM-2022-0023 и FWGM-2022-0024.

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 Викторович

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

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук (ИЯФ СО РАН)

Юридический/фактический адрес:
630090, Новосибирская область,
г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 11
ИНН/КПП 5408105577/540801001

Приемная: (383) 330-60-31, 329-47-60

Факс: (383) 330-71-63

Электронная почта: inp@inp.nsk.su

Сайт: www.inp.nsk.su

Справочная служба института: (383) 329-40-00

Электронный телефонный справочник: <https://irma.inp.nsk.su/db/phbook/>

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. БУДКЕРА
Сибирского отделения Российской академии наук

ЕЖЕГОДНЫЙ ОТЧЕТ
2024

Обложка Е.Д. Бендер

Ответственный за выпуск А.В. Резниченко

Работа поступила 1.03.2025 г.

Сдано в набор 1.04.2025 г.

Подписано в печать 1.05.2025 г.

Формат 60x90 1/16 Объем 14 печ.л., 12 уч.-изд.л.

Тираж 140 экз. Бесплатно.

Отпечатано в Типографии ООО «Техноком-Сибирь»
Новосибирск, 630090, ул. Демакова, 27, корп. 1, оф. 11.