

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»



На правах рукописи
УДК 621.3.038.612

Лосев Антон Андреевич

**Разработка и исследование лазерно-плазменного
генератора многозарядных ионов для тяжелоионного
инжектора И-3, И-4**

Специальность 1.3.18 —

«Физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д-р физ.-мат. наук
Сатов Юрий Алексеевич

Москва — 2025

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Лазерно-плазменный источник ионов	14
1.1 Принцип работы лазерно-плазменного источника ионов	14
1.2 Исторический обзор и современное состояние лазерно-плазменных источников ионов	15
Глава 2. Приборы и методики измерений	19
2.1 Импульсно-периодический СО ₂ -лазер атмосферного давления в режиме свободной генерации	19
2.2 Измерение характеристик лазерного излучения	22
2.3 Времяпролетная методика исследования плазмы, образованной лазерным излучением	24
2.3.1 Электростатический энергоанализатор	25
2.3.2 Построение распределений по энергии и по зарядам, парциальных токов ионов, их нормировка на измеренный полный ток	27
2.4 Измерение эмиттанса	29
2.5 Схемы облучения мишени	33
Глава 3. Экспериментальные и расчетные исследования для оптимизации работы лазерно-плазменного источника ионов	37
3.1 Оптимизация работы лазерной установки	37
3.1.1 Контроль задержки срабатывания модулей импульсно-периодического СО ₂ лазера	37
3.1.2 Оптимизация состава лазерной смеси	39
3.2 Усовершенствование времяпролетной методики изучения плазмы	44
3.3 Влияние металлических сеток на параметры ионного пучка	48
3.4 Выбор условий облучения углеродной мишени	59
3.4.1 Характеристики ионной компоненты плазмы при плотности потока $\sim 10^{12}$ Вт/см ²	60

3.4.2	Характеристики ионной компоненты плазмы при плотности потока $\sim 10^{11}$ Вт/см ²	62
3.5	Численное моделирование извлечения пучка и его согласования с ускорителем И-4	64
3.5.1	Моделирование в Kobrag-INP	65
3.6	Ускорение пучка ионов углерода в ускорителе И-4	67
3.7	Применение пучка ионов углерода ускоренного в ускорителе И-3 для имплантации в полупроводники	70
3.8	Применение разработанных методик в создании лазерно-плазменного источника ионов для проекта МЦКИ	73
3.8.1	Контроль длины резонатора в задающем генераторе лазерной системы «Фокус»	74
3.8.2	Измерение характеристик лазерного импульса системы «Фокус»	79
3.8.3	Исследования плазмы, сгенерированной импульсами лазерной системы «Фокус»	79
	Заключение	83
	Словарь терминов	86
	Список литературы	87
	Список рисунков	96
	Список таблиц	99

Введение

В настоящее время проводится множество исследований и прикладных работ с использованием ускоренных пучков ионов в таких областях как:

- генерация экстремальных состояний вещества [1–4];
- моделирование радиационных повреждений в материалах для ядерных реакторов [5–8];
- тестирование электронных компонентов на радиационную стойкость [9; 10];
- модификация материалов и ионная имплантация [11];
- применение в медицине и биологии [12; 13];
- управляемый термоядерный синтез с помощью ускоренных пучков тяжелых ионов [14–17].

В связи с широким применением ускоренных ионных пучков актуальным является и создание ионных источников, являющихся неотъемлемой частью ускорителя. В большинстве случаев принцип работы источника ионов основан на создании плазмы каким-либо способом и формировании пучка ионов из нее.

Одним из способов генерации плазмы является облучение мишеней мощными лазерными импульсами. Структурная схема лазерно-плазменного источника приведена на рисунке 1. Он состоит из лазерной системы, излучение

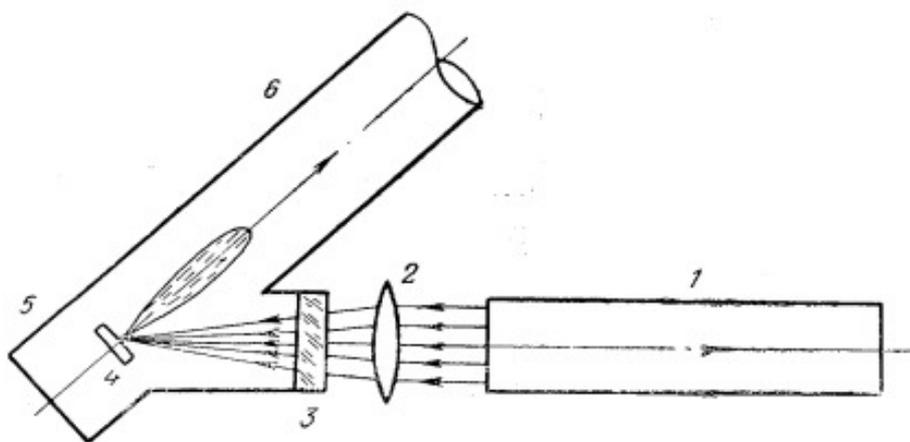


Рисунок 1 — Принципиальная схема лазерно-плазменного источника ионов [18].

1 – лазерная система, 2 – фокусирующая система, 3 – входное окно, 4 – мишень,

5 – вакуумная камера, 6 – выводной канал.

которой фокусируется с помощью объектива (зеркального или линзового) на

поверхность мишени, помещенной в вакуумную камеру. Плазменный факел выбрасывается перпендикулярно поверхности мишени и попадает в систему извлечения пучка, где происходит разделение зарядов. Среди разнообразных источников заряженных частиц генераторы ионов на основе лазеров имеют определенные преимущества:

- возможность оперативно менять мишень и условия ее облучения, что обеспечивает универсальность источника;
- возможность широкого выбора материала мишени, включая различные химические элементы и агрегатные состояния;
- высокая плотность расширяющейся плазмы, образованной мощным лазерным импульсом, позволяет извлекать сильнооточный пучок предельно короткой длительности;
- из-за способности лазерного устройства генерировать импульсы излучения высокой мощности и энергии, в том числе в импульсно-периодическом режиме, они способны производить большое количество частиц высокой степени ионизации.

Применение в схеме лазеров с различными длинами волн не является принципиальным, исключая специальные приложения, хотя существенная зависимость критической плотности плазмы от длины волны излучения накладывает свои особенности на процессы, связанные с генерацией ионов при разных длинах волн греющего излучения. Так, например, очевидно, что использование длинноволнового лазера при равных поглощенных потоках облучения может позволить достичь более высоких температур плазмы, ввиду меньшей ее критической плотности, в то же время схема с коротковолновым лазером позволяет по той же причине получать большее количество заряженных частиц. Выбор того или иного типа лазеров, по-видимому, будет определяться конкретными задачами и техническими особенностями лазерных источников, таких как стоимость оборудования и капитальных затрат на строительство, ресурсом работы и т.д.

СО₂-лазер является одним из наиболее разработанных среди газовых молекулярных оптических квантовых генераторов. Он обладает высоким коэффициентом полезного действия и относительно прост технически. Активная среды, усиливающая излучение инфракрасного диапазона, использует колебательно-вращательные переходы молекулы СО₂. Генерация происходит на переходе $00^01 \rightarrow 10^00$ (10.6 мкм) или на переходе $00^01 \rightarrow 02^00$ (9.6 мкм). Накачка на верхний лазерный уровень осуществляется возбуждением однородного

разряда в газовой смеси и происходит благодаря двум процессам: столкновения молекул CO_2 с электронами и передачи энергии от возбужденных молекул N_2 . В несколько раз более высокая по сравнению с CO_2 и N_2 теплопроводность гелия обеспечивает эффективное охлаждение газа. Упрощенная схема рабочих уровней показана на рисунке 2.

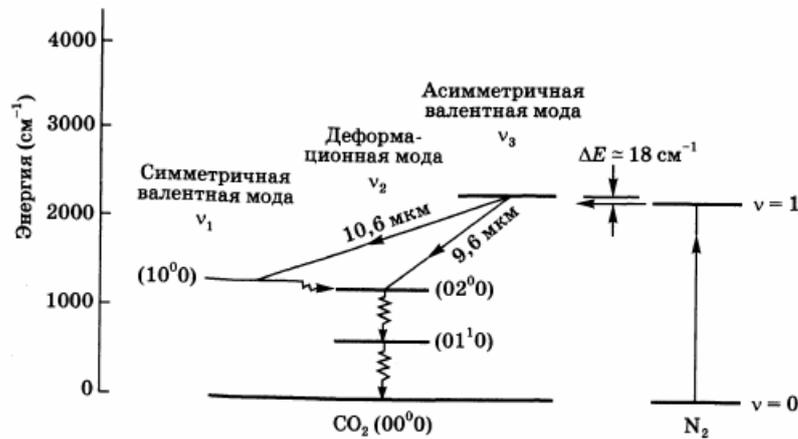


Рисунок 2 — Низшие колебательные уровни молекул CO_2 и N_2 . (Изображение взято из [19])

В простейшей конфигурации активная среда помещается в оптический резонатор, который позволяет преобразовать усиливающую среду в генерирующую. В результате получается лазер, работающий в режиме свободной генерации. Наиболее распространенным типом CO_2 -лазера в области исследования плазмы является импульсный генератор, основанный на самостоятельном разряде в смеси $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ атмосферного давления с поперечным возбуждением. Разнообразие конкретных инженерно-физических решений при возбуждении активной среды отличаются особенностями электрической схемы и формой разрядного импульса, а также составом газовой среды, от которых зависит эффективность преобразования электрической энергии в интенсивный пучок инфракрасного лазерного излучения. Наибольшие эффективности преобразования достигнуты для ТЕА (в англоязычной литературе используется сокращение ТЕА – transversely excited atmospheric) CO_2 -лазеров атмосферного и выше давления.

В этом типе лазеров активная среда образуется в импульсном высоковольтном разряде между двумя электродами, перпендикулярном оптической оси резонатора.

CO_2 -лазеры, работающие на основе самостоятельного разряда в импульсно-периодическом режиме, имеют технические преимущества, которые

обеспечивают их широкое применение в различных приложениях, где требуется получение высоких плотностей энергии и потока излучения, в частности, для нагрева плазмы и реализации источника многозарядных ионов и ядер атомов различных элементов, а именно:

- Практически идеально однородная активная газовая среда CO_2 -лазера позволяет формировать пучки излучения с качеством пространственных характеристик близких к дифракционному пределу для длины волны 10.6 мкм, что обеспечивает получение высоких плотностей потока излучения на облучаемой мишени и, соответственно, высокое зарядовое состояние плазмы.
- Длинноволновый характер излучения CO_2 -лазера обеспечивает достижение более высоких электронных температур в нагреваемой плазме в сравнении с коротковолновыми лазерами с аналогичными параметрами из-за меньшей критической плотности плазмы.
- Газовые лазеры ввиду возможности использования большого активного объема способны генерировать импульсы большой энергии, что обеспечивает получение большого числа ионов. При этом простота конструкции CO_2 -лазера, особенно в режиме свободной генерации, обеспечивает невысокую стоимость устройства даже для частотной работы установки.
- Инфракрасная длина волны CO_2 -лазера значительно снижает не только требования к точности изготовления применяемой оптики, но и к состоянию лабораторных и промышленных помещений в части их чистоты, уровня запыленности, температурной стабилизации, что критически влияет на потери излучения при его распространении и фокусировке. Часто это обстоятельство носит принципиальный характер при определении стоимости и возможности проведения исследований и прикладных работ с использованием лазера.

В ускорительном центре ККТЭФ НИЦ «Курчатовский институт» имеются линейные ускорители И-3, И-4, разработанные в качестве инжекторов ускорительного комплекса. Линейный ускоритель И-3 представляет собой импульсный резонатор с одной пролетной трубкой и двумя ускоряющими зазорами при напряжении до 2 МВ на каждом, работающий на частоте 2.504 МГц. Позволяет ускорять ионы до энергии 4 МэВ на заряд. Линейный ускоритель И-4 – ускоряющая секция ПОКФ (пространственно однородная квадрупольная фо-

кусировка, в англоязычной литературе используется сокращение RFQ – radio frequency quadrupole) с рабочей частотой 81.36 МГц, способная ускорять сильноточный пучок ионов с $z/A \geq 1/3$ до энергии 1.6 МэВ/н.

Целью данной работы является разработка лазерно-плазменного источника ионов на основе импульсно-периодического лазера «Малыш» для возможности эффективной работы с ускорителями И-3, И-4 в области прикладных задач, а также разработка методики восстановления энергетического спектра разлета ионов (включая соответствующие компьютерные коды) позволяющей проводить мониторинг характеристик ионов, генерируемых источником, и задавать входные данные для программ компьютерного моделирования физики пучков заряженных частиц. После отработки методик в экспериментах с пучком планируется их применение в разработке источника ионов с более мощным импульсно-периодическим CO₂-лазером для генерации пучков многозарядных тяжелых ионов.

Для достижения поставленных целей необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Реализовать контроль и анализ лазерных параметров в импульсно-периодическом режиме работы лазерной установки для получения оптимальных условий по мощности и качеству излучения, воспроизводимости лазерных характеристик с максимальным ресурсом наработки.
2. Разработать времяпролетную диагностику для измерения параметров ионной компоненты лазерной плазмы с высоким временным и энергетическим разрешением, в том числе в режиме оперативной обработки получаемых данных.
3. Изучить энергетические и зарядовые распределения ионов углерода в лазерной плазме и найти условия облучения углеродной мишени для достижения необходимых характеристик пучка для инжекции в ускорители И-3, И-4.
4. Провести ускорение пучка ионов углерода в ускорителях И-3, И-4.
5. Разработать программное обеспечение для обработки исходных экспериментальных данных и для задания входных данных для программ численного моделирования Kobra3-INP и Dynamion.

Научная новизна:

1. Оптимизация условий работы импульсно-периодического CO_2 -лазера в режиме свободной генерации с помощью схемы контроля параметров излучения позволила создать генератор с удельной мощностью излучения 190 МВт с литра активного объема в импульсе с длительностью 28 нс на полувысоте, что является рекордным по литературным источникам.
2. Впервые получены экспериментальные данные по моментам генерации (вылета) ионов в плазме углеродной мишени на масштабе импульса облучения, типичного для CO_2 -лазера в режиме свободной генерации, с пиковой плотностью мощности на поверхности мишени $\approx 10^{11}$ Вт/см².

Практическая значимость

1. Создан импульсный лазерный генератор с мощностью излучения до 100 МВт и энергией до 10 Дж работающий с частотой повторения 0.5 Гц для широкого круга применений.
2. Создан лазерно-плазменный источник ионов вольфрама W^{7+} с плотностью тока $4.2 \cdot 10^{-2}$ мА/см² и углерода C^{4+} с плотностью тока 27.7 ± 2 мА/см² для линейных ускорителей И-3, И-4.
3. Разработана и проверена в большом числе экспериментов, отличающихся типом ионов и плотностями потока излучения в интервале $10^{10} - 10^{13}$ Вт/см², уникальная времяпролетная диагностика ионных пучков, основанная на оперативной обработке данных электростатического анализатора, детектора лазерного излучения и коллектора полного тока с помощью разработанного автором компьютерного кода.
4. На основе экспериментальных данных получены рекомендации для конструкторской разработки системы экстракции и формирования пучка, связанные с использованием металлических сеток.
5. Полученный из лазерно-плазменного источника пучок ионов углерода успешно применен в экспериментах на ускорителе И-3 для имплантации в полупроводники (кремниевые диоды).
6. Выполнено «сквозное» численное моделирование динамики пучка ионов углерода C^{4+} от плазменной границы до выхода ускорителя-инжектора И-4, проведенное с учетом экспериментально полученного распределения ионов по зарядовым состояниям и энергиям в генерируемой лазерным импульсом плазме. Проведено ускорение пучка ионов

- углерода C^{4+} в ускорителе И-4 при настройках систем ускорителя, установленных на основании «сквозного» моделирования.
7. Разработан программно-аппаратный комплекс для управления длиной резонатора задающего генератора лазерной системы «Фокус», обеспечивающий работу лазера в режиме одной продольной моды для получения максимальной стабильности интенсивности излучения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Метод диагностики ионной компоненты потока лазерной плазмы, основанный на одновременной регистрации сигналов времяпролетного анализатора ионов и детектора формы лазерного импульса. Он позволяет получить не только распределение частиц по зарядовым состояниям и парциальные токи для каждого заряда, но и времена вылета ионов из мишени на масштабе лазерного импульса, что дает уникальную возможность уточнить энергии генерируемых частиц каждого заряда. Применение разработанного метода позволяет получить как информацию о процессах генерации ионов в плазме, так и информацию, необходимую для формирования пучка ионов для дальнейшей инжекции в ускоритель. Метод защищен патентом Российской Федерации.
2. Экспериментально обнаруженный эффект воздействия на характеристики пучка металлических сеток, устанавливаемых в высоковольтном электроде системы экстракции, связанный с распылением материала сетки и последующим рассеянием ионного пучка на образовавшемся атомарном облаке. Эффект усиливается с увеличением массового числа ионов пучка и с уменьшением периода расположения проволок в сетке, но слабо зависит от геометрической прозрачности сетки. Получены данные для разработки высоковольтной системы экстракции источника ионов.
3. Результаты «сквозного» численного моделирования динамики пучка ионов углерода C^{4+} от плазменной границы до выхода ускорителя-инжектора И-4, проведенного с учетом экспериментально полученного распределения ионов по зарядовым состояниям и энергиям в генерируемой лазерным импульсом плазме.
4. Результаты ускорения пучка ионов углерода C^{4+} в ускорителе И-4 при настройках систем ускорителя, установленных на основании «сквозного» моделирования, подтвердившие его правильность.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

- Молодежные конференции по теоретической и экспериментальной физике ИТЭФ 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021 (Москва);
- X Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (Саров, 17–20 мая 2016 г.);
- XXVI Russian Particle Accelerator Conference RuPAC-2018 (Протвино, 1–5 октября 2018 г.);
- 18th International Conference on Ion Sources (Ланьчжоу, Китай, 1–6 сентября 2019 г.);
- VI Международная конференция ЛаПлаз — 2020 (Москва, 11–14 февраля 2020 г.);
- 19th International Conference on Ion Sources (В дистанционном формате, 20–24 сентября 2021 г.);
- IX Международная конференция «Лазерные, плазменные исследования и технологии» ЛаПлаз-2023» (Москва, 28–31 марта 2023 г.);
- XXIV Харитоновские тематические научные чтения по проблемам ускорительной техники и физики высоких энергий (Саров, 24–28 июля 2023 г.);
- XIV Всероссийская школа НЦФМ по лазерной физике и лазерным технологиям (Саров, 18–22 сентября 2023 г.);
- XVII Курчатовская молодежная научная школа (Москва, 27–30 мая 2025 г.).

Личный вклад автора в получении научных результатов, лежащих в основе диссертации, является определяющим. При ключевом участии автора разработаны и внедрены диагностические методики, используемые при исследовании энергетического и зарядового состава плазмы с нормировкой на полный ток ионного пучка. Автором лично освоены и применены для исследований электростатический энергоанализатор, цилиндр Фарадея и измеритель эмиттанса. Автором лично получены и проанализированы экспериментальные результаты при изучении генерации плазмы в лазерно-плазменном источнике ионов. При активном участии автора оптимизирован лазерно-плазменный источник ионов углерода для ускорителя И-4 и впервые проведено ускорение ионов углерода C^{4+} в нем. При активном участии автора оптимизирован лазерно-плазменный

источник ионов углерода для ускорителя И-3 и обеспечено длительное стабильное получение пучка ионов углерода для проведения исследований в области ионной имплантации. Автор лично принимал активное участие в написании отчетных материалов и публикации результатов работы. Большая часть материала докладывалась автором лично на научных конференциях.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 печатных изданиях, из которых 5 изданы в журналах, включенных в текущий перечень ВАК, 6 в журналах входящих в Scopus или Web of Science, а также в 6 сборниках докладов конференций.

1. Характеристики импульсно-периодического CO_2 -лазера для приложений в области лазерной плазмы [Текст] / Ю. А. Сатов, А. В. Шумшуров, А. А. Васильев, А. А. Лосев, А. Н. Балабаев, И. А. Хрисанов, В. К. Рерих // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 3. С. 83—90
2. Развитие техники времяпролетных измерений в плазме, создаваемой CO_2 -лазером [Текст] / Ю. А. Сатов, А. В. Шумшуров, А. А. Васильев, А. А. Лосев, А. Н. Балабаев, И. А. Хрисанов, К. Н. Макаров, В. К. Рерих // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 4. С. 108—114
3. Измерение эмиттанса методом реррег-rot на лазерно-плазменном источнике ионов для ускорителя И-4 [Текст] / А. А. Лосев, Ю. А. Сатов, А. В. Шумшуров, А. Н. Балабаев, И. А. Хрисанов, А. А. Васильев // Ядерная физика и инжиниринг. 2021. Т. 12, № 2. С. 124—128
4. Влияние металлических сеток на характеристики ионного пучка в лазерно-плазменном источнике [Текст] / Ю. А. Сатов, А. В. Шумшуров, А. А. Лосев, А. Н. Балабаев, И. А. Хрисанов, А. А. Васильев // Приборы и техника эксперимента. 2022. № 1. С. 82—91
5. Point defect creation by proton and carbon irradiation of $\alpha - \text{Ga}_2\text{O}_3$ [Текст] / А. У. Polyakov [и др.] // Journal of Applied Physics. 2022. Т. 132, № 3. С. 035701
6. Численное моделирование системы извлечения пучка и сеточной электростатической линзы для линейного ускорителя И-4 [Текст] / А. А. Лосев, Г. Н. Кропачев, Е. Р. Хабибуллина, А. В. Зиятдинова // Ядерная физика и инжиниринг. 2024. Т. 15, № 3. С. 254—258

Зарегистрирован 1 патент на изобретение (№ 2649914 С1 Устройство для исследования характеристик ионного потока плазмы, создаваемой импульсным источником, в частности CO_2 -лазером).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 3 глав, и заключения. Полный объём диссертации составляет 99 страниц, включая 58 рисунков и 5 таблиц. Список литературы содержит 87 наименований.

Глава 1. Лазерно-плазменный источник ионов

1.1 Принцип работы лазерно-плазменного источника ионов

Принцип работы лазерно-плазменного источника заключается в образовании плазмы мощным импульсом лазерного излучения, сфокусированного на поверхность мишени, и извлечении ионного пучка при попадании разлетающейся на значительное расстояние плазмы в электрическом поле, создаваемым специальной высоковольтной системой электродов.

Под действием импульса лазерного излучения слой мишени нагревается и испаряется. Энергия, поглощенная поверхностью для нагрева до температуры испарения, невелика, и можно считать, что основная часть лазерного импульса взаимодействует уже с облаком пара и плазмой. В процессе образования электронов можно выделить следующие основные явления:

- возникновение свободных электронов;
- ускорение свободных электронов в столкновениях с нейтральными атомами и ионами до энергии ионизации;
- ионизация нейтральных атомов и ионов ускоренными электронами, в результате которой происходит размножение свободных электронов;
- развитие электронной лавины.

Образовавшийся пар содержит небольшое количество свободных электронов и ионов, наличие которых обусловлено присутствием легкоионизируемых примесей, термоэмиссией и внешним фотоэффектом с поверхности. Они приобретают энергию в поле лазерного излучения в большом числе столкновений с атомами (обратный тормозной эффект), постепенно достигая достаточной для их ионизации. Новые свободные электроны набирают энергию тем же образом и производят дальнейшую ионизацию в столкновениях с атомами и ионами. Сечение столкновений электронов с ионами намного больше, чем с нейтральными атомами. Таким образом происходит быстрый рост концентрации свободных электронов и увеличивается степень ионизации пара. Этот механизм ионизации – электронная лавина, если запустился, преобладает над другими механизмами ионизации. Через некоторое время образуется критическая плотность электронов, и излучение перестает проникать в плазму, отражаясь от нее. В области с

плотностью ниже критической идет поглощение энергии лазерного излучения в результате обратного тормозного эффекта. Надо отметить, что этот эффект является преобладающим для плотности мощности излучения, которую развивает используемая лазерная установка. Передача энергии от поглощающей области к плотной плазме происходит за счет трех основных механизмов – электронной теплопроводности, переноса высокоэнергетичных электронов и переноса излучения. Высокая температура в области взаимодействия вызывает локальное повышение давления, и образованная плазма быстро разлетается.

Описанный выше процесс называют образованием плазменного факела. Плазменный факел можно разделить на несколько областей. На поверхности твердого тела образуется углубление, из которого было выброшено вещество мишени. Над поверхностью находится область плотной непрозрачной плазмы. Далее расположена область менее плотной, излучающей и рекомбинирующей плазмы. С удалением от поверхности давление плазмы уменьшается и не влияет на динамику ее разлета. В процессе расширения рекомбинация не идет до нейтральных атомов, а распределение по зарядовым состояниям, как принято говорить, “замораживается”. Это происходит благодаря подогреву плазмы рекомбинационным излучением и позволяет произвести извлечение пучка на значительном (метры) расстоянии от мишени.

1.2 Исторический обзор и современное состояние лазерно-плазменных источников ионов

Использование плазмы образованной лазерным излучением в качестве источника многозарядных ионов было предложено в конце 60-х – начале 70-х годов. Первые детальные предложения по возможности использования лазерной плазмы в качестве источника ионов для ускорителя были независимо сделаны Быковским в патенте [18] и в статье Peacock и Pease [26] в 1969 г. Работы [27–29] посвящены исследованию свойств плазмы, образующейся при взаимодействии лазерного импульса с твердой мишенью: зарядовых состояний, энергетических и угловых распределений ионов, влияния рекомбинационных процессов на них, описаны явление замораживания зарядовых состояний в плазме при ее расширении и проблемы, связанные с созданием лазерного источника ионов. В работе

[26] предложено применение магнитной ловушки для удержания высокозарядных ионов и их постепенной инжекции в электростатический ускоритель.

Пучок ядер углерода из лазерно-плазменного источника был впервые ускорен [30] на линейном ускорителе ЛУ-20 ОИЯИ в 1973 году, а затем и в синхрофазотроне [31]. В этих работах был использован неодимовый лазер с модулированной добротностью, обеспечивающий плотность мощности $\approx 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см² на углеродной мишени. Лазерно-плазменный источник в ОИЯИ продолжает эксплуатироваться после модернизаций лазерной системы, ток ионов C^{6+} достигает 1.5 мА при длительности около 3 мкс на выходе ускорителя ЛУ-20 [32–35].

Согласование лазерно-плазменного источника с сильноточным ускорителем типа RFQ было достигнуто в GSI (Дармштадт, Германия) на ускорителе MAXILAS [36; 37] в 1995 г. Плазма генерировалась с помощью ТЕА CO_2 -лазера в режиме свободной генерации. Длительность первого пика импульса, отвечающего за многозарядные ионы, была около 50 нс на полувывоте, и содержала около 25% всей энергии импульса, которая составляла около 4 Дж. Фокусировка на мишень производилась с помощью сферического медного зеркала с фокусным расстоянием 172 мм. Плотность потока излучения достигала $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при диаметре кружка фокусировки около 70 мкм. На входе в ускоритель измеренный полный ток ионов Ta имеет амплитуду около 10 мА, длительность его головной части, в состав которой входят высоких зарядовых состояний Ta^{8+} – Ta^{11+} , оценивается от 6 до 16 мкс, а ток ионов Ta^{10+} – от 2 до 5 мА. На выходе ускорителя получен пучок ионов Ta^{10+} с током 1.8 мА и энергией 45 кэВ/н.

Группой японских ученых была предложена схема прямой инжекции плазмы (Direct Plasma Injection Scheme, DPIS) лазерного источника в ускоритель типа RFQ [38; 39] для исключения линии транспортировки пучка низкой энергии из установки. Для генерации плазмы применялся ТЕА CO_2 -лазер с энергией 4.1 Дж в импульсе и длительностью первого пика 38 нс. Плотность мощности на поверхности мишени оценена в $3.35 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Расстояние от мишени до входа в RFQ было 250 мм, а полный ток попадающий в ускоритель оценен как ~ 100 мА. В результате на выходе ускорителя измерили пиковое значение усредненного тока (с учетом банчей) 8 мА. В дальнейшем CO_2 -лазер заменили на Nd:YAG. При энергии 1 Дж в импульсе и его длительности 6 нс линза с фокусным расстоянием 100 мм обеспечивала плотность

мощности $6 \cdot 10^{12}$ Вт/см². Перед попаданием в область экстракции плазма проходит через соленоид. Максимальная плотность тока ионов C^{4+} около 7.4 мА/см² (2.1 мА через апертуру 6 мм) на входе в ускоритель (1.33 м от мишени) с длительностью 1.3 мкс [40].

В лазерно-плазменном источнике, созданном в ЦЕРН в результате совместной разработки с ИТЭФ и ТРИНИТИ, для того чтобы производить сильноточные пучки тяжелых элементов (Pb, Ta, Au) [41; 42], применялся мощная CO₂-лазерная система, работающая по схеме задающий генератор – усилитель мощности. Результаты получены при энергии в лазерном импульсе 90–100 Дж и его длительности на полувысоте около 25 нс при частоте повторения 1 Гц. Пиковая плотность мощности на поверхности облучаемой мишени в центре распределения – $3 \cdot 10^{13}$ Вт/см². При пиковом значении полного тока ионов Pb 20 мА, извлеченного из апертуры диаметром 24.4 мм на расстоянии 1765 мм от мишени, доля тока ионов Pb²⁷⁺ составила 16% [43].

Лазерно-плазменный источник ионов с 2006 г. разрабатывается в Institute of Modern Physics (Ланьчжоу, Китай) [44–49]. В нем используется Nd:YAG лазер с энергией 8 Дж, длительностью импульса 8 нс. Излучение фокусируется с помощью плоско-выпуклой линзы с фокусным расстоянием 100 мм. На поверхности мишени достигается плотность мощности $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² при диаметре кружка фокусировки 25 мкм. Источник генерирует ионы различных мишеней (C, Al, Ti, Ni, Ag, Sn, Ta). В длительных сеансах источник генерирует ≈ 35 мА полного тока ионов углерода, при этом доля C^{6+} – около 60% [50]. При долгой работе ток на выходе уменьшается, что связывают с запылением оптики.

Лазерно-плазменный источник ионов успешно используется в ускорительном центре ИФВЭ [51; 52]. В качестве источника лазерного излучения используется импульсный CO₂-лазер InfraLight SP в двухмодульном варианте. Энергия в импульсе 5 Дж, длительность на полувысоте 100 нс, частота повторения 2 Гц. Лазерное излучение фокусируется на графитовую мишень с помощью сферического молибденового зеркала с фокусным расстоянием 120 мм. Ионный пучок анализируется магнитным анализатором. В результате на выходе ускорителя И-100 удалось получить максимальную амплитуду тока ускоренного пучка ядер углерода до 22 мА, а средние значения до уровня 17–18 мА.

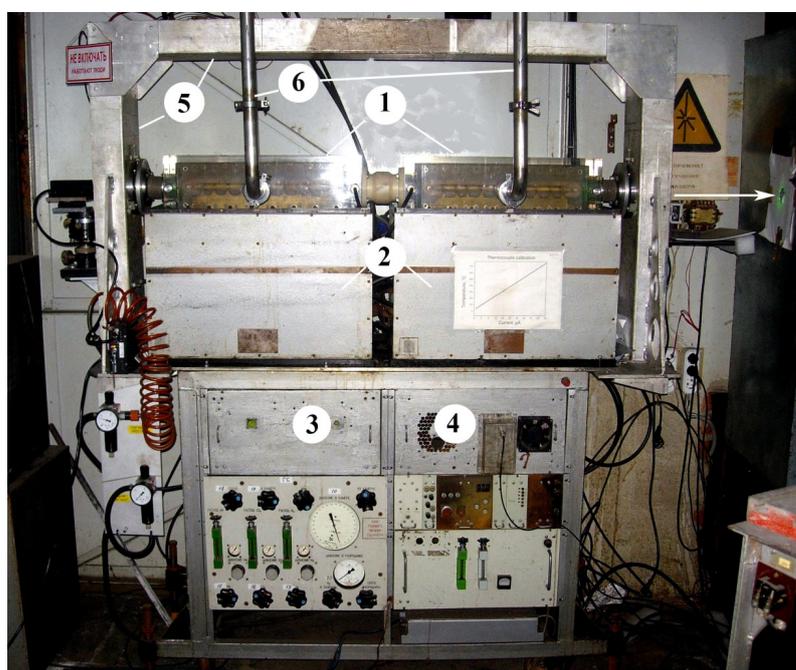
В настоящее время в ускорительном центре НИЦ «Курчатовский институт» разрабатывается лазерно-плазменный источник тяжелых ионов для проекта МЦКИ (Межведомственный центр комплексных испытаний). Этот

центр будет иметь в составе ускорительный комплекс и облучательные станции, специально разработанные для проведения испытаний электронной компонентной базы на радиационную стойкость [53; 54]. Лазерная система создаваемого ионного источника будет представлять собой глубокую модернизацию прототипа, использовавшегося ранее в ЦЕРН и работающего в настоящее время в ускорительном отделении ККТЭФ НИЦ «Курчатовский институт», и включать внедрение некоторых результатов данной диссертационной работы.

Глава 2. Приборы и методики измерений

2.1 Импульсно-периодический CO_2 -лазер атмосферного давления в режиме свободной генерации

Источником лазерного излучения в проведенных экспериментах являлся двухмодульный, импульсно-периодический CO_2 -лазер атмосферного давления на самостоятельном разряде, работающий в режиме свободной генерации.



1 – электроразрядные модули (крышки электромагнитного экрана сняты), 2 – генераторы импульсного напряжения, 3 – вакуумно-газовый блок, 4 – блок запуска и синхронизации, 5 – рама резонатора, 6 – трубопроводы контура охлаждения и регенерации газовой смеси.

Рисунок 2.1 – Внешний вид и состав двухмодульного импульсно-периодического лазерного генератора

Принципиальная схема возбуждения однородного разряда атмосферного давления, которая заключается в формировании специального профиля импульса тока на разрядном промежутке, предложенная в [55], реализована в соответствии со схемой на рисунке 2.2

Генераторы импульсного напряжения (ГИН), собранные по двухступенчатой схеме Аркадьева-Маркса 1, питают модули с разрядным объемом

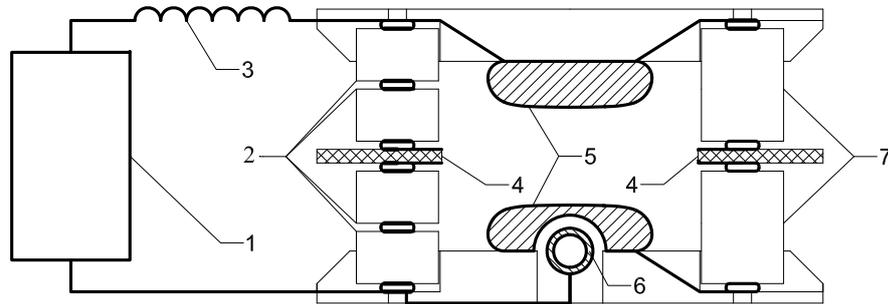


Рисунок 2.2 — Принципиальная электроразрядная схема лазерного модуля. 1 – генератор импульсного напряжения, 2 и 7 – блоки обостряющих конденсаторов, 3 – индуктивность конструкции ГИН, 4 – пластины из стеклотекстолита, 5 – электроды, 6 – разрядник.

$3 \times 3 \times 38$ см³. Питание на модуль подводится через конструктивную индуктивность 3. Блоки вспомогательных обостряющих конденсаторов 2 и 7 распределены по всей длине электродов 5 и разделяются на две половины пластиной из двухстороннего фольгированного стеклотекстолита 4, одна из граней которой образует поверхностный разрядник и обеспечивает предыонизацию смеси [56—58].

Электрическая схема работает следующим образом [55]. После срабатывания генератора 1 на блоке обостряющих конденсаторов 2 возникает напряжение, которое пробивает его поверхностный разрядник. Свечение этого поверхностного разряда в ультрафиолетовом диапазоне облучает межэлектродное пространство и создает в нем предварительную ионизацию. В некоторый момент времени напряжение приложенное к блоку 2 становится равным удвоенному напряжению генератора, так как емкость накопительных конденсаторов ГИН много больше емкости блока 2. Разрядник 6 настроен так, чтобы к этому моменту он сработал и запустил процесс перезарядки емкостей блока 2 в блок 7 через конструктивную индуктивность (не показана на рисунке), в кото-

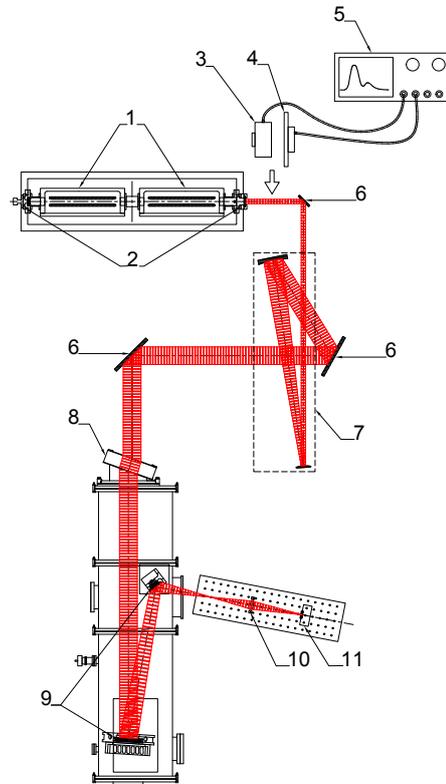
ром также происходит умножение напряжения, близкое к удвоению, поскольку $C_2 \gg C_7$, срабатывает поверхностный разрядник и производит дополнительную предыонизацию. Таким образом колебательные процессы в цепях блоков обостряющих конденсаторов имеют разный временной масштаб, и на основном межэлектродном промежутке 5 возникает умноженное напряжение, превышающее напряжение генератора в несколько раз (практически в 3 раза). После формирования умноженного импульса на основном межэлектродном промежутке происходит лавинное размножение электронов. Важно, что существенное повышение концентрации электронов в этой схеме приводит к некоторому понижению параметра E/p – отношения напряженности электрического поля к давлению газа для разряда и снижению энергии электронов, что повышает сечение накачки рабочих колебательно-вращательных уровней молекулы CO_2 электронным ударом.

Оптическая часть лазера представляет собой неустойчивый конфокальный резонатор с внешним фокусом. Такой тип резонатора часто используется в лазерах с высоким коэффициентом усиления и большим поперечным сечением активной среды, которое на практике трудно заполнить одномодовым излучением в устойчивом типе резонатора. Поперечные моды резонатора имеют существенные дифракционные потери, возрастающие с номером моды, и это позволяет формировать излучение пространственно близкое к основной моде устойчивого резонатора. Таким образом, удастся заполнять большой объем и эффективно извлекать запасенную активной средой энергию.

Резонатор состоит из двух медных сферических зеркал: вогнутого $r_1 = -4330$ мм, $d_1 = 30$ мм и выпуклого $r_2 = 1586$ мм, $d_2 = 11$ мм. Длина резонатора $L = \frac{r_1 + r_2}{2} = 1372$ мм. Диаметр выходной апертуры 30 мм. Увеличение резонатора $M = \frac{|r_1|}{|r_2|} \approx 2.76$. Потери за один проход резонатора (доля мощности пучка, выходящей со стороны зеркала 2 после одного обхода резонатора) $\gamma = 1 - \frac{1}{M^2} \approx 0.87$.

Электрическая схема способна обеспечить работу лазера с частотой повторения 1 Гц, хотя в экспериментах устанавливался режим 0.25 Гц требуемый для работы регистрирующей аппаратуры. Постоянство параметров лазерного импульса определялось обменом и регенерацией газовой смеси, контролировалось во время работы и составляло не менее нескольких часов, что удовлетворяло требованию по продолжительности экспериментов.

2.2 Измерение характеристик лазерного излучения



1 - разрядные модули, 2 - зеркала резонатора, 3 - фотоприемник, 4 - измеритель энергии, 5 - осциллограф, 6 - поворотные зеркала, 7 - зеркальный экспандер, 8 - входное окно вакуумной камеры, 9 - объектив, 10 - линза, 11 - инфракрасная камера

Рисунок 2.3 — Оптическая схема формирования пучка и измерения его характеристик

Полная энергия измеряется с помощью термодарного калориметра ПИП-100МК. Временная форма лазерного импульса регистрируется фотоприемником на основе «photon-drag» эффекта в кристалле германия [59; 60], сигнал которого записывался с широкополосным осциллографом (LeCroy WaveJet 354a, полоса пропускания встроенного усилителя 500 МГц и частота дискретизации 2 ГГц). Временное разрешение методики было не хуже 0.5 нс. Для уменьшения помех, возникающих при создании разряда в лазерном модуле, использован автономный источник электроэнергии (автомобильный

аккумулятор с преобразователем), а детектор и осциллограф надежно экранированы. Измерения полной энергии, временной формы лазерного импульса проводились в сериях с усреднением по 20 импульсам.

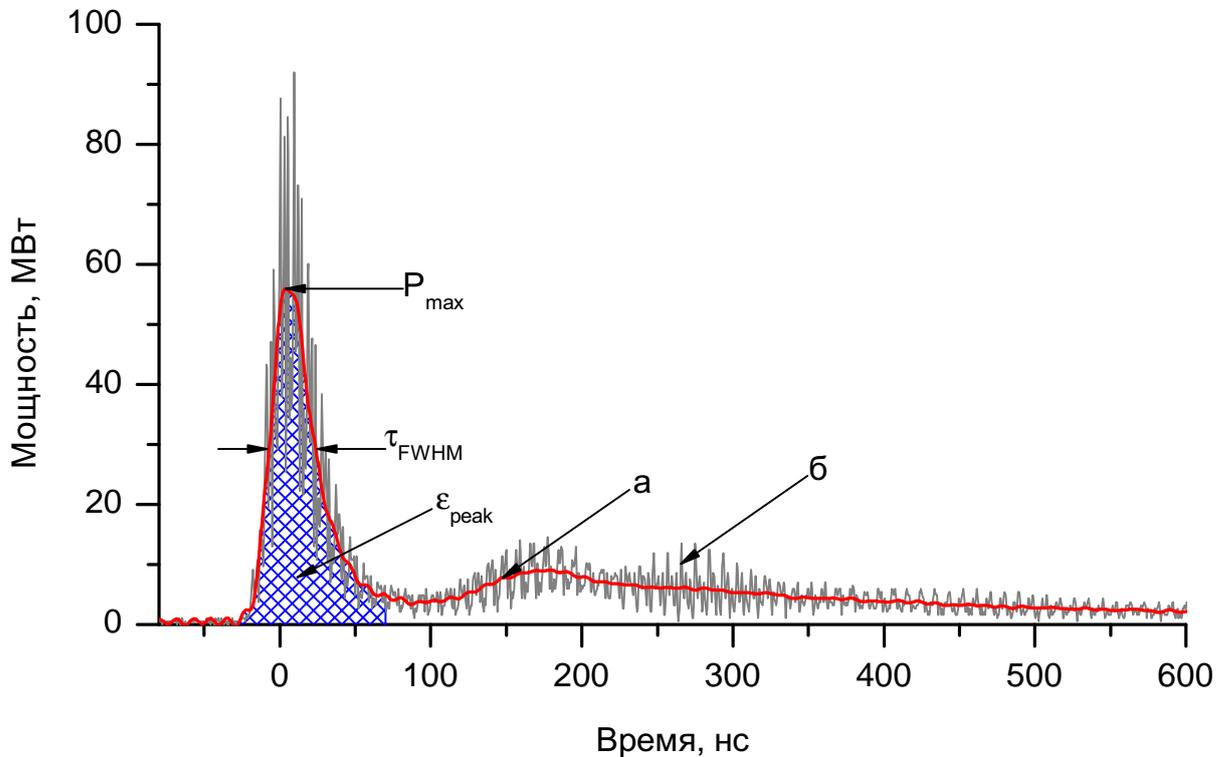


Рисунок 2.4 — Временная форма импульса излучения CO_2 -лазера.

(а) - усредненная по пиковой структуре форма, (б) - оцифрованная осциллограмма.

Для усреднения пиковой структуры на форме импульса, связанной с интерференцией продольных мод, проводилось сглаживание. Для этого к каждой осциллограмме временной формы импульса был применен фильтр нижних частот, подавляющий частоты более 90 МГц, после чего они приводились к единичной амплитуде подбором кривой следующего вида:

$$f(t) = \begin{cases} ae^{\left(\frac{t-t_0}{b_1}\right)^2}, & t \leq t_0 \\ ae^{\left(\frac{t-t_0}{b_2}\right)^2}, & t > t_0 \end{cases}, \quad (2.1)$$

где t_0 — середина импульса на полувысоте; a, b_1, b_2 — коэффициенты, подбираемые методом наименьших квадратов по верхней половине импульса. Такая кривая выбрана потому, что фронт и спад импульса по-отдельности достаточно хорошо могут быть приближены функцией Гаусса, но с разными параметрами b_1, b_2 . Для каждой осциллограммы вычисляется τ_{FWHM} — ширина первого

пика на полувысоте. Следует отметить, что аналогичный результат получался при соответствующем ограничении полосы регистрации осциллографа, что подтверждало корректность усреднения.

Далее осциллограммы складываются таким образом, чтобы t_0 у них совпадало. Это позволяет получить усредненную форму лазерного импульса (Рисунок 2.4, (а)). За начало отсчета времени принимается t_0 .

Непосредственно измеренная энергия лазерного импульса приравнивается к интегралу от $-\tau_{\text{FWHM}}$ до конца развертки и вычисляется коэффициент для перевода в мощность лазерного излучения. Количество энергии в первом пике лазерного импульса $\varepsilon_{\text{peak}}$ рассчитывается как интеграл от мощности в пределах $(-\tau_{\text{FWHM}}; 2\tau_{\text{FWHM}})$ относительно положения середины пика импульса.

В результате имеем значения для ширины на полувысоте, максимальной мощности импульса, количества энергии в первом пике, а также усредненную форму импульса.

Измерение распределения плотности энергии в дальней зоне проводилось с помощью устройства, состоящего из сферической линзы с фокусным расстоянием 120 мм и инфракрасной камеры Spiricon Pyrosam III (Рисунок 2.3: 10, 11) на основе пироэлектрической матрицы с размерами пикселя 100×100 мкм. Изображение из фокальной плоскости на мишени переносилось в плоскость регистрации с увеличением, что позволило повысить пространственное разрешение измерений втрое. Значение полной энергии в дальней зоне измерено термопарным калориметром, устанавливаемым после плоского зеркала объектива (Рисунок 2.3: 9).

2.3 Времяпролетная методика исследования плазмы, образованной лазерным излучением

Для установления энергетических, зарядовых распределений и парциальных токов ионов разлетающейся в вакуум плазмы, образованной импульсами лазерного излучения, была применена времяпролетная методика, которая заключается в совместной обработке данных, полученных электростатическим энергоанализатором и цилиндром Фарадея. Для обработки экспериментальных данных и построения распределений по энергии и по зарядам, парциальных то-

ков ионов, их нормировки на измеренный полный ток, а также для управления регистрирующим оборудованием был разработан комплект компьютерных программ на языке C++.

2.3.1 Электростатический энергоанализатор

Электростатический энергоанализатор [61; 62] представляет собой сектор цилиндрического конденсатора с углом поворота φ .

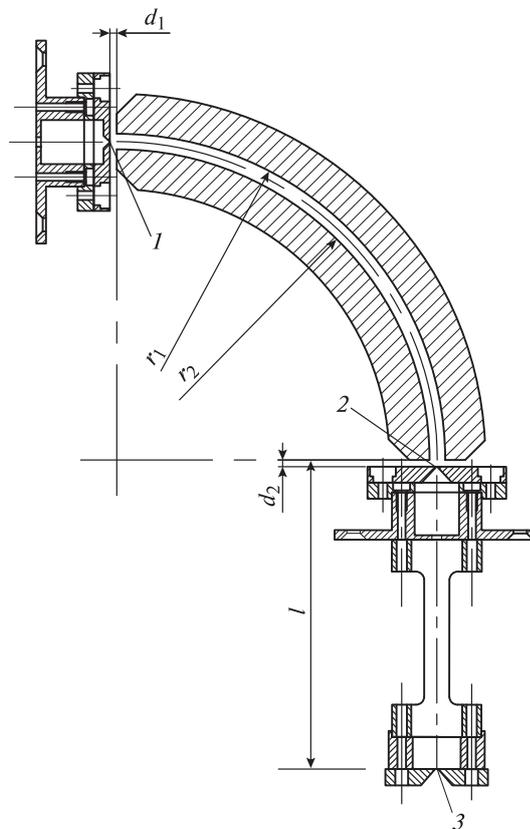


Рисунок 2.5 — Эскиз цилиндрического дефлектора. 1 — входная щель; 2 — промежуточная щель; 3 — выходная щель; $r_1 = 102.5$ мм, $r_2 = 97.5$ мм — радиусы соответственно внешнего и внутреннего электродов дефлектора; $l = 97$ мм — расстояние от выходной щели до края электродов; $d_1 = d_2 = 2$ мм — зазоры.

Его основные геометрические параметры следующие: угол поворота ионов $\varphi = 90^\circ$; радиус внешнего электрода $r_1 = 102.5$ мм, а внутреннего электрода $r_2 = 97.5$ мм; размеры входной и выходной щелей δ_1, δ_2 от 40 до 200 мкм; расстояние от выходной щели до границы электродов $l = 97$ мм; дисперсия по

энергии $D_E = 135$ мм; увеличение анализатора $M = 1.7$; зазор между границей электродов и заземленной щелью равен 2 мм. Входная щель анализатора 1 располагалась в непосредственной близости к границе поля конденсатора, выходная 3 отнесена на дополнительное расстояние l для получения наилучшего спектрального разрешения. Промежуточная щель 2, находящаяся под потенциалом земли, имеет размер 500 мкм и применяется для формирования границы поля. Щели расположены вне поля, на касательных к окружности радиуса $r_0 = \sqrt{r_1 r_2}$, являющейся основной траекторией при симметричном питании пластин $U_1 = -U_2 = U$. В качестве детектора частиц используется вторичноэлектронный умножитель (ВЭУ) с динодами из CuBe.

Энергия настройки анализатора равна [61]

$$E = \frac{zeU}{\ln \frac{r_1}{r_2}}, \quad (2.2)$$

где z – заряд иона, e – элементарный заряд, U – напряжение настройки, r_1, r_2 – радиусы цилиндрических пластин. Эта величина определяет отношение энергии к заряду ионов, которые будут пропущены через анализатор и достигнут детектора, и зависит только от геометрических параметров дефлектора и потенциалов на пластинах. Разрешение прибора по энергии $\Delta E/E$ равно

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{M\delta_1 + \delta_2}{D_E}, \quad (2.3)$$

где $M = \left| \cos \sqrt{2}\varphi - \sqrt{2}\frac{l}{r_0} \sin \sqrt{2}\varphi \right|$ – абсолютная величина увеличения анализатора, $D = \frac{r_0}{2} \left((1 - \cos \sqrt{2}\varphi) + \frac{l}{r_0} \sqrt{2} \sin \sqrt{2}\varphi \right)$ – дисперсия анализатора (величина смещения изображения моноэнергетического источника при малом изменении энергии настройки, отнесенная к величине относительного изменения этой энергии).

Скорость прошедшего через анализатор иона равна

$$v = \sqrt{\frac{2zeU}{m \ln \frac{r_1}{r_2}}}, \quad (2.4)$$

где m – масса иона. Если l_{tof} – длина дрейфа от мишени до анализатора, то из (2.4) следует, что время прилета иона с зарядом z равно

$$t = \sqrt{\frac{ml_{tof}^2 \ln \frac{r_1}{r_2}}{2zeU}}. \quad (2.5)$$

Ионы плазмы, образованной лазерным импульсом, имеют распределение по скоростям и разделяются по времени при пролете в дрейфовой трубе. Длительность лазерного импульса много меньше, чем протяженность плазмы по времени прилета в анализатор, поэтому можно считать, что ионы имеющие некоторый заряд и энергию сгенерировались практически мгновенно. Это дает возможность применять такой анализатор для исследования энергетических, зарядовых распределений и парциальных токов ионов плазмы.

2.3.2 Построение распределений по энергии и по зарядам, парциальных токов ионов, их нормировка на измеренный полный ток

Для измерения полного тока использовался цилиндр Фарадея, который располагался непосредственно за системой извлечения пучка таким образом, чтобы принимать весь выходной ток. Приемный цилиндр находился под потенциалом 1.5 кВ, чтобы подавить эмиссию вторичных электронов.

Пусть задана энергия настройки анализатора. Из нее можно вычислить по формуле (2.5) время пика времяпролетного спектра (рисунок 2.6), соответствующего определенному m/z . Амплитуда пика пропорциональна количеству частиц зарегистрированных детектором.

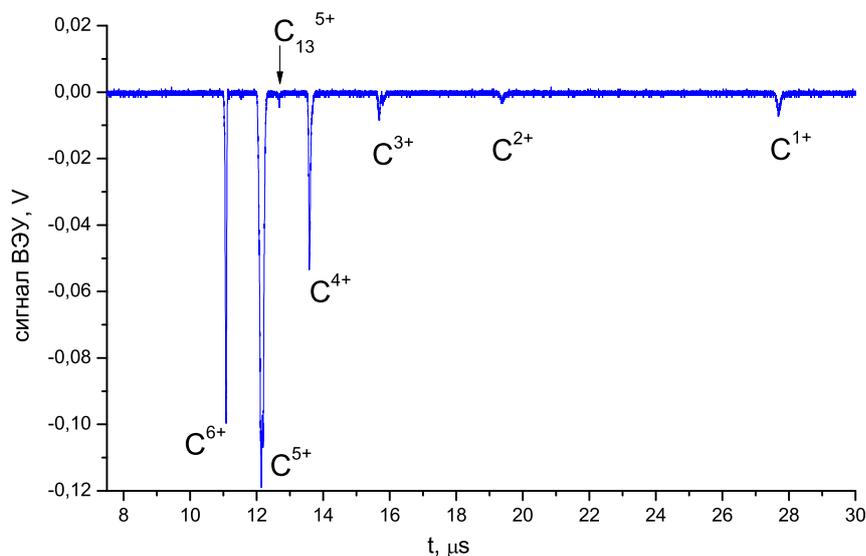


Рисунок 2.6 — Идентификация пиков масс спектра.

Для каждой энергии настройки записывается некоторое количество масс-спектров, соответствующие амплитуды пиков усредняются, чтобы уловить случайность процесса генерации ионов в лазерной плазме.

Пусть $A \pm \Delta A$ – амплитуда сигнала ВЭУ в вольтах для иона с зарядом z и энергией, соответствующей напряжению настройки U_{an} . Диапазон поиска этого пика задается вручную и находится в окрестности времени прилета t , задаваемого формулой (2.5). Парциальный ток ионов I_z в момент времени t равен

$$I_z = \frac{A}{K_y R_H \gamma}, \quad (2.6)$$

где K_y – коэффициент умножения ВЭУ, R_H – сопротивление нагрузки ВЭУ, γ – коэффициент вторичной электронной эмиссии для первого динода (в используемом множителе диноды изготовлены из CuBe). Коэффициент умножения, как правило, неизвестен, поэтому I_z выражено в некоторых относительных единицах. Коэффициент γ измерен в экспериментах (например [63]). Поток частиц с зарядом z вычисляется из I_z как:

$$\frac{dN_z}{dt} = \frac{I_z}{ze}, \quad (2.7)$$

где z – заряд иона, e – элементарный заряд.

Распределение ионов по энергии $\frac{dN_z}{dE}$ выводится из $\frac{dN_z}{dt}$ как

$$\frac{dN_z}{dE} = \frac{l_{tof}}{2} \sqrt{\frac{m}{2}} E^{-\frac{3}{2}} \frac{dN_z}{dt}, \quad (2.8)$$

где m – масса иона. $\frac{dN_z}{dt}$ и $\frac{dN_z}{dE}$ так же выражены в относительных единицах.

Для получения абсолютных значений количества частиц и токов требуется измерение полного тока. Коэффициент нормировки зависит от t_{extr} и выбирается таким образом, чтобы значение суммы парциальных токов из измерений анализатором в каждый момент времени было равно измеренному полному току. При этом время прилета ионов должно соответствовать расстоянию между мишенью и плоскостью экстракции l_{extr} :

$$t_{extr} = t \frac{l_{extr}}{l_{tof}} \quad (2.9)$$

I_z умножается на найденный коэффициент, после чего $\frac{dN_z}{dt}$ и $\frac{dN_z}{dE}$ пересчитываются по формулам (2.7) и (2.8), в которых I_z теперь выражено в амперах, а l_{tof}

заменяется на l_{extr} . Вычисление плотности электронов плазмы производится из плотности полного тока j_{tot} :

$$n_e = \frac{j_{tot} t_{extr}}{e l_{extr}} \quad (2.10)$$

Средний заряд ионов

$$Z_{mean} = \frac{I_{tot}}{e \frac{dN_{tot}}{dt}}. \quad (2.11)$$

Количество и процентное содержание ионов с зарядовым состоянием z рассчитывается интегрированием $\frac{dN_z}{dt}$ по времени.

2.4 Измерение эмиттанса

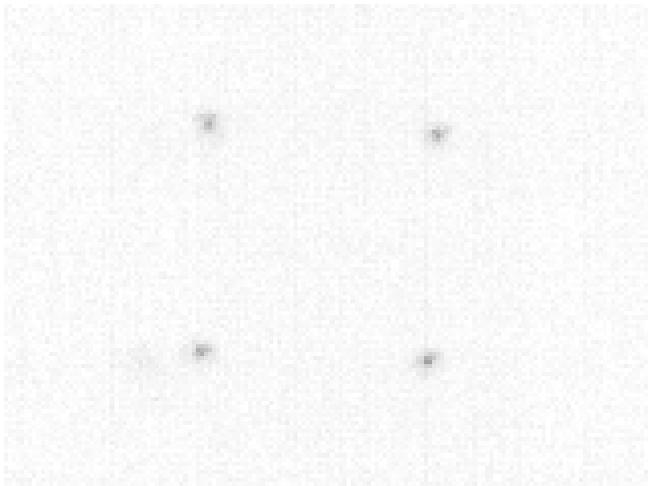
Для измерения поперечного эмиттанса ионного пучка применена известная распространенная методика “repper-pot” [64; 65], которая заключается в том, что на пути пучка устанавливается маска с отверстиями. Характеристики пучка извлекаются из изображения пучка на экране, расположенном на некотором заранее известном расстоянии от маски. Размеры отверстий малы и отсекают от пучка такие его части, что влияние пространственного заряда этих частей пренебрежимо мало. В этом случае распыление отдельных частей пучка за маской зависит только от поперечных составляющих скорости частиц. Методика позволяет измерить эмиттанс одного сгустка, получать фазовый портрет пучка в плоскостях $x - x'$ и $y - y'$ одновременно. В работе применен измеритель эмиттанса со следующими параметрами:

- Период отверстий 5 мм
- Диаметр отверстий ≈ 180 мкм
- Расстояние между маской и экраном 29.4 мм
- Сцинтиллятор CsI
- ПЗС-камера SDU-415

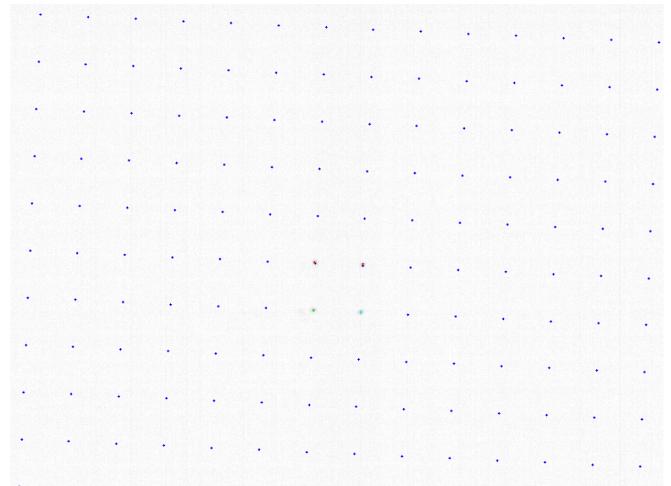
Для расчетов необходимо иметь координаты отверстий в маске. Лазерная плазма – источник ультрафиолетового и рентгеновского излучения. Этот источник имеет размер ≈ 1 мм и находится на расстоянии более 2 м от маски и экрана. Принимая во внимание величину расстояния между маской и экраном, намного

меньшую, чем от источника до маски, можно считать, что лучи от отверстий параллельны, а их изображения на экране дают координаты отверстий. Чтобы получить их изображение маски в лучах плазмы достаточно отключить извлекающее поле или производить экспозицию перед прилетом частиц пучка, который запаздывает относительно света. Достаточно засветить хотя бы два отверстия (рисунок 2.7а), чтобы восстановить координаты остальных (рисунок 2.7б).

Для получения изображений из ПЗС-камеры и их обработки создана компьютерная программа на языке программирования C++, в которой реализованы нахождение координат отверстий в маске, установление соответствия изображений микропучков и отверстий, расчет эмиттанса из работы [65]. В операциях с изображениями в ней используется библиотека компьютерного зрения OpenCV [66]. С помощью порогового фильтра и морфологических операций над пикселями можно найти контуры отдельных отверстий. По центрам изображений можно установить период повторения в пикселях и угол поворота маски относительно матрицы камеры. Оставшиеся отверстия лежат на серии параллельных и перпендикулярных прямых и отстоят друг от друга на период повторения отверстий.



а) Изображение отверстий маски в лучах плазмы



б) Восстановленные координаты отверстий

Рисунок 2.7 — Восстановление координат отверстий маски

Аналогичным способом выделяются контуры изображений отдельных микропучков. По найденным областям изображения находятся координаты центр тяжести целого пучка. Далее устанавливается соответствие микропучков отверстиям маски, как ближайшее по направлению в сторону центра тяжести. Угол между прямой, на которой лежат центр области и центр всего пучка, и

прямой, на которой лежат центр области и соответствующее отверстие, не должен превышать некоторого значения, в данном случае $\frac{\pi}{4}$.

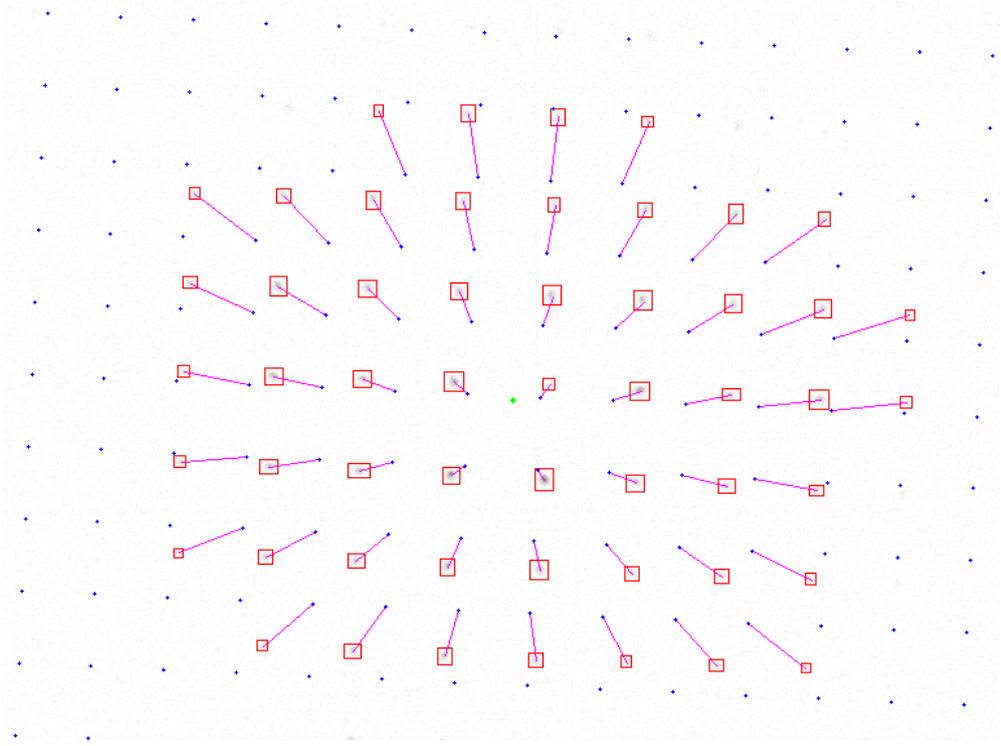


Рисунок 2.8 — Подготовленное изображение маски. Прямоугольниками выделены области содержащие отдельные микропучки. Линиями показано их соответствие отверстиям маски.

Теперь все готово для того, чтобы использовать (2.12) для эмиттанса выведенную в работе [65]. Из подготовленного изображения можно получить все входящие в нее параметры.

$$\varepsilon_x^2 = \frac{1}{N^2} \left\{ \left[\sum_{j=1}^p n_j (x_j - \bar{x}) \right] \left[\sum_{j=1}^p n_j [\sigma_{x'_j}^2 - n_j (\bar{x}'_j - \bar{x}')] \right] - \left[\sum_{j=1}^p n_j x_j \bar{x}'_j - N \bar{x} \bar{x}' \right]^2 \right\}, \quad (2.12)$$

где x_j — положение j ряда отверстий в плоскости маски; p — количество рядов отверстий; n_j — количество частиц пролетевших через отверстия в j ряду (пропорционально сумме интенсивности свечения всех пикселей изображений отверстий в j ряду); \bar{x} — средняя координата всех отверстий маски; \bar{x}'_j — средняя расходимость микропучков в j ряду; \bar{x}' — средняя расходимость всех микропучков; $\sigma_{x'_j}$ — ср.кв. расходимость микропучков в j ряду

Сложив проекции микропучков на соответствующие оси можно получить профили пучка, прошедшего через маску, а также координаты точек $(x_j; \bar{x}'_j \pm \sigma_{x'_j})$, лежащих на контуре фазового эллипса. Уравнение эллипса, соответствующего границам пучка на фазовой плоскости дается уравнением:

$$\beta x'^2 + 2\alpha x x' + \gamma x^2 = \varepsilon_x, \quad (2.13)$$

где параметры α , β и γ являются элементами матрицы Твисса и связаны между собой соотношением

$$\beta\gamma - \alpha^2 = 1. \quad (2.14)$$

С помощью минимизатора входящего в состав пакета ROOT [67] находится уравнение эллипса в каноническом виде:

$$\frac{((x - x_c) \cos \theta + (x' - x'_c) \sin \theta)^2}{a^2} + \frac{((x' - x'_c) \cos \theta - (x - x_c) \sin \theta)^2}{b^2} = 1, \quad (2.15)$$

где x_c, x'_c – координаты центра, θ – угол поворота, a, b – полуоси эллипса. После перемещения центра эллипса в начало координат параметры из (2.13) связаны с каноническим уравнением соотношениями:

$$\beta = \frac{a}{b} \sin^2 \theta + \frac{b}{a} \cos^2 \theta \quad (2.16)$$

$$\alpha = \left(\frac{b}{a} - \frac{a}{b} \right) \sin \theta \cos \theta \quad (2.17)$$

$$\gamma = \frac{a}{b} \cos^2 \theta + \frac{b}{a} \sin^2 \theta \quad (2.18)$$

$$\varepsilon_x = ab \quad (2.19)$$

На 2.9 сплошной линией изображены эллипсы, построенные по рассчитанным параметрам, точки соответствуют рядам отверстий на 2.8.

Для оценки размытия изображений отверстий, вносимого пластиной сцинтиллятора, были сделаны снимки, когда маска установлена вплотную к пластине. На 2.10 показано изображение отверстия при попадании на маску пучка ионов. Заметно размытие, а поскольку маска стоит вплотную, то оно, по-видимому, вызвано рассеянием света в пластине сцинтиллятора.

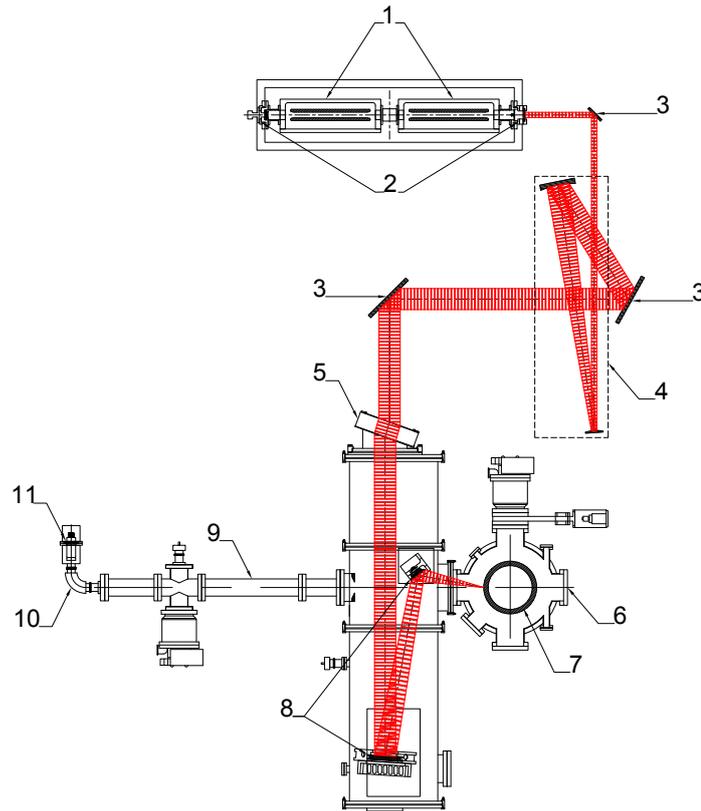


Рисунок 2.11 — Первая схема облучения. 1 - разрядные модули, 2 - зеркала резонатора, 3 - поворотные зеркала, 4 - зеркальный экспандер, 5 - входное окно, 6 - вакуумная камера, 7 - мишень, 8 - объектив, 9 - дрейфовая труба, 10 - электростатический дефлектор, 11 - вторичноэлектронный умножитель.

мишени после каждого акта облучения. Давление в камере в процессе эксперимента не превышает $1 \cdot 10^{-6}$ мбар.

Во второй схеме облучения мишени (2.12) с помощью системы из пяти плоских медных зеркал пучок транспортируется на расстояние около 30 м до входного окна 3 в камеру взаимодействия 6 и фокусируется с помощью сферической линзы 4 на поверхность мишени 5 под углом 30° к ее нормали. Ось времяпролетной трубы 8 с внутренним диаметром 100 мм, по которой регистрируется ионная составляющая расширяющейся плазмы 7, совпадает с нормалью к поверхности мишени. Мишень смещается после каждого выстрела, чтобы устранить образование кратера и влияние его на генерацию плазменного потока. Давление в камере в процессе эксперимента также не превышает $1 \cdot 10^{-6}$ мбар.

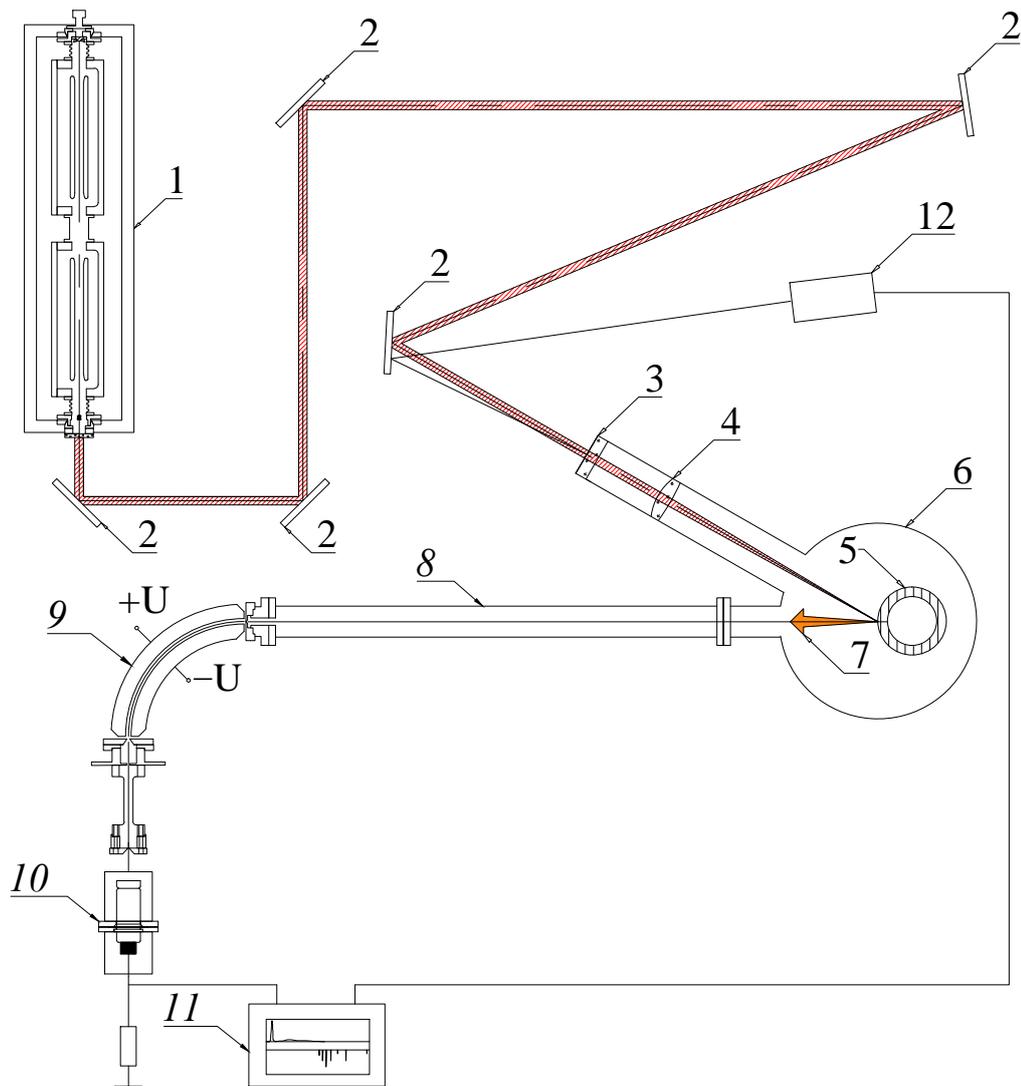


Рисунок 2.12 — Вторая схема облучения. 1 - лазер, 2 - плоские зеркала, 3 - входное окно, 4 - сферическая линза, 5 - мишень, 6 - вакуумная камера, 7 - расширяющаяся плазма, 8 - дрейфовая труба, 9 - цилиндрический дефлектор, 10 - ВЭУ, 11 - двухканальный осциллограф, 12 - детектор лазерного излучения.

Схема облучения с линзой имеет недостаток, заключающийся в оседании распыленного материала мишени на обращенной в ее сторону поверхности линзы. В результате со временем получается частично отражающая поверхность и снижается коэффициент пропускания линзы. Схема облучения с зеркальным объективом лишена этого недостатка, наиболее дорогостоящий элемент – сферическое зеркало – установлено вдали от потока плазмы, а запыление поворотного зеркала не является критичным. В нашем случае линзы имели меньшее фокусное расстояние, в сравнении с зеркальным объективом, что позволяло получить более высокую плотность потока излучения на мишени, но в то же время мень-

ший размер кружка фокусировки. Это ограничивает область нагрева плазмы, в которой образуются многозарядные ионы, и время их нахождения в ней. Таким образом требуется подбирать условия облучения мишени для получения желаемого зарядового состава генерируемой плазмы.

Глава 3. Экспериментальные и расчетные исследования для оптимизации работы лазерно-плазменного источника ионов

3.1 Оптимизация работы лазерной установки

3.1.1 Контроль задержки срабатывания модулей импульсно-периодического CO_2 лазера

Используемый лазер состоит из двух независимых модулей, каждый со своим генератором импульсного напряжения. В ходе исследований выяснилось, что существенную роль в воспроизводимости характеристик играет роль одновременность срабатывания модулей. Для контроля этого параметра регистрировались токовые сигналы основного разряда и измерялась задержка срабатывания одного модуля относительно другого.

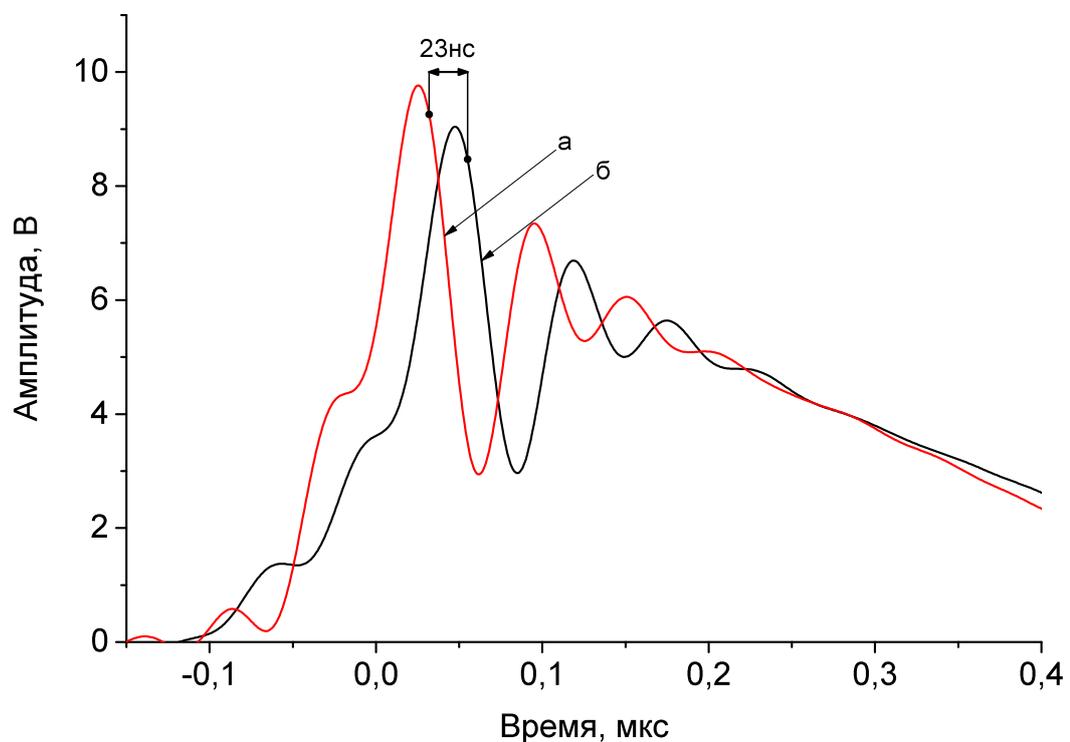
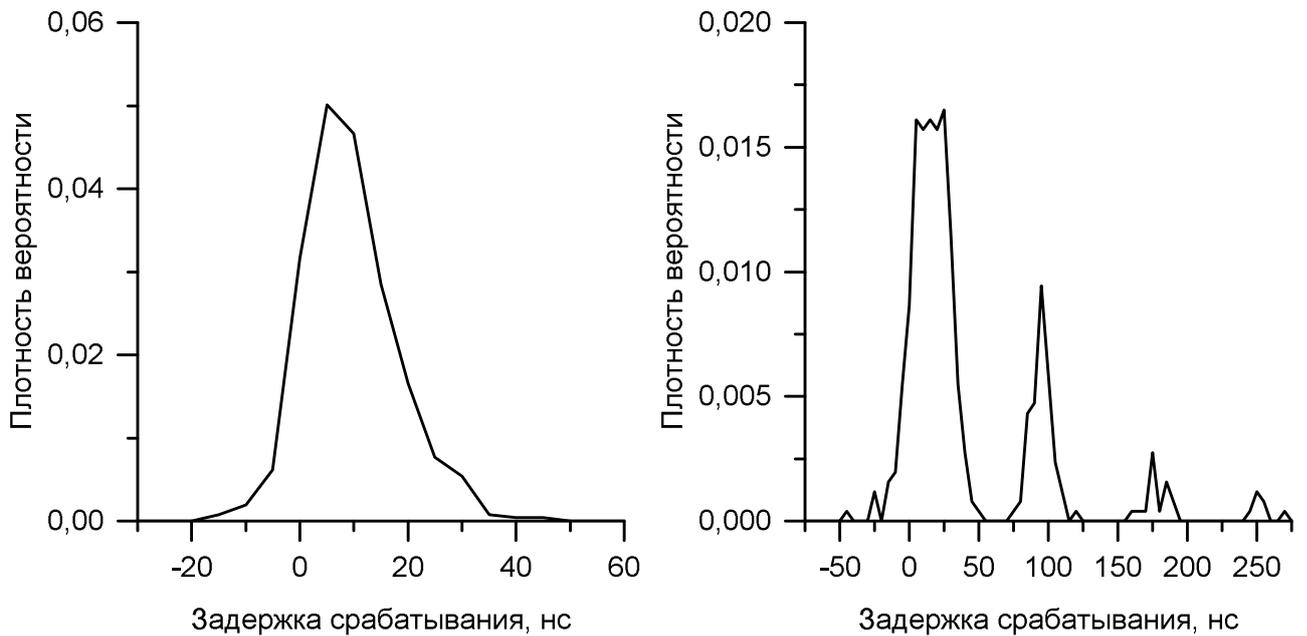


Рисунок 3.1 — Вычисление интервала времени между срабатыванием модулей CO_2 лазера. (а) - сигнал токового трансформатора модуля 1, (б) - сигнал токового трансформатора модуля 2. Отсчет времени от момента срабатывания триггера осциллографа.

Для измерения интервала времени между срабатываниями модулей записываются осциллограммы токов основного разряда с помощью импульсных трансформаторов. Отфильтровав программно сигналы Фурье-фильтром с полосой 20 МГц можно увидеть, что они имеют особенность, благодаря которой имеется возможность измерить данный интервал. Время между срабатыванием модулей считается равным интервалу между характерными спадами на осциллограммах по уровню 95 % от максимума, которые появляются при каждом выстреле (3.1). По достаточно большому количеству выстрелов можно построить плотность распределения вероятности появления задержки. Чем ближе



а) Лазер работает достаточно хорошо для проведения экспериментов

б) Вышел из строя конденсатор одного из модулей

Рисунок 3.2 — Распределение вероятности задержки срабатывания модулей.

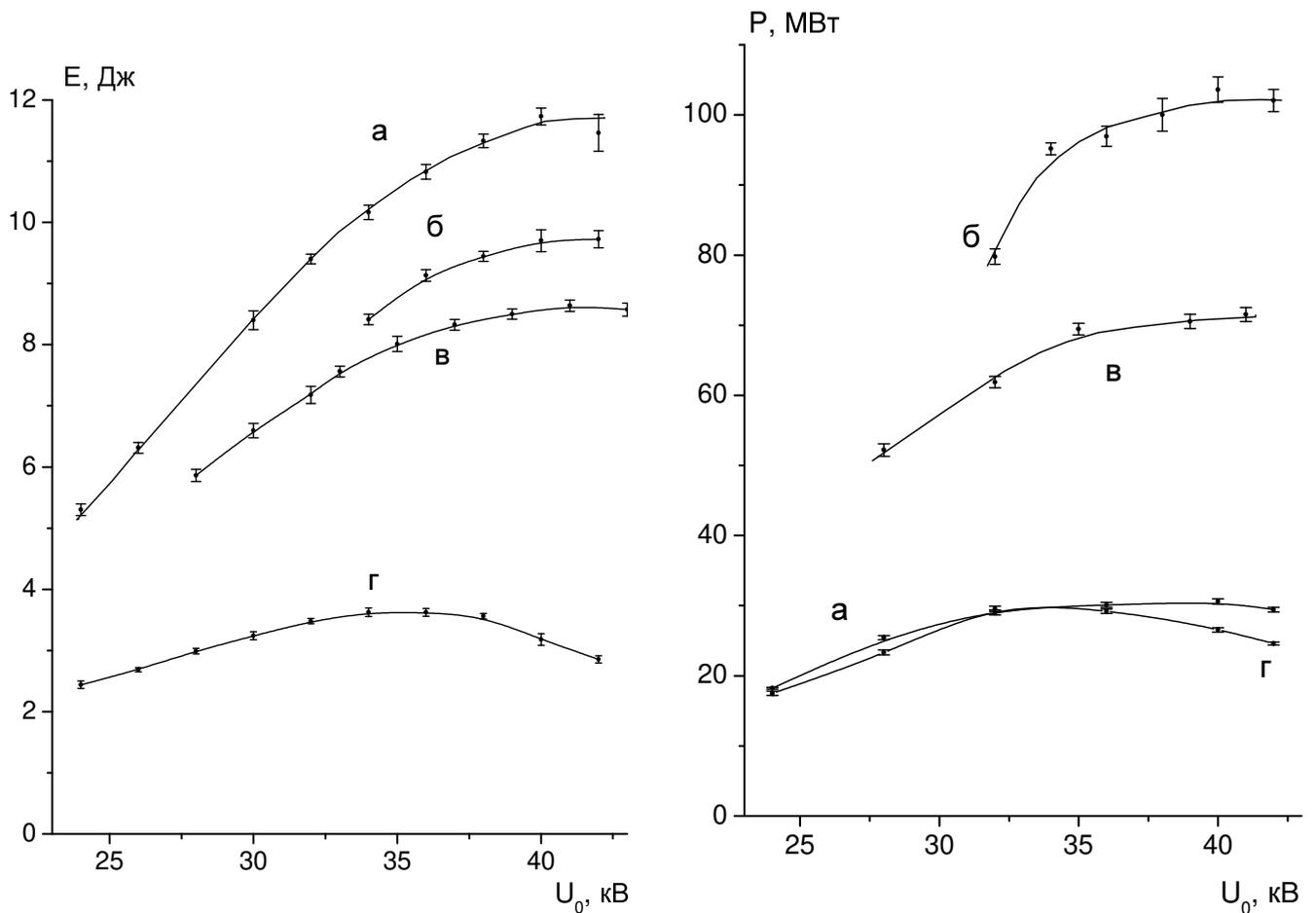
центр распределения к нулю и чем оно уже, тем меньше задержка между срабатываниями модулей (3.2а).

Для устранения проблемы с разбросом и задержкой срабатывания модулей тиратрон ТГИ1-1000/25 запускающий разрядники был заменен на более высоковольтный ТПИ1-10К/50, повышено напряжение запускающего импульса с 18 до 32.5 кВ и давление в разряднике до 0.7 ати. Обеспечение надежной синхронизации срабатывания модулей существенно уменьшило разброс характеристик лазерного импульса, что позволило провести дальнейшее исследование по оптимизации состава лазерной смеси.

3.1.2 Оптимизация состава лазерной смеси

Методика, описанная в 2.2, позволила накопить большой объем данных для исследования и оптимизации параметров лазерного генератора для получения максимальной пиковой мощности импульса и минимизации “хвоста” излучения, что диктуется требованием плотности потока излучения на мишени для получения максимальных зарядовых состояний ионов в плазме. Измерения проводились в диапазоне изменения напряжений зарядки ГИН и состава смеси, где газовый разряд носил устойчивый объемный характер и визуально был однороден. В качестве характеристик импульса приведены данные для усредненной по пиковой структуре форме (2.4), из которой определялась пиковая мощность P , полуширина импульса τ_{FWHM} и доля энергии в пике ε_{peak} . Абсолютная калибровка шкалы мощности достигалась путем сравнения интеграла от формы сигнала с непосредственными измерениями энергии импульса излучения. На 3.3 представлены результаты измерения полной энергии импульса излучения и пикового значения усредненной мощности.

Как видно, при относительно низких энергозкладах в разряд полная энергия и пиковая мощность увеличиваются с ростом напряжения ГИН, а затем зависимости выходят на постоянную (3.3 а, б, в) и даже начинают уменьшаться (3.3 г). С практической точки зрения для каждой смеси существует оптимальный уровень энергозклада в разряд. Важными характеристиками импульса излучения являются полуширина первого пика генерации τ_{FWHM} и его энергоздержание ε_{peak} , зависимость которых от напряжения зарядки ГИН приведена на 3.4 для тех же составов смеси. Наблюдается два диапазона напряжений, где поведение полуширины и доли энергии в пике различно: при относительно низких значениях зарядки длительность пика и энергоздержание в нем уменьшаются с ростом энергозклада, а затем по мере роста напряжения средние значения этих параметров начинают расти. Все зависимости носят оптимизационный характер и определяют рабочие условия генератора, при которых накачка активной среды достигает предельных значений и соответственно мощность имеет максимум при минимальной длительности первого пика и наибольшем энергоздержании в нем, а задержка генерации относительно начала тока разряда предельно сокращается. Максимальная величина мощности импульса достигает 105 МВт для смеси $CO_2/N_2/He = 3/1/3$ и соответствует удельной величине



а) Полная энергия в импульсе газов

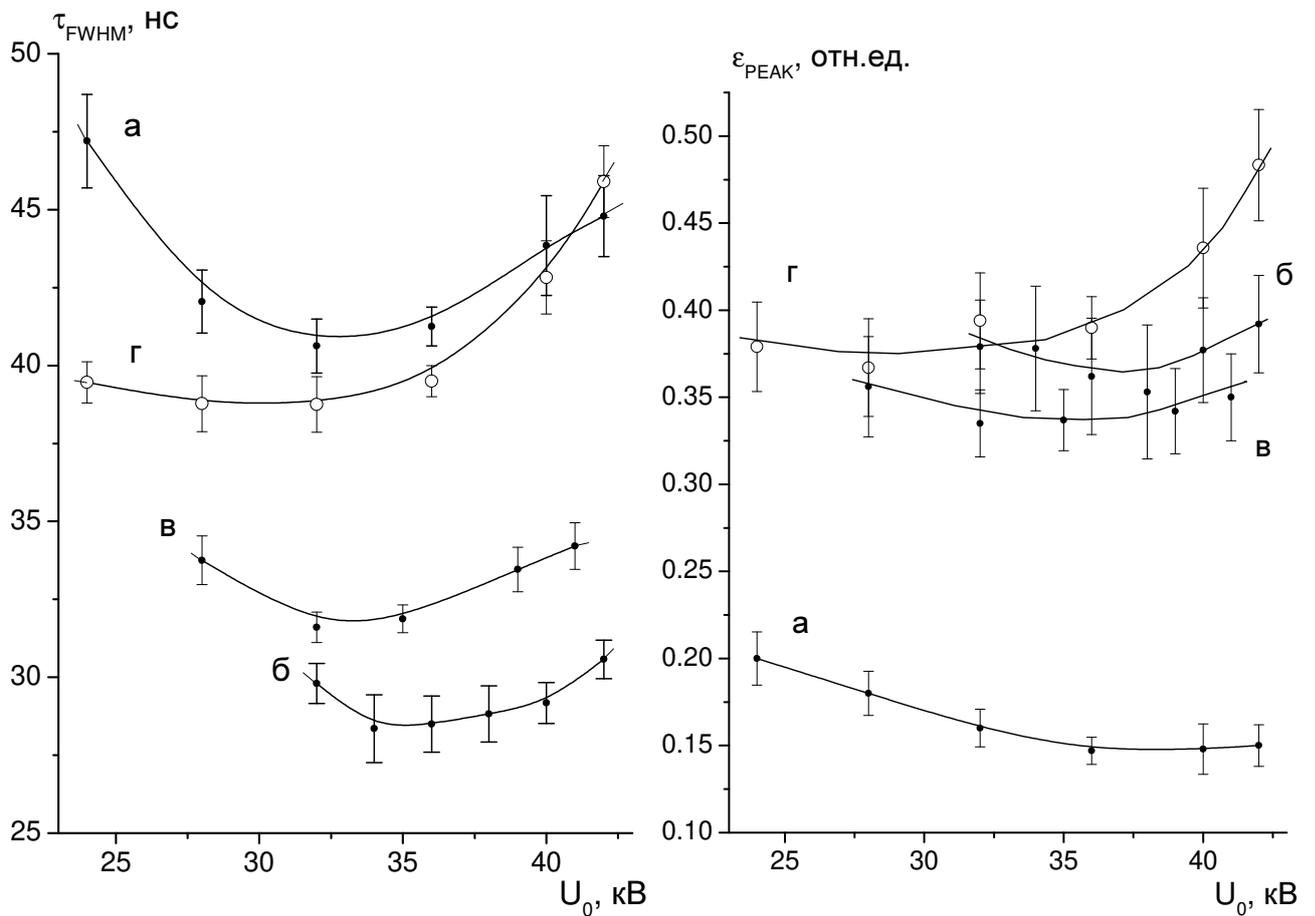
б) Пиковая мощность импульса

а – смесь CO₂/N₂/He = 1/3/6, б – 3/1/3, в – 3/1/6, г – 3/1/21.

Рисунок 3.3 – Зависимости полной энергии E и мощности P лазерного импульса от напряжения зарядки ГИН питания разряда для различных смесей

190 МВт с 1 л активной среды, заполненной основной модой резонатора, что при полученной длительности импульса менее 30 нс на полувысоте является рекордным для данного типа лазеров. Важно, что среднеквадратический разброс значений усредненной мощности не превышает 2.5%, что указывает на хорошо воспроизводимые условия накачки среды и стабильные выходные характеристики генератора.

В отличие от усредненной мощности реальные ее значения могут превышать средние в несколько раз и имеют существенно больший разброс, что характерно для процесса самосинхронизации продольных мод в лазере, работающем в режиме свободной генерации. Характер полученных зависимостей качественно укладывается в общепринятую модель генерации CO₂-лазера [68] и ранее полученные данные [69; 70]. Энергия импульса излучения на растает с ростом содержания молекулярных газов и тем больше, чем больше отношение



а) Длительность импульса на
полувысоте

б) Доля энергии в пике

а – смесь $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 1/3/6$, б – $3/1/3$, в – $3/1/6$, г – $3/1/21$.

Рисунок 3.4 — Графики зависимостей длительности импульса на полувысоте τ_{FWHM} и доли энергии в пике ϵ_{peak} от напряжения зарядки ГИН питания разряда для различных смесей газов

парциальных давлений азота и углекислого газа; коэффициент усиления и пиковая мощность увеличиваются, а длительность пика уменьшается с увеличением в известных пределах доли углекислого газа в смеси.

Насыщающийся с ростом напряжения зарядки характер зависимостей энергии и мощности объясняется в основном нарастающей ролью потерь на столкновительную релаксацию рабочих уровней и возможным уменьшением эффективности накачки из-за некоторого повышения действующего во время разряда E/p (E – напряженность поля, p – давление). Дополнительные потери технического характера могут быть вызваны рефракцией излучения на границе разряда, размеры которого в нашей схеме совпадают с диаметром оптического резонатора. Известный из [71] “линзовый” эффект, возникающий из-за неоднородного по сечению разряда выделения энергии в тепло, может нарушать

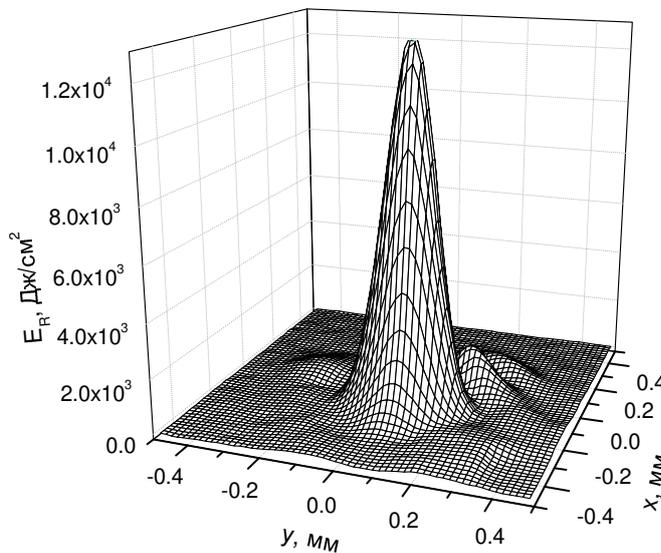


Рисунок 3.6 — Распределение плотности энергии E_{xy} лазерного пучка в фокальной плоскости объектива. Смесь $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 3/1/3$, $U_{\text{гин}} = 40$ кВ.

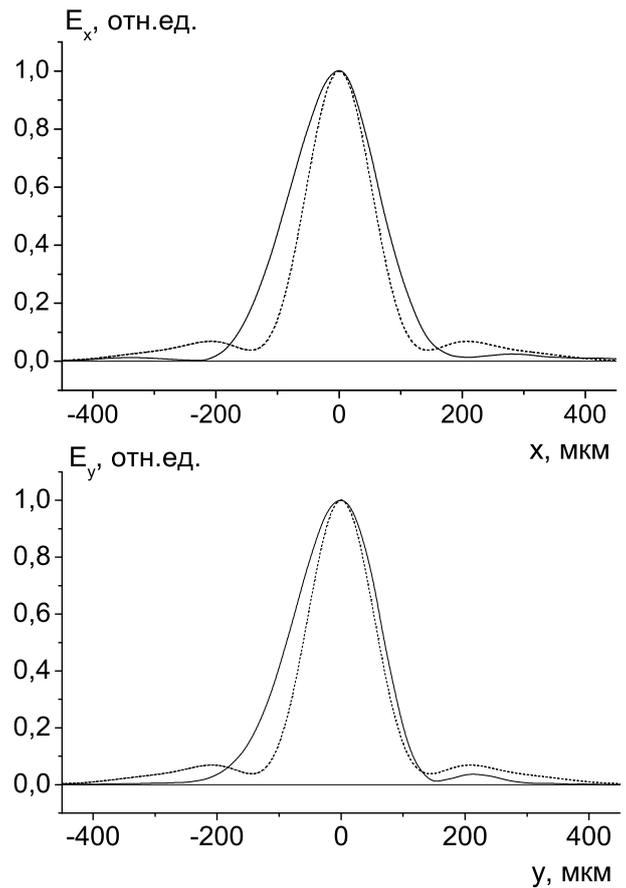


Рисунок 3.7 — Сравнение измеренного распределения плотности энергии излучения (сплошная линия) в фокусе с расчетом (пунктирная) в горизонтальном E_x и вертикальном E_y сечении

показанный на 3.6(а). Калибровка шкалы плотности энергии осуществлялась при сравнении интеграла распределения с полной энергией, учитывая 35%-ные потери в схеме транспортировки пучка до мишени. Сравнение распределения с дифракционными расчетами фокального пятна приведено на 3.6(б) и указывает на высокое качество пространственных характеристик пучка: реальный диаметр фокального пятна составляет 200 мкм по уровню $1/e$ и превышает не более чем на 40% дифракционный предел. Данные позволяют, в частности, оценить плотность потока излучения на мишени как $1.3 \cdot 10^{11}$ Вт/см² и соответственно максимальную энергетическую яркость лазерного источника $5 \cdot 10^{15}$ Вт/(см²·ср).

Воспроизводимость характеристик лазерного импульса сохраняется в течение длительных многочасовых сеансов пока поддерживается регенерация

смеси в контуре. Значительной деградации характеристик обнаружено не было, по крайней мере на масштабе времени проведения описанных измерений.

3.2 Усовершенствование времяпролетной методики изучения плазмы

Регистрация параметров потока плазмы с помощью электростатического времяпролетного энергоанализатора ионов позволяет восстановить зарядовый состав, энергетический спектр ионов и парциальные токи для частиц разных зарядовых состояний. Метод основан на измерении скорости ионов и их парциального числа как функции энергии настройки анализатора. Он предполагает “мгновенную” длительность источника заряженных частиц: длительность источника должна быть намного меньше длительности пиков сигналов анализатора, соответствующих спектральному разрешению прибора. В приложениях времяпролетного метода для исследования плазмы, создаваемой лазерными импульсами, это условие, как показывают эксперименты, соблюдается даже при достаточно большой длительности импульса τ_{las} из-за постоянного изменения характеристик генерируемых ионов в процессе нагрева плазмы. Неравновесность лазерной плазмы характеризуется быстрым изменением зарядового состояния и энергии генерируемых ионов, так что генерация ионов данного зарядового состояния и энергии происходит за достаточно короткий промежуток времени. Это позволяет регистрировать отдельные спектральные пики. Как показали эксперименты, излучение ионов одинаковой энергии в разные моменты импульса нагрева наблюдается крайне редко и преимущественно для ионов низкого зарядового состояния. В любом случае такие спектральные пики, соответствующие различным зарядовым состояниям ионов, легко идентифицируются.

Если известна зависимость $v = f(U, z, m)$ (формула (2.4)), где v – скорость регистрируемого иона, U – напряжение настройки анализатора, z – заряд иона, m – масса иона, а изменяющие скорость разлета эффекты на длине дрейфа отсутствуют, то разность непосредственно измеренных времен пролета t и рассчитанных по формуле $t_0 = l_{tof}/v$ (l_{tof} – длина дрейфа) дает времена вылета соответствующих ионов, синхронизованные с импульсом греющего

излучения. Точность таких измерений определяется энергетическим разрешением анализатора ($\Delta E/E$), точностью задания и стабильностью напряжения настройки, а также временным разрешением аппаратуры (инерционностью датчиков, скоростью оцифровки и полосой пропускания осциллографа и т.п.). Если соответствующее время разрешения достаточно мало в сравнении с характерной длительностью лазерного импульса (соответственно полным интервалом генерации ионов), методика позволяет восстановить моменты генерации ионов различной энергии и зарядности.

Точность получаемых данных с помощью времяпролетной методики зависит кроме спектрального разрешения прибора от потерь энергии ионов в дрейфовом пространстве. В предварительной части работы проводились оценки таких потерь и их устранение. С этой целью выполнялись измерения пролетного времени для иона определенной зарядности при фиксированной энергии настройки анализатора (использован сигнал электронного умножителя, соответствующий иону C^{5+} при напряжении $U = \pm 50$ В) с применением конструктивной вставки заранее известного размера в пролетную трубу. Разность времен прилета с вставкой и без нее дает возможность вычислить среднюю за пролет скорость данного иона. В случае потерь энергии она не совпадает с расчетным значением, определяемым напряжением на пластинах анализатора. Такое несовпадение скоростей наблюдалось в экспериментах, когда стенки пролетной трубы засвечивались излучением из плазмы мишени. Это вызывало распыление и десорбцию материала с поверхности конструкции, и образующаяся в результате плазма и пары металла перекрывали пространство перед анализатором и приводили к неупругим потерям ионов в основном потоке плазмы. Например, для иона C^{5+} с энергией 5 кэВ средняя пролетная скорость на 6.5% превышала ее значение на входе в анализатор.

Нежелательный эффект в этой конфигурации был устранен при введении диафрагмы на входе в пролетную трубу с небольшим осевым отверстием. После такого изменения в условиях эксперимента получаемые значения времен пролета с вставкой и без нее позволили вычислить точное значение дрейфовой длины и определить момент вылета выбранного иона относительно лазерного импульса, т.е. получить реперную точку для шкалы времени вылета ионов.

В эксперименте использовалась схема облучения с зеркальным объективом (рисунок 2.11). Набор данных анализатора в диапазоне настройки 5 – 350 В был получен со статистикой 15 измерений для одной энергии настройки. Из пер-

воначальных данных можно построить распределения по энергии $\frac{dN}{dE} = f(E)$, которые несут информацию о процессе генерации ионов в плазме. Графики такой функции для зарядовых состояний в логарифмическом масштабе приведен на 3.8. Статистический разброс измерений для упрощения рисунка не показан.

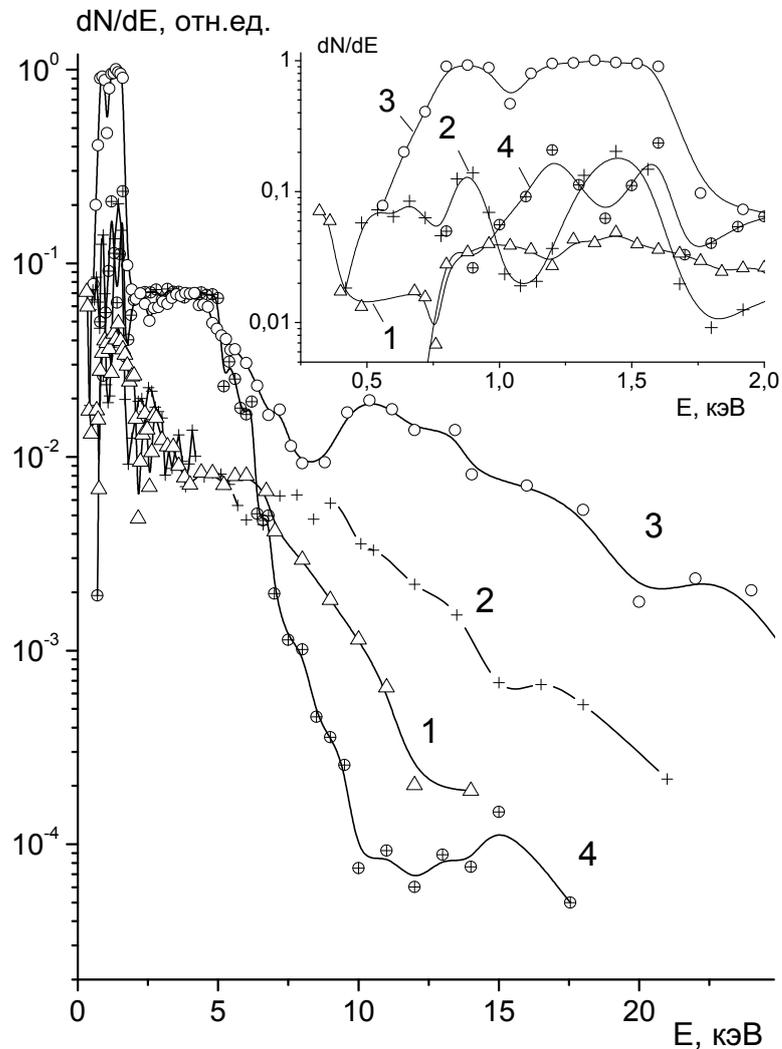
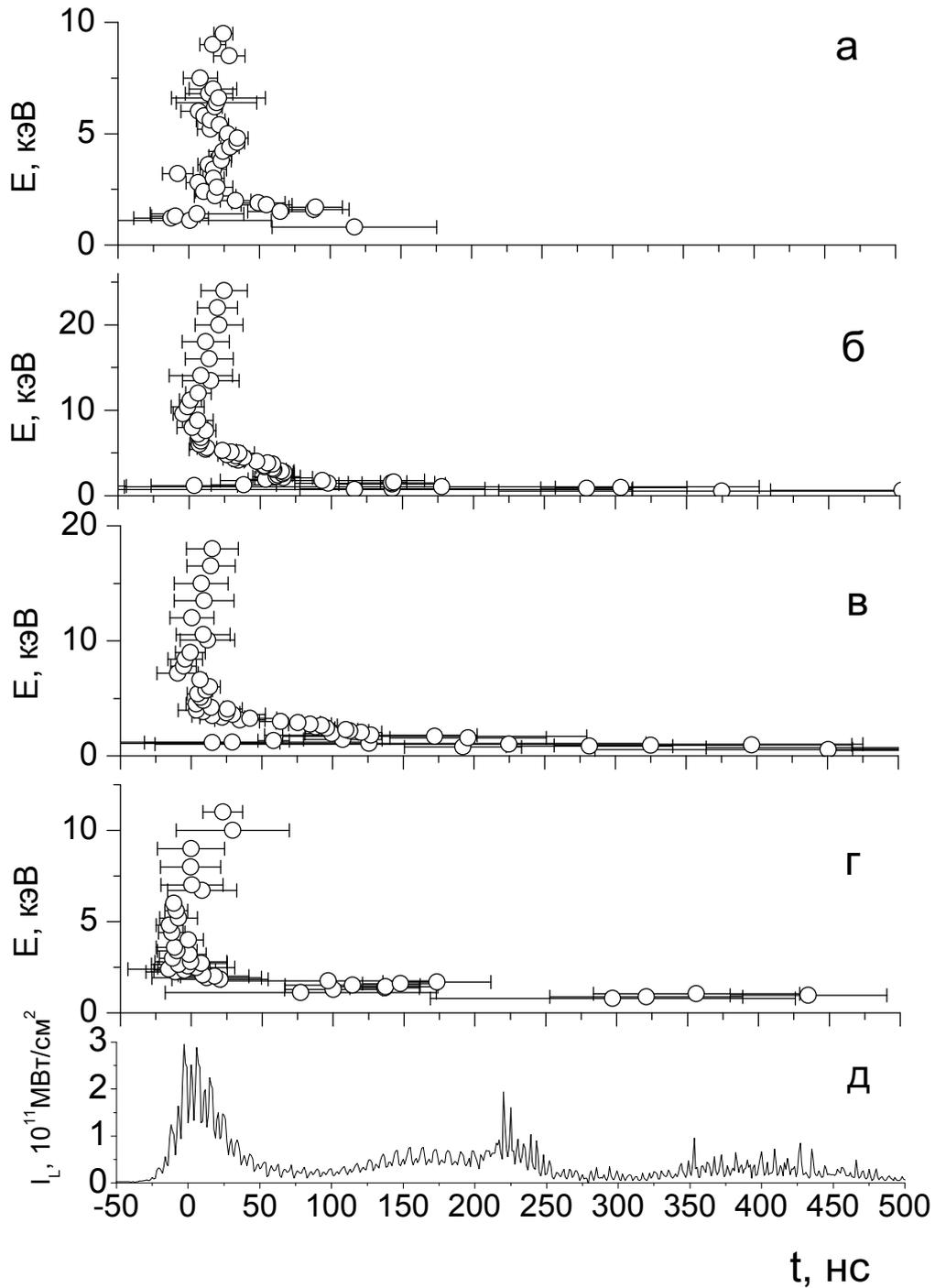


Рисунок 3.8 — Распределения ионов углерода C^{n+} по энергии
1 – C^{2+} , 2 – C^{3+} , 3 – C^{4+} , 4 – C^{5+}

На распределении можно выделить две группы ионов. Первая, низкоэнергетическая 0.5 – 2 кэВ и относительно монохроматическая (фрагмент на 3.8). Вторая группа, высокоэнергетическая 2 – 25 кэВ, характеризуется широким спектром и распределением, отличающимся существенно более медленным спадом. Это указывает на различные условия, в которых идет процесс генерации обозначенных групп ионов в плазме.

Сигнал анализатора в каждом выстреле записывался одновременно с осциллограммой лазерного излучения и, поскольку в предварительных экспе-



а – C^{5+} , б – C^{4+} , в – C^{3+} , г – C^{2+} , д – форма лазерного импульса – плотность мощности на мишени

Рисунок 3.9 — Восстановленные зависимости энергии генерируемых ионов от времени, совмещенные с длительностью лазерного импульса

риментах была проведена привязка времени прилета ионов к импульсу лазера, получаемые данные позволили реконструировать времена вылета всех регистрируемых ионов. Такая картина моментов генерации (вылета) частиц из плазмы

для ионов углерода различного зарядового состояния дана на 3.9 в виде зависимостей энергии иона от вычисленного времени его вылета. Разброс моментов вылета от выстрела к выстрелу представлен среднеквадратическим отклонением от среднего. Возможная ошибка измерений времени вылета, определяемая временным разрешением методики, составляет единицы наносекунд для ионов с энергией 20 – 25 кэВ и 70 – 80 нс для самых низкоэнергетических из числа регистрируемых. Она заметно меньше случайного разброса измеренных значений.

Эти данные дополняют информацию о процессах генерации ионов и указывают на то, что низкоэнергетическая группа ионов генерируется на всей протяженности облучения в течение 500 нс, тогда как высокоэнергетические ионы возникают преимущественно во время пика облучения. Разброс времен вылета минимален для высокоэнергетических ионов, в то время как для ионов низкой энергии (в особенности с низким зарядовым номером) интервал вылета значительно больше.

3.3 Влияние металлических сеток на параметры ионного пучка

Возможны два подхода к экстракции пучка из нестационарного потока плазмы. В первом случае сетка на экстракционном электроде не устанавливается. Тогда плазменный мениск не будет стационарным во времени, а будет отслеживать временные вариации параметров налетающей плазмы или изменения напряженности электрического поля. Флуктуации границы ионоотбора могут привести к существенному росту эмиттанса ионного пучка. Во втором случае на экстрагирующем электроде, находящемся под положительным потенциалом, устанавливается сетка. Граница ионоотбора фиксируется на сетке и является стационарной во времени. Однако при таком подходе граница не является однородной, а определяется структурой и периодом ячеек сетки, что вызывает рост эмиттанса экстрагируемого пучка ионов [72]. Кроме того, в этом случае может происходить распыление материала сетки под действием высокоэнергичных ионов, что приводит к образованию облака атомарного газа в области прохождения пучка и искажению его характеристик подобно остаточному газу. Вместе с тем в литературе отсутствует экспериментальный материал

о влиянии металлических сеток на энергетический спектр ионов, их зарядовый состав и эмиттанс ионного пучка.

С этой целью в качестве прибора наблюдения был использован электростатический дефлектор заряженных частиц, пропускание которого с высокой чувствительностью реагирует на рассеяние ионов на различных препятствиях. Предварительно были исследованы характеристики ионов углерода и вольфрама без установки сеток на пути разлета плазмы, что позволило определить условия, в которых находятся элементы системы экстракции.

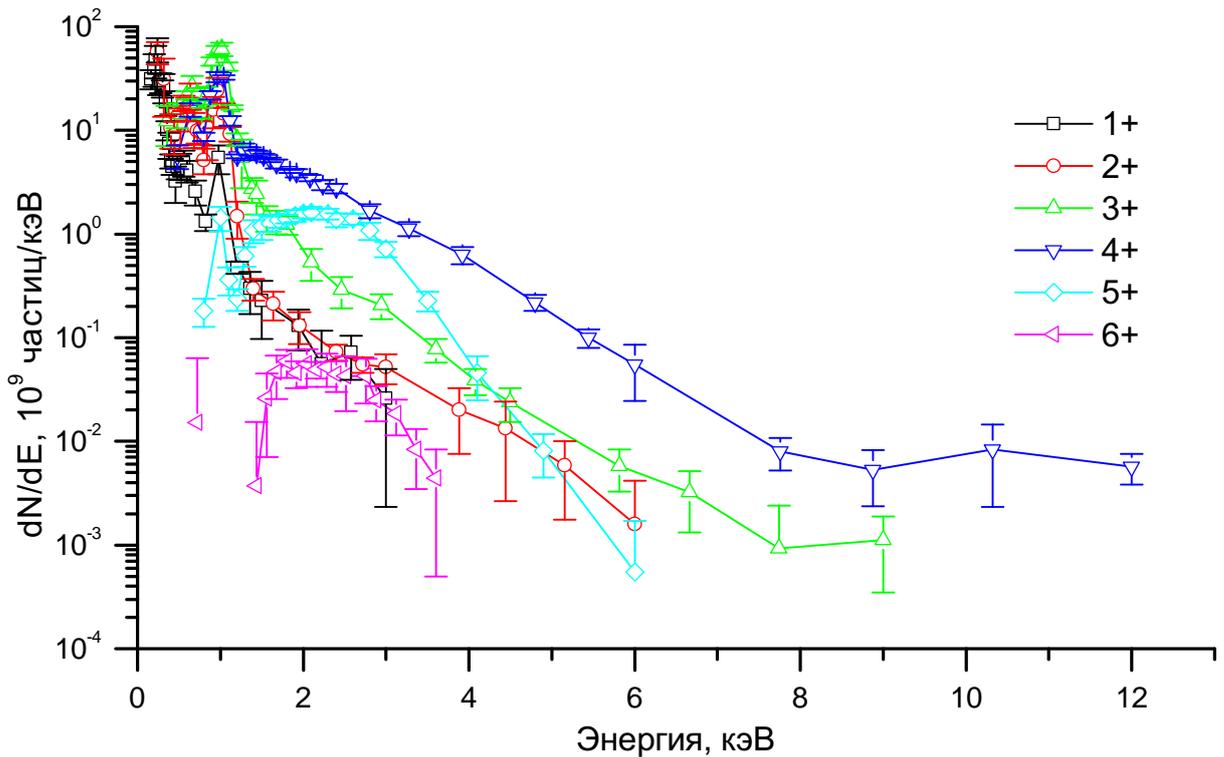


Рисунок 3.10 — Энергетическое распределение ионов углерода без установки сеток на пути разлета плазмы

Согласно рисунку 3.10, на котором приведены энергетические спектры потока ионов углерода, энергия генерируемых ионов углерода простирается от нижней границы регистрации, примерно равной 0.1 кэВ для C^{1+} и 0.7 кэВ для C^{6+} , до энергий более 5 кэВ для наиболее представленных ионов, таких как C^{3+} – C^{4+} . Эти же экспериментальные данные в форме парциальных токов представлены на рисунке 3.11 после совместной обработки с данными цилиндра Фарадея. Как видно, максимальная плотность тока соответствует иону C^{3+} , процентное содержание частиц этой кратности ионизации также максимально и составляет 34% от полного числа. Содержание ионов C^{4+} составляет 27%. На рисунке 3.12 приведена зависимость среднего заряда пучка ионов углерода от

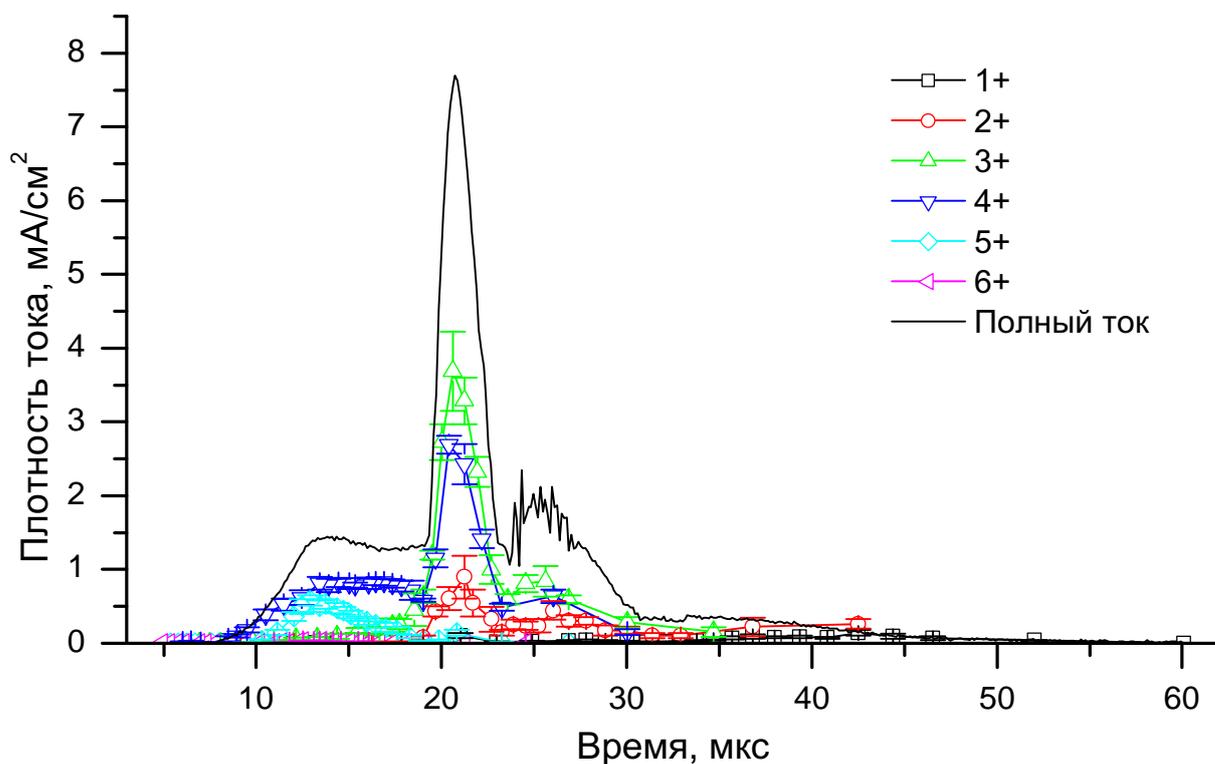


Рисунок 3.11 — Плотность полного тока и восстановленных парциальных токов ионов углерода на длине дрейфа 2.64 м без установки сеток на пути разлета плазмы

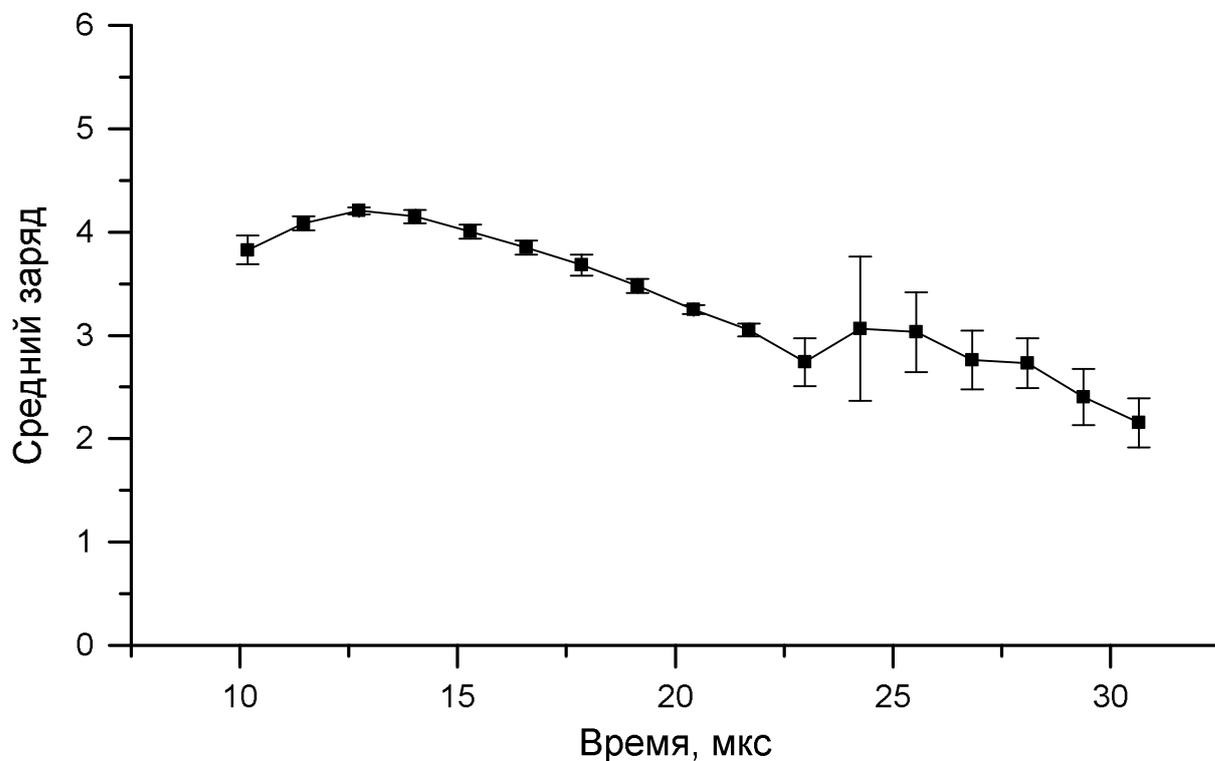


Рисунок 3.12 — Временная зависимость среднего заряда ионов углерода на входе в систему экстракции без установки сеток на пути разлета плазмы

времени прилета в систему экстракции, рассчитанная по экспериментальным данным. Она, в частности, показывает характерную для лазерного источника закономерность: рост степени ионизации частиц сопровождается одновременно ростом их энергии разлета. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить плотность плазменного потока, который воздействует на исследуемые сетки. Максимальную плотность плазменного потока углеродной мишени с энергией ионов около 3 кэВ на входе в систему экстракции можно оценить как $nV \approx 1.6 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($n = n_e/z_{cp}$, где z_{cp} – средний заряд, n_e – электронная плотность).

Результаты обработки данных анализаторных измерений по генерации ионов вольфрама приведены в аналогичных, как для углерода, представлениях на рисунках 3.13 – 3.15. Энергия ионов вольфрама меняется от сотен электронвольт до нескольких килоэлектронвольт для низкозарядной группы ионов ($W^{1+} - W^{5+}$), энергия высокозарядной группы ($W^{6+} - W^{12+}$) достигает десятков килоэлектронвольт.

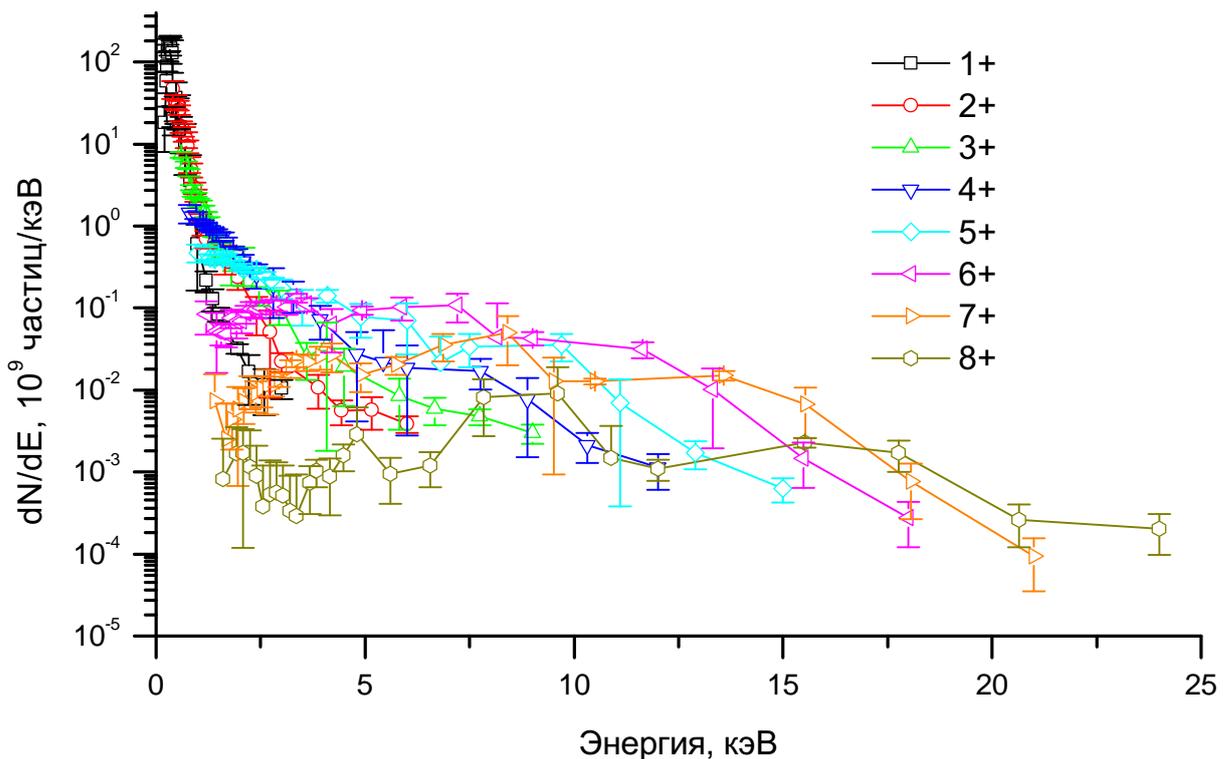


Рисунок 3.13 — Энергетическое распределение ионов вольфрама без установки сеток на пути разлета плазмы

Последняя образует на сигнале тока выраженный лидирующий пик (рисунок 3.14) с амплитудой плотности тока около 120 мкА/см^2 . Ток низкозарядной группы достигает существенно большей величины, а интегральное число частиц

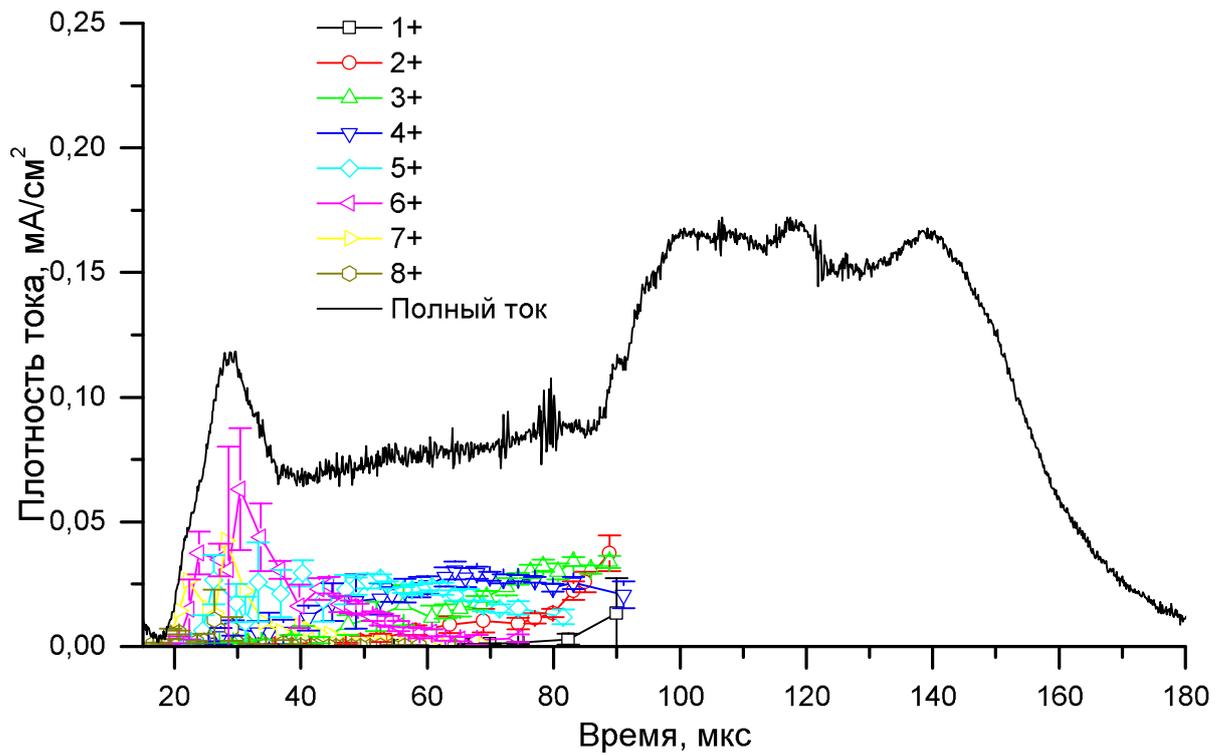


Рисунок 3.14 — Плотность полного тока и восстановленных парциальных токов ионов вольфрама на длине дрейфа 2.64 м без установки сеток на пути разлета плазмы

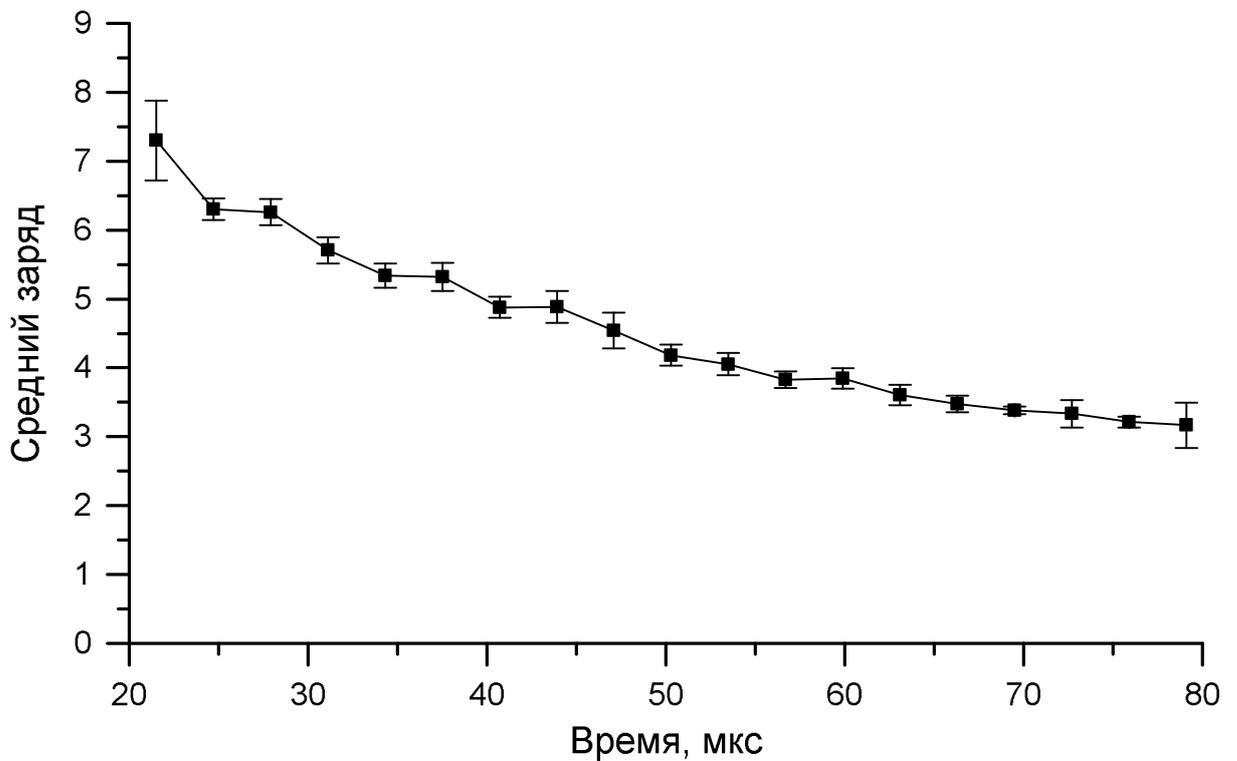


Рисунок 3.15 — Временная зависимость среднего заряда ионов вольфрама на входе в систему экстракции без установки сеток на пути разлета плазмы

этих зарядовых состояний составляет подавляющую часть (примерно 95%) всех частиц. Средний заряд в пучке ионов вольфрама (рисунок 3.15), как и для углеродного пучка, принимает максимальное значение в лидирующей части и монотонно снижается с уменьшением энергии ионов.

Плотность потока плазмы вольфрамовой мишени на входе в систему экстракции для частиц с энергией 1 кэВ можно оценить как $1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а для частиц с энергией 10 кэВ – как $9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Аналогичные измерения были проведены при введении в поток плазмы металлических сеток из различных металлов и сплавов. Ниже приведены характерные результаты, полученные для трех сеток из тугоплавких материалов с геометрическими параметрами, указанными в 1.

Таблица 1 — Геометрические параметры сеток

Номер сетки	Прозрачность T, %	Период d, мкм
№ 1	90	500
№ 2	96	2000
№ 3	98	83

Данные по прохождению ионов углерода с разным значением заряда через электростатический дефлектор приведены на рисунке 3.16. За 100% для каждого значения заряда принята величина сигнала в отсутствие сетки. Следует отметить существенные потери ионов при наличии сетки, которые нарастают с увеличением заряда иона и с уменьшением межпроволочного расстояния (периода сетки). Геометрическая прозрачность сетки существенного влияния не оказывает. Для ионов вольфрама эффект снижения трансмиссии через анализатор (рисунок 3.17) еще более значительный, даже для редкой сетки. Измерения полного тока за системой экстракции также показали наличие влияния вносимых в плазменный поток сеток. На рисунке 3.18 приведены данные сравнительных измерений с сетками № 1 и № 2 (конструкция сетки № 3 не позволяла установить ее в экстракционный электрод). Хотя амплитудные значения полных токов и медленной части пучка оставались неизменными в пределах ошибки измерений, форма тока в лидирующей части, образованной высокозарядной компонентой, существенно меняется. Плотность тока в этой части углеродного пучка уменьшается в полтора раза для редкой сетки (рисунок

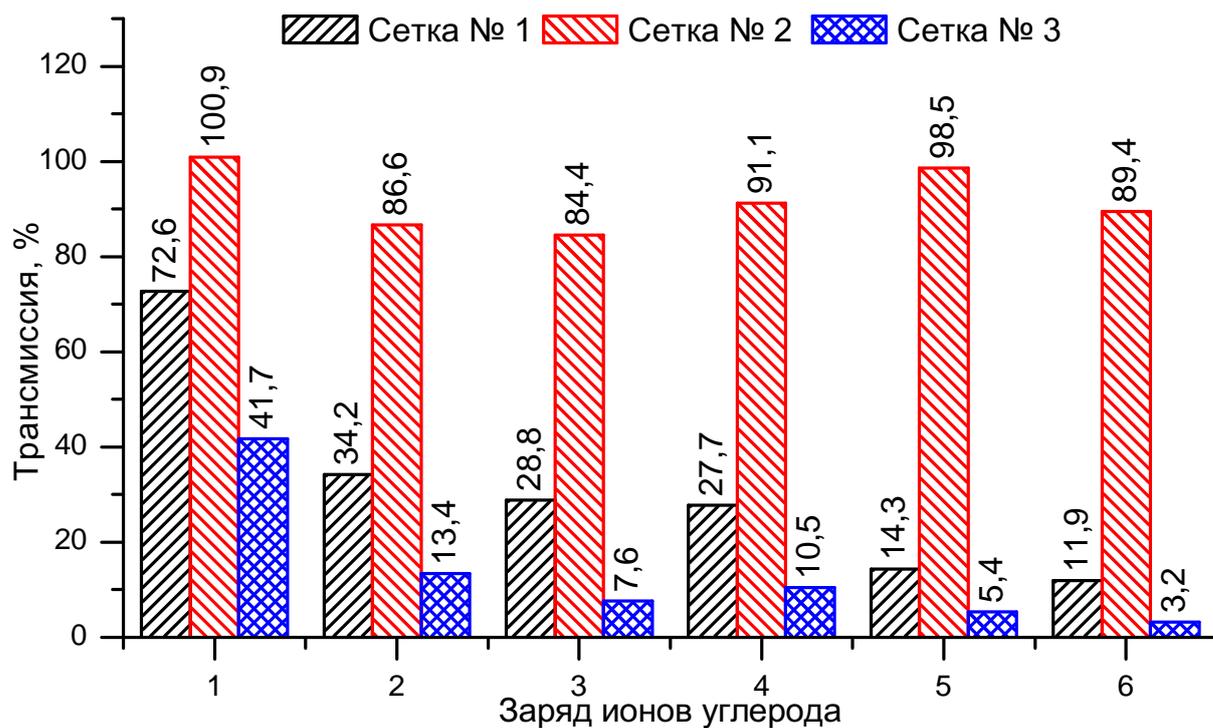


Рисунок 3.16 — Трансмиссия ионов углерода с разным зарядом через анализатор для разных сеток

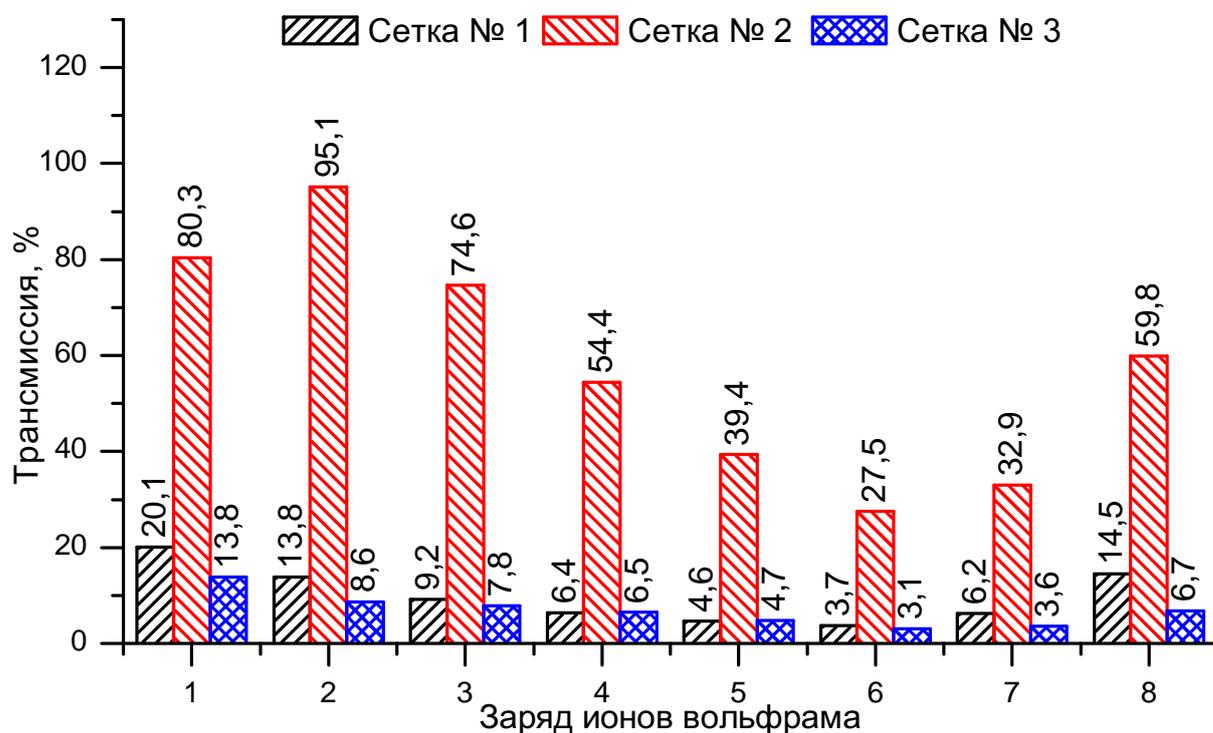


Рисунок 3.17 — Трансмиссия ионов вольфрама с разным зарядом через анализатор для разных сеток.

3.18в) и в три раза – для частой (рисунок 3.18 б). Падение полного тока происхо-

дит в основном вследствие соответствующего уменьшения парциальных токов C^{4+} и C^{5+} без существенного изменения их временной формы.

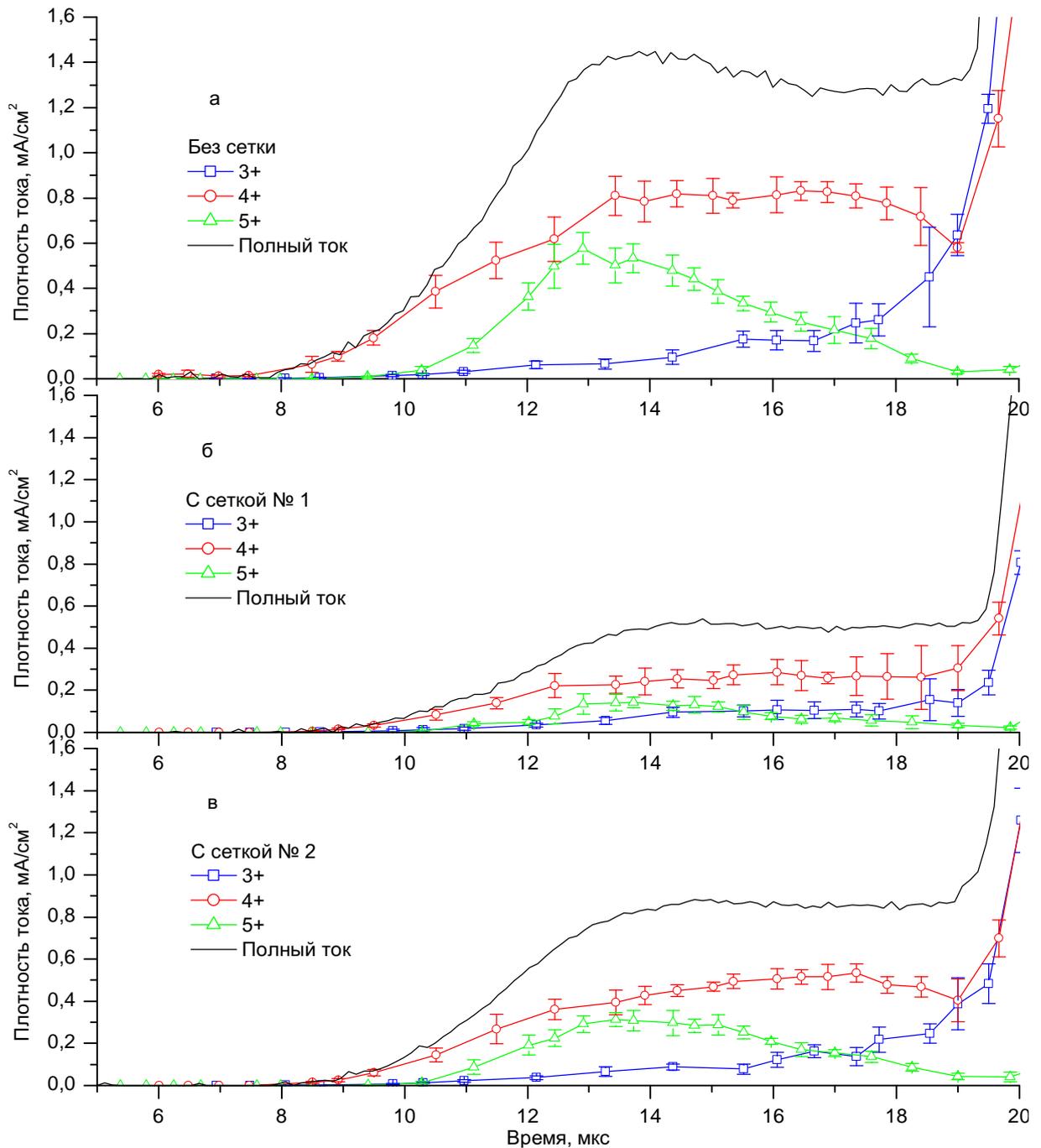


Рисунок 3.18 — Плотность тока лидирующей части пучка ионов углерода при отсутствии сетки (а), с сеткой № 1 (б) и с сеткой № 2 (в).

Изменения формы тока ионов вольфрама более сложны (рисунок 3.19): при использовании частой сетки ионы W^{6+} и W^{7+} с максимальной энергией пропадают совсем. Применение редкой сетки, как показывает сравнение графиков 3.19а и 3.19в, не приводит к подобным потерям.

Для сравнения влияния сеток № 1 и № 2 на характеристики формируемого пучка ионов углерода были проведены измерения эмиттанса пучка на выходе

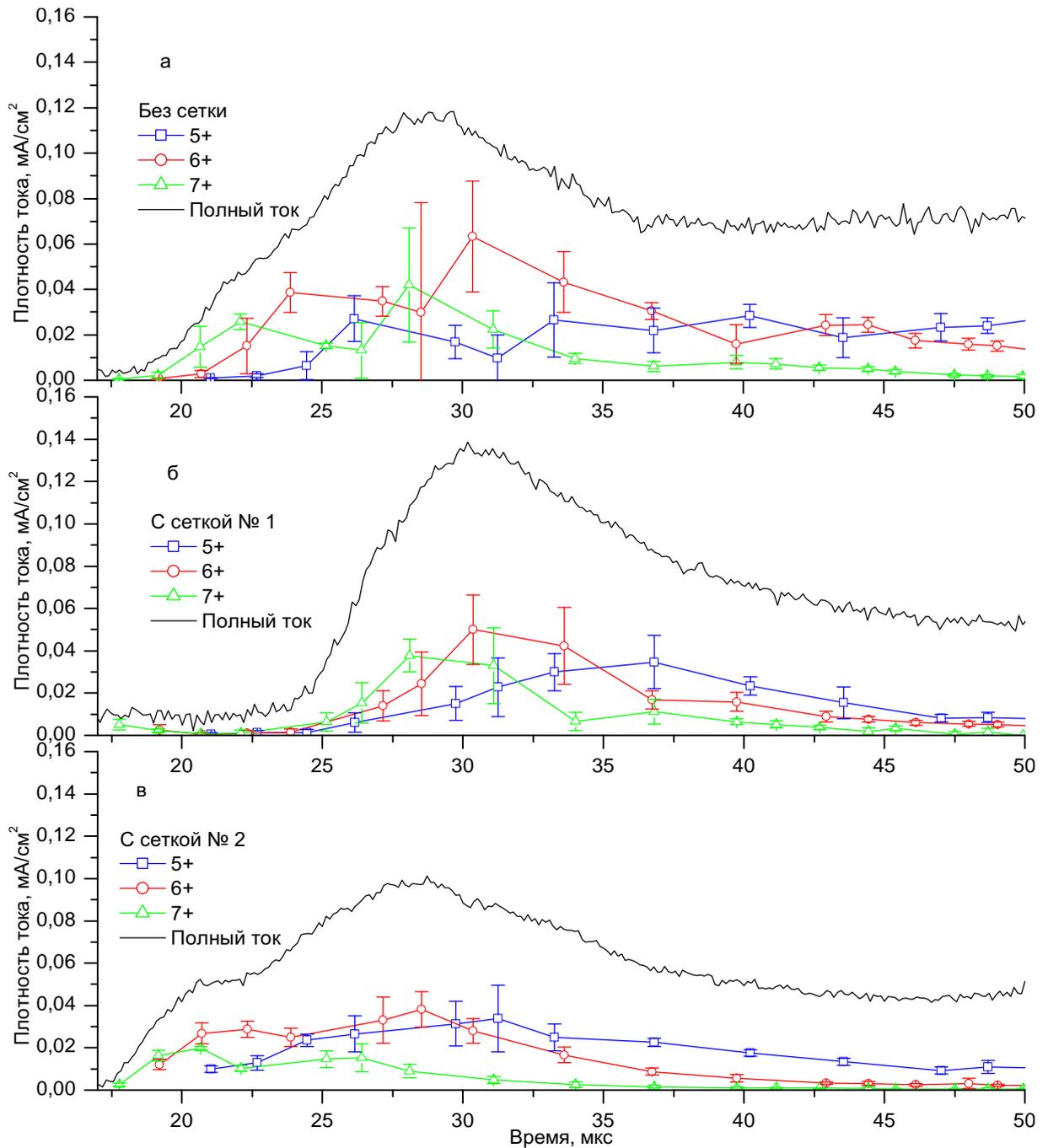


Рисунок 3.19 — Плотность тока лидирующей части пучка ионов вольфрама при отсутствии сетки (а), с сеткой № 1 (б) и с сеткой № 2 (в).

системы экстракции. В таблице 2 приведены его значения по уровню 68% частиц в случае использования сеток № 1 и № 2. Видно, что в случае более редкой сетки эмиттанс углеродного пучка в двух измеренных плоскостях минимален. Использование сеток в конструкции электродов позволяет стабилизировать область отбора ионов из плазмы, однако приводит к появлению в этой области препятствия, подобного остаточному газу. Дело в том, что, ввиду достаточно высокой плотности и энергии частиц, поток плазмы, а в дальнейшем пучок ионов

Таблица 2 — Результаты измерения эмиттанса ионного пучка по уровню 68% числа частиц

Номер сетки	$\varepsilon_{x\text{ср.кв.}}, \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$	$\varepsilon_{y\text{ср.кв.}}, \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$
№ 1	184	226
№ 2	122	130

способны, кроме десорбции и вторичной электронной эмиссии с поверхности, эффективно распылять материал элементов системы экстракции. Типичная энергия ионов, генерируемых в лазерной плазме и имеющих наибольшую кратность ионизации, находится в диапазоне от сотен электронвольт до десятков килоэлектронвольт, что соответствует высоким коэффициентам распыления материалов. Так, для ионов легких элементов, таких как магний, коэффициент распыления равен нескольким единицам, а для тяжелых, таких как золото, эта величина может достигать десятков единиц для ионов с энергией несколько килоэлектронвольт. Модель описания исследуемого процесса должна включать динамику распыления материала элементов сетки налетающим потоком частиц и расширения продуктов в область прохождения пучка, а также элементарные процессы взаимодействия плазмы и потока ионов с этим препятствием, включая рассеяние, перезарядку или рекомбинацию частиц. Модель усложняется тем, что в интересующей области взаимодействия одновременно происходит и разделение зарядов плазмы. Разработка такой модели выходит за рамки данной экспериментальной работы, которая направлена, в первую очередь, на получение практических рекомендаций для разработки системы экстракции, в особенности для генерации высокозарядных пучков ионов тяжелых элементов. Полученные результаты обсуждаются только на качественном уровне.

Эффект воздействия сетки на прохождение пучка определяется, во-первых, плотностью потока частиц и их энергией, что обуславливает эффективность распыления сетки и энергетическое распределение атомов продукта распыления и, в конечном итоге, плотность атомарного “облака” в области прохождения пучка, а во-вторых, сечениями элементарных процессов взаимодействия ионов пучка с распыленными атомами. Согласно представленным в работе данным, искажение пучка легких ионов углерода при введении экстракционных сеток значительно слабее, чем пучка тяжелых ионов вольфрама,

несмотря на существенно большую плотность потока частиц. Это вполне объясняется существенно меньшими коэффициентами распыления материалов ионами углерода по сравнению с ионами вольфрама. Очевидно также, что условия наибольшего искажения пучка реализуются в начале потока, где заряд и энергия ионов максимальны и вызывают более эффективное распыление. Что касается геометрических характеристик сеток, то плотность образующегося атомарного газа должна зависеть от расстояния между проволочками сетки (периода) и слабее – от распыляемой площади (геометрической прозрачности сетки). Материал сетки, по-видимому, также играет существенную роль в указанных процессах, однако такое исследование выходит за рамки данной работы.

Рассмотрение применяемой схемы электростатического дефлектора позволило получить оценку аксептанса этой системы, который для ионов в плоскости, проходящей вдоль щелей анализатора, составил 30–40 мм·мрад, а в перпендикулярной щелям плоскости – 5–7 мм·мрад. Анализатор, таким образом, представляет собой жесткий фильтр отбора по углам влета ионов, и приведенные данные по трансмиссии через анализатор можно рассматривать как оценку степени рассеяния пучка в пространстве перед входной щелью.

Данные на рисунках 3.16 и 3.17 показывают, что потери ионов в дрейфовом пространстве, измеренные с помощью анализатора, действительно, нарастают при переходе от легких ионов к тяжелым, особенно они значительны для наиболее энергичной и высокозарядной компоненты пучков, кроме того, они существенно зависят от периода сетки, но не от геометрической прозрачности. В реализованных в работе условиях генерации ионных пучков выбор сетки с периодом 2 мм является приемлемым с точки зрения снижения потерь, по крайней мере, для легких ионов углерода.

В реальной схеме источника потери ионов из-за введения сетки в экстракционный электрод также регистрируются по сигналам полного тока ионов и восстановленных парциальных токов (рисунок 3.18 и 3.19). Хотя амплитудные значения полного тока и интегральное число частиц, определяемые ионами относительно низких зарядовых состояний, не меняются в пределах ошибки измерений, потери в головной части ионного пучка заметны, в особенности для высших зарядовых состояний, генерируемых в лазерной плазме. Например, для ионов C^{4+} уменьшение амплитуды для частой сетки (№ 1) составляет 65% (рисунок 3.18б), а для редкой (№ 2) – 35% (рисунок 3.18в), для ионов C^{5+} – соответственно 75% и 50%. Для пучка ионов вольфрама (рисунок 3.19) из-

менения головной высокозарядной компоненты еще более существенны. Так, наиболее быстрая компонента ионов W^{6+} , W^{7+} исчезает полностью. Также, судя по форме парциальных токов, наблюдается перераспределение частиц по времени, которое существенно зависит от геометрии сеток. По-видимому, такое перераспределение частиц в пучке можно объяснить перезарядкой или рекомбинацией ионов в области взаимодействия с распыленным материалом. Сравнение эмиттанса пучка ионов углерода для сеток № 1 и № 2 (таблица 2) показывает заметный его рост для частой сетки, даже в случае усреднения всего пучка по времени. Это также объясняется рассеянием пучка на распыленном материале сетки, что приводит к повышению фазового объема пучка. Этот эффект, как видно из измерений полного тока, может приводить к выводу траекторий частиц в межэлектродном экстракционном промежутке за рабочую апертуру, по крайней мере, для головной части пучка наиболее высокозарядных ионов.

3.4 Выбор условий облучения углеродной мишени

Облучение углеродной (графит) мишени в источнике ионов для ускорителя И-4 происходит с помощью схемы облучения с линзой, как показано на рисунке 2.12. Имеющиеся линзы обеспечивают бóльшую плотность потока излучения по сравнению с зеркальным объективом, чем и обусловлено их применение, принимая во внимание возможности используемой лазерной установки и требование ускорителя $Z/A \geq 1/3$. Задача состояла в выборе фокусного расстояния фокусирующей линзы и нахождении плотности потока излучения на мишени, при котором плотность тока ионов C^{4+} является максимальной. Для этого были исследованы две фокусирующие системы со сферическими линзами: плоско-выпуклая с фокусным расстоянием 300 мм и диаметром 63 мм и двояковыпуклая линза с фокусным расстоянием 900 мм диаметром 160 мм. Спектры разлета плазмы измерены при следующих характеристиках лазерной установки: энергия в импульсе $E \approx 6$ Дж, длительность первого пика $\tau_{fwhm} \approx 30$ нс, пиковая мощность $P_{max} \approx 60-70$ МВт, доля энергии в первом пике $\varepsilon_{peak} \approx 42$ %. При данных характеристиках линза с фокусным расстоянием 300 мм и диаметром 63 мм обеспечивает плотность потока лазерного излуче-

ния до $\sim 10^{12}$ Вт/см², а линза с фокусным расстоянием 900 мм и диаметром 160 мм – до $\sim 10^{11}$ Вт/см².

3.4.1 Характеристики ионной компоненты плазмы при плотности потока $\sim 10^{12}$ Вт/см²

Для набора положений фокуса относительно мишени с помощью методики, описанной в 2.3, были измерены характеристики ионной компоненты плазмы углерода. Оптимальным для этой линзы является положение фокуса в

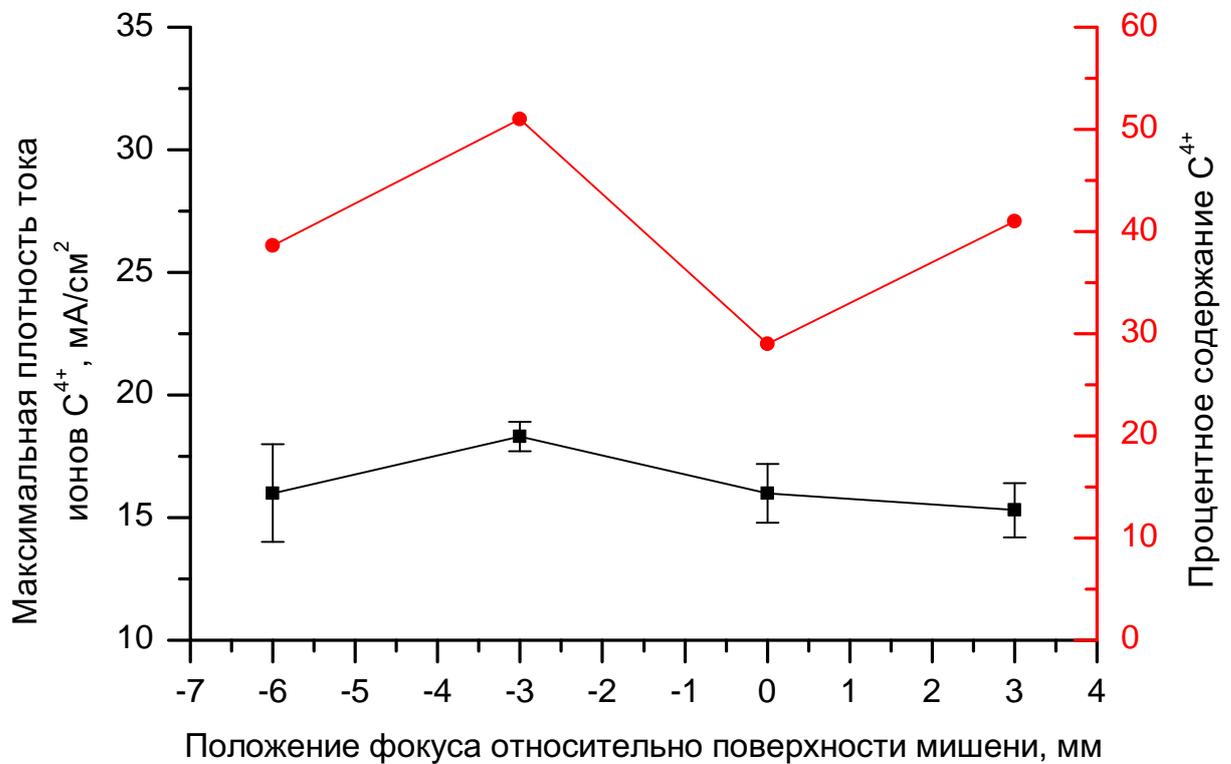
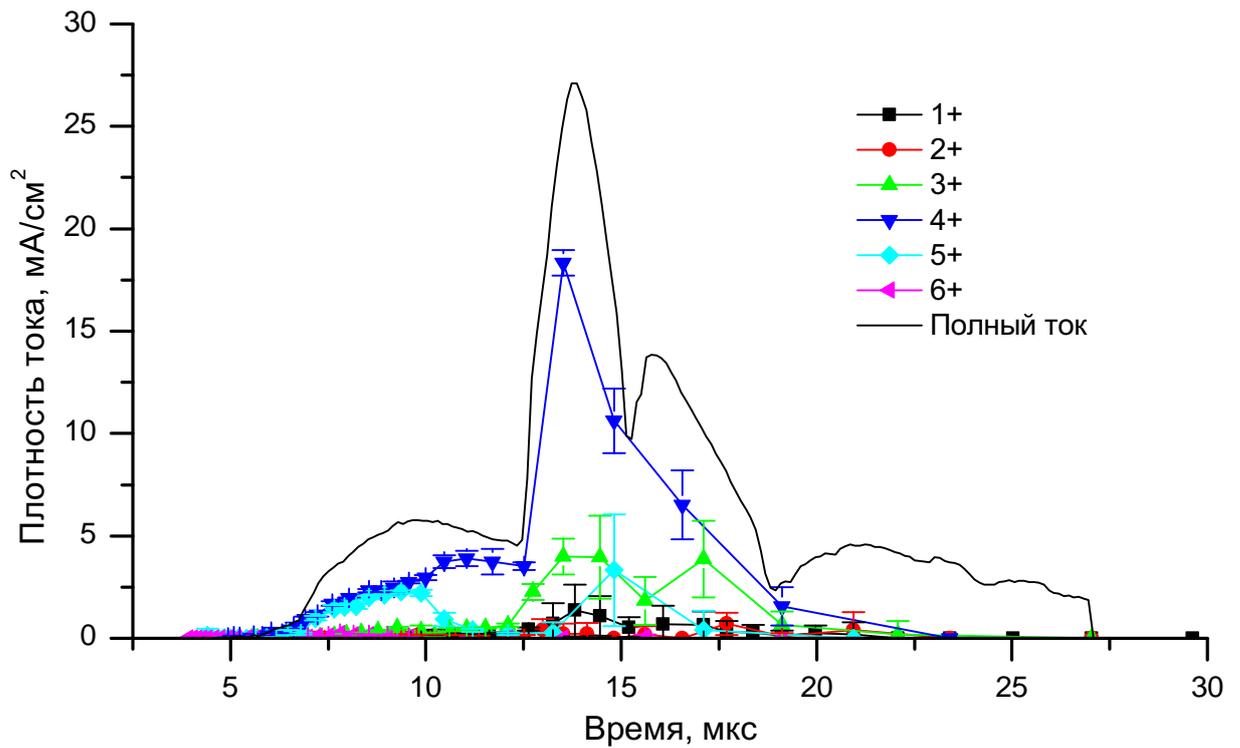
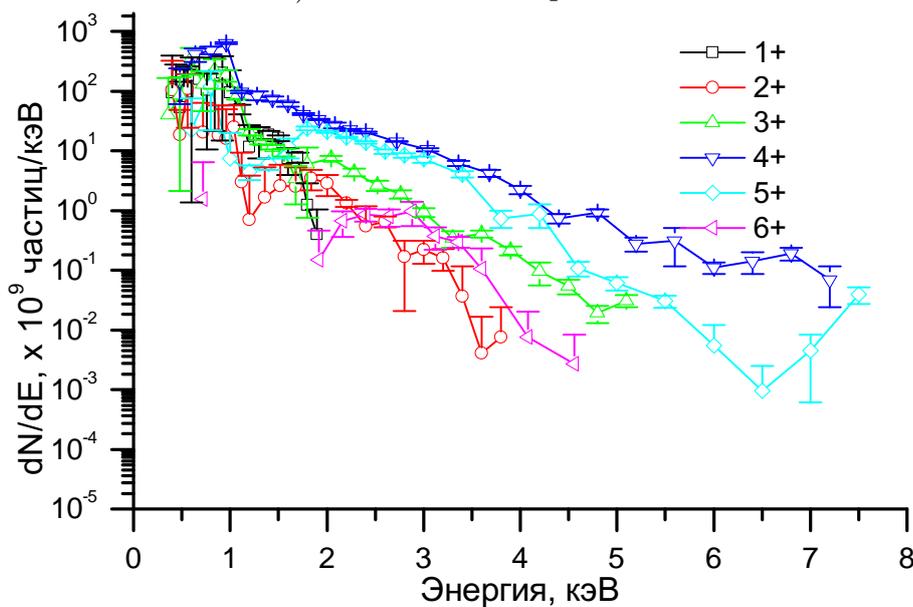


Рисунок 3.20 — Максимальная плотность тока и процентное содержание ионов C⁴⁺ при использовании линзы с фокусным расстоянием 300 мм.

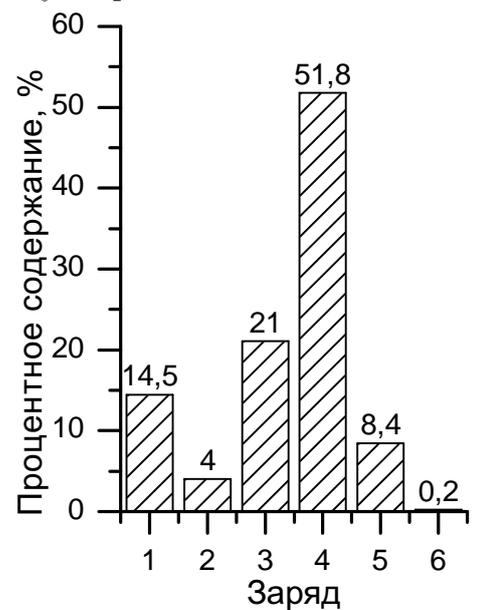
3 мм над поверхностью мишени – рисунок 3.20. На рисунке 3.21 представлены результаты измерений для этого положения.



а) Плотность парциальных токов ионов углерода.



б) Энергетическое распределение ионов углерода.



в) Процентное содержание по количеству частиц.

Рисунок 3.21 — Результаты измерений характеристик ионной компоненты плазмы при положении мишени -3 мм и плотности потока $7 \cdot 10^{11}$ Вт/см²

3.4.2 Характеристики ионной компоненты плазмы при плотности потока $\sim 10^{11}$ Вт/см²

Характеристики ионной компоненты плазмы углерода были исследованы для набора положений фокуса относительно мишени от -23 до $+11$ мм. На 3.22 представлена зависимость максимальной плотности тока и процентного содержания ионов C^{4+} . Оптимальным оказалось положение мишени -5 мм.

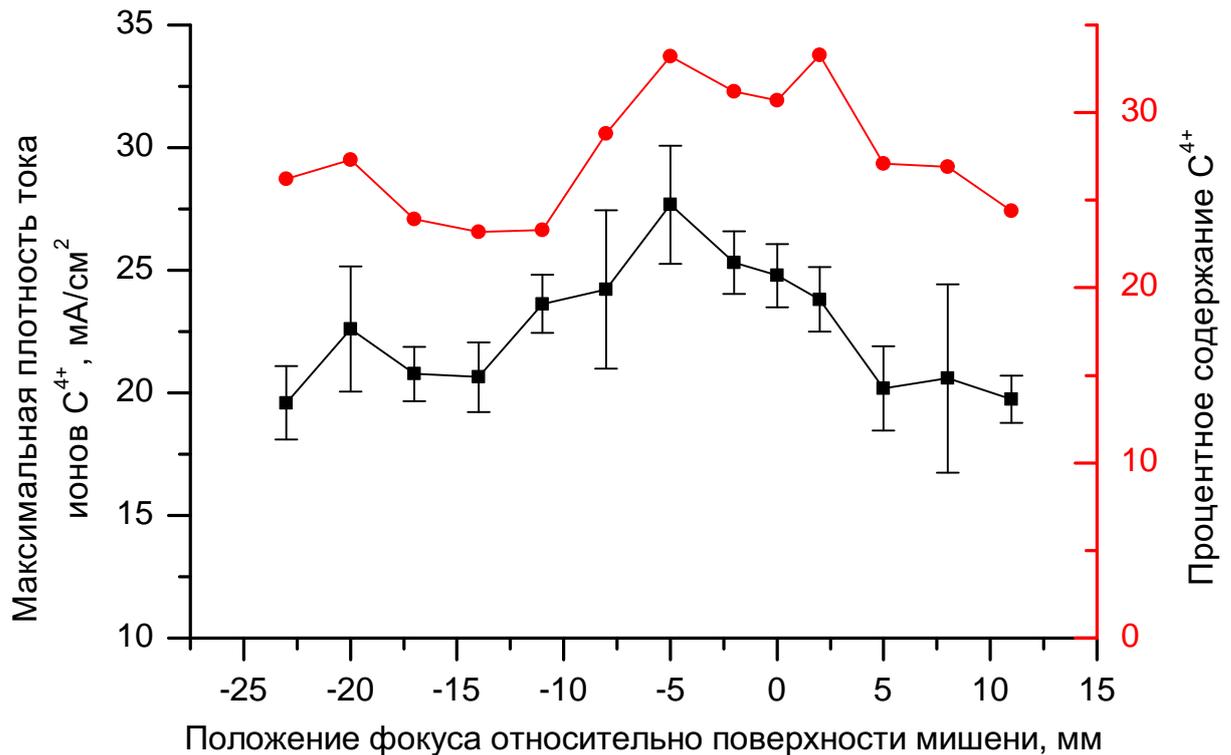
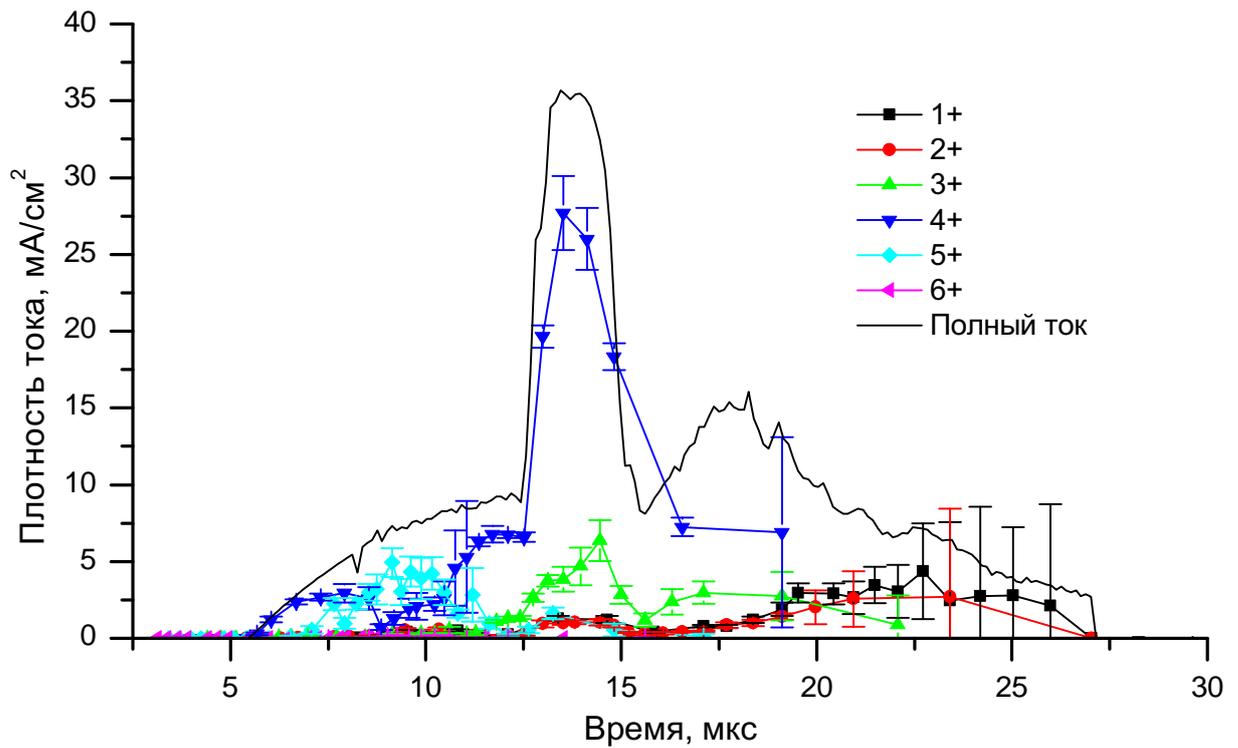


Рисунок 3.22 — Максимальная плотность тока и процентное содержание ионов C^{4+}

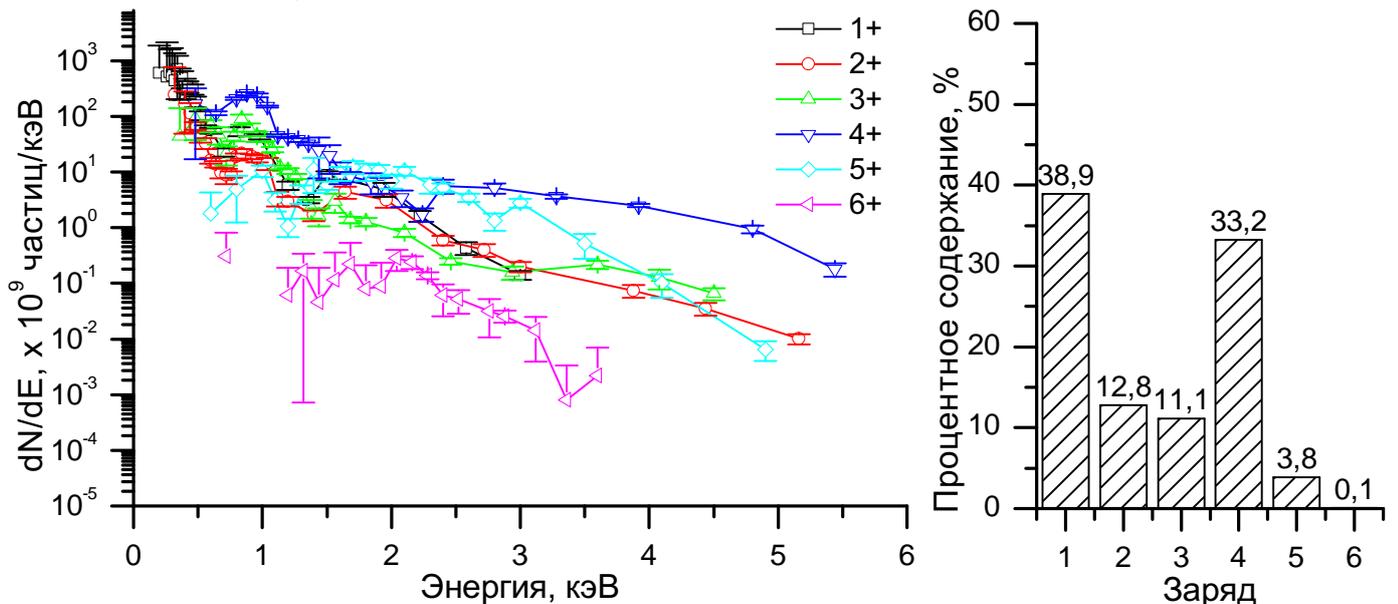
Результаты измерений характеристик ионной компоненты плазмы для него представлены на 3.23.

Пиковая плотность мощности лазерного излучения на поверхности мишени в центре кружка фокусировки, диаметр которого по уровню $1/e$ составляет около 360 мкм, оценена, как сказано выше, в $\approx 9 \cdot 10^{10}$ Вт/см².

В [73] приведены результаты измерений характеристик плазмы свинца при плотности потока от $3 \cdot 10^{10}$ Вт/см² до $9 \cdot 10^{13}$ Вт/см² в зависимости от положения поверхности мишени вблизи оптического фокуса. Было отмечено, что ионизационное состояние плазмы зависит как от плотности мощности, так и от размера пятна фокусировки и формы импульса. Кратность ионизации при



а) Плотность парциальных токов ионов углерода.



б) Энергетическое распределение ионов углерода.

в) Процентное содержание по количеству частиц.

Рисунок 3.23 — Результаты измерений характеристик ионной компоненты плазмы при положении мишени -5 мм и плотности потока $\approx 9 \cdot 10^{10}$ Вт/см²

заданной плотности мощности увеличивается с ростом размера пятна фокусировки при фиксированной форме импульса излучения.

Для легких ионов углерода были проверены характеристики ионов плазмы для двух существенно различных условий облучения по фокусировке. Размеры кружка фокусировки заметно различались, а плотность мощности

отличалась почти на порядок. При использовании имеющейся лазерной установки плотность тока и количество частиц ионов C^{4+} оказалась выше при использовании длиннофокусной линзы $f = 900$ мм. Для практичности и надежности, длиннофокусная линза также более предпочтительна, так как чем дальше установлена фокусирующая линза, тем меньше на ней поток распыленного материала мишени, осаждение которого понижает ее прозрачность.

3.5 Численное моделирование извлечения пучка и его согласования с ускорителем И-4

Численное моделирование – мощный метод изучения и оптимизации систем извлечения и транспортировки пучков заряженных частиц. Компьютерная программа Kobra3-INP [74] позволяет проводить такие расчеты. Она является трехмерной и может использовать неоднородную сетку, что дает возможность задавать сложную геометрию электродов и рассматривать линзу не как прозрачную для частиц плоскость с заданным потенциалом, а набор проволочек. Для моделирования ускорения ионного пучка в линейном ускорителе И-4 применена программа Dynamion [75]. Она позволяет производить расчеты динамики пучка, содержащего различные зарядовые состояния.

Из экспериментов по измерению характеристик плазмы с помощью электростатического анализатора были получены: распределение по зарядовым состояниям, парциальные токи, распределение по продольным скоростям. Для расчетов брался интервал по времени от 11 до 16 мкс содержащий наибольшее количество ионов C^{4+} (рисунок 3.23). В эксперименте синхронизация работы всей установки настраивалась на этот интервал.

Таблица 3 — Распределение ионов для расчета

Ион	C^{1+}	C^{2+}	C^{3+}	C^{4+}	C^{5+}	C^{6+}	Все
Плотность тока, мА/см ²	0.33	0.21	1.3	4.7	0.22	0.1	6.86

Для расчетов в Kobra3-INP были сделаны следующие предположения о характеристиках плазмы:

- Пространственный заряд плазмы полностью скомпенсирован
- Температура электронов плазмы перед экстракцией 1 эВ
- Поперечная температура ионов 0.1 эВ

Для задания поперечной температуры ионов и температуры электронов плазмы, образованной лазерным излучением с длиной волны 10.6 мкм, использованы соотношения из работы [76].

Параметры задания макрочастиц:

- Макрочастицы распределены однородно в круге, который расположен перед отверстием системы экстракции, с постоянной плотностью тока.
- Количество макрочастиц для каждого зарядового состояния пропорционально его плотности тока. Изначальное количество 40000 макрочастиц.

Для извлечения пучка применялась ускоряюще-замедляющая система. Чтобы ионы C^{4+} набирали необходимую для инъекции в ускоритель И-4 энергию, плазменный электрод должен находиться под потенциалом +60 кВ. Отрицательный электрод имел потенциал -10 кВ. В плазменном электроде была установлена плоская диафрагма диаметром 20 мм для ограничения тока. Извлеченный пучок ионов углерода с требуемыми характеристиками должен быть доставлен к области захвата в ускоритель. Для этого используется электростатическая линза с одной сеткой, которая состоит из двух рядов проволочек диаметром поперечного сечения 150 мкм, натянутых перпендикулярно друг другу с шагом 4 мм и прикрепленных к кольцу. Потенциал линзы -90 кВ. Питание линзы обеспечивал импульсный трансформатор. Длительность импульса напряжения составляла около 400 мкс, что больше длительности импульса ионного тока, поэтому для расчета можно считать питание линзы постоянным. Между системой извлечения и линзой имелось дрейфовое пространство, необходимое для установки вакуумного насоса. На 3.24 изображена описываемая часть установки.

3.5.1 Моделирование в Kobra3-INP

Kobra3-INP позволяет разделить расчет сложной системы на несколько задач. В данном случае отдельно извлечение пучка и его фокусировка электростатической линзой.

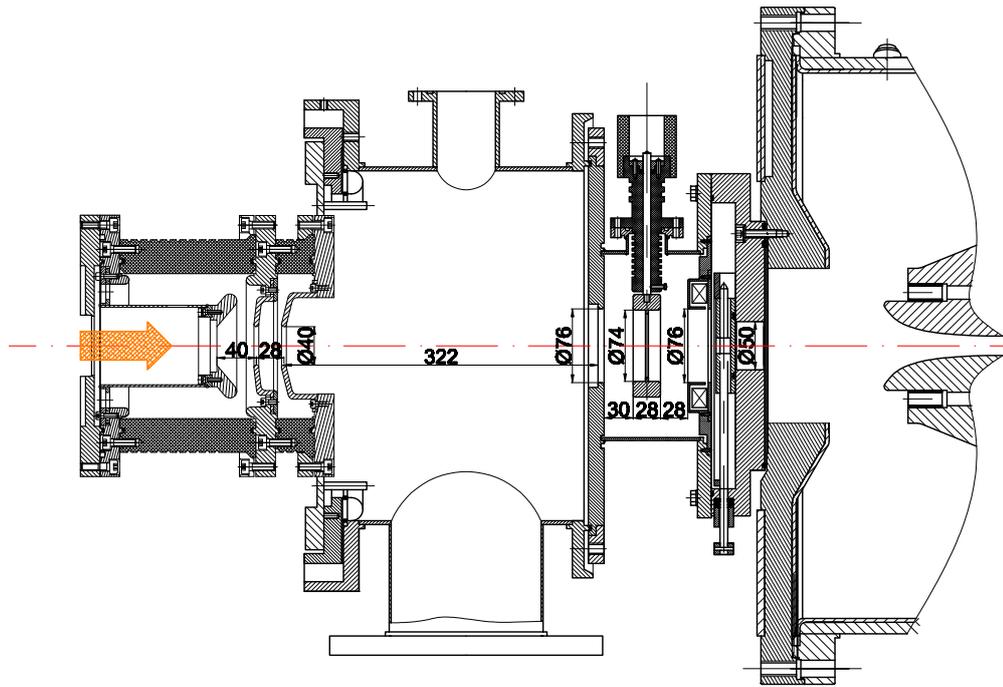


Рисунок 3.24 — Система извлечения пучка и электростатическая линза. Стрелкой показано направление падающей плазмы. Справа показано начало ускоряющей структуры.

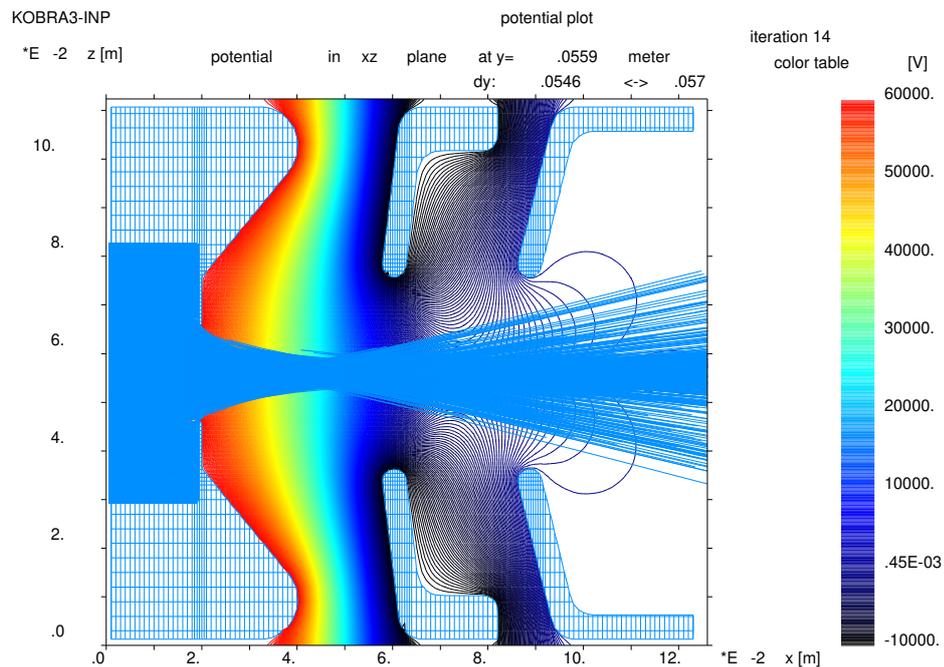


Рисунок 3.25 — Траектории ионов углерода в системе экстракции.

На рисунке 3.25 изображены траектории ионов углерода в системе экстракции. Полный ток пучка 24.6 мА при 4гms эмиттансе 310 мм·мрад в обеих фазовых плоскостях. Далее пучок передается в линзу.

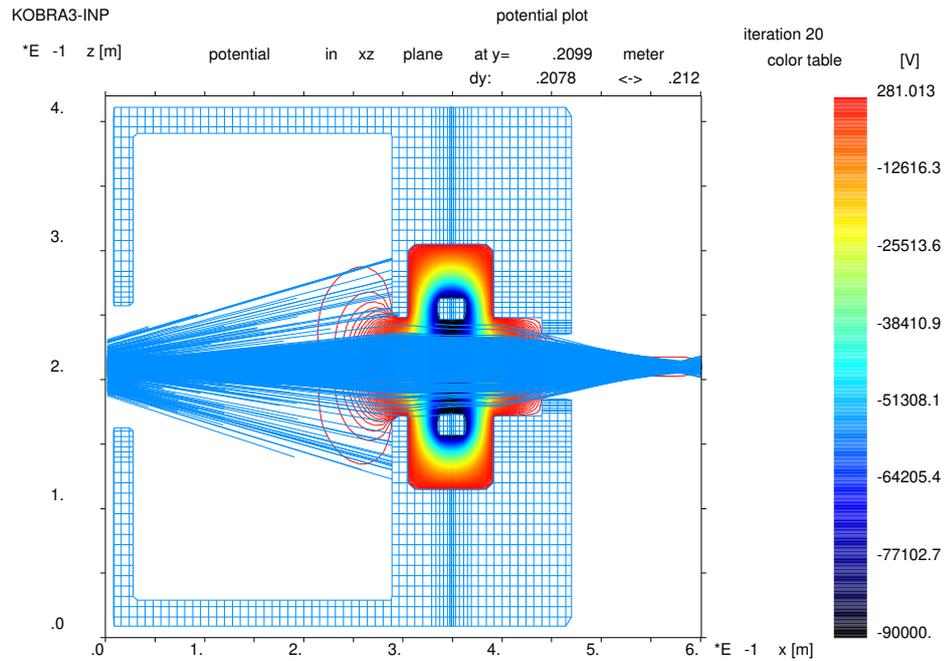


Рисунок 3.26 — Траектории ионов углерода в электростатической линзе.

Как видно из 3.26 дрейфовое пространство, используемое для установки насоса, не позволяет доставить пучок без потерь. На 3.27 представлен фазовый портрет пучка после прохождения линзы на входе в ускоритель. В целом пучок фокусируется линзой, но при прохождении сетки разделяется на отдельные микропучки, каждый из которых дефокусируется. Этим объясняются наблюдаемые искажения.

Полный ток пучка 14.4 мА при 4rms эмиттансе 760 мм·мрад.

Ускорение пучка смоделировано с помощью кода Dynapion с имеющейся моделью ускорителя И-4. Результаты расчетов в Kobra3-INP были использованы в качестве начальных условий. Полный ток пучка ускоренного до энергии 1.6 МэВ/н составил 5.7 мА.

3.6 Ускорение пучка ионов углерода в ускорителе И-4

На рисунке 3.28 дана общая схема сильноточного ионного инжектора И-4. Электростатическая линза используется для согласования пучка с ускоряющей секцией. Параметры секции ПОКФ следующие: рабочая частота 81.36 МГц,

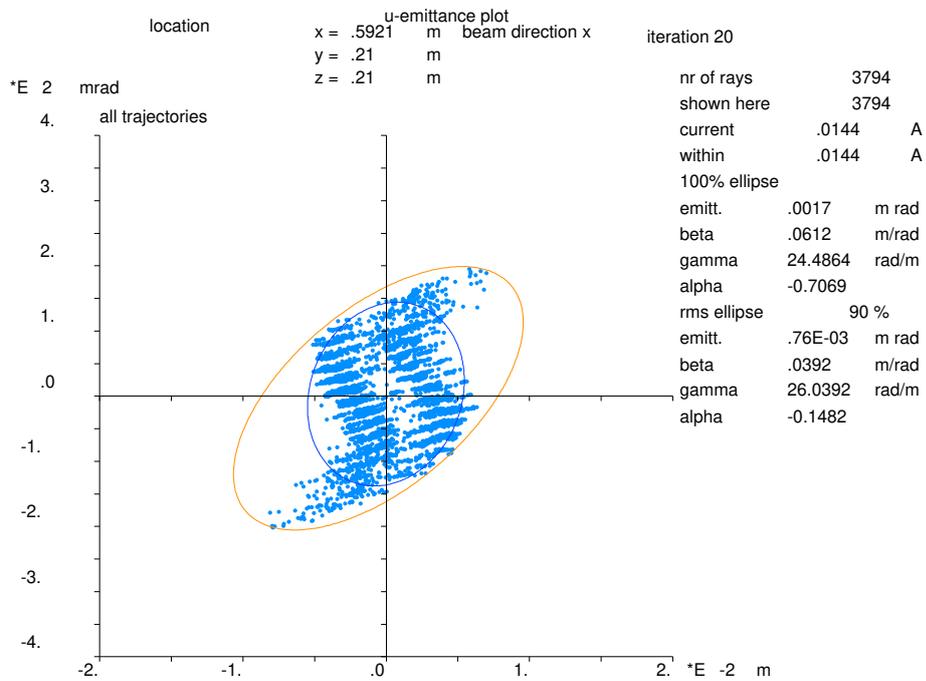


Рисунок 3.27 — Фазовый портрет пучка после прохождения линзы на входе в ускоритель.

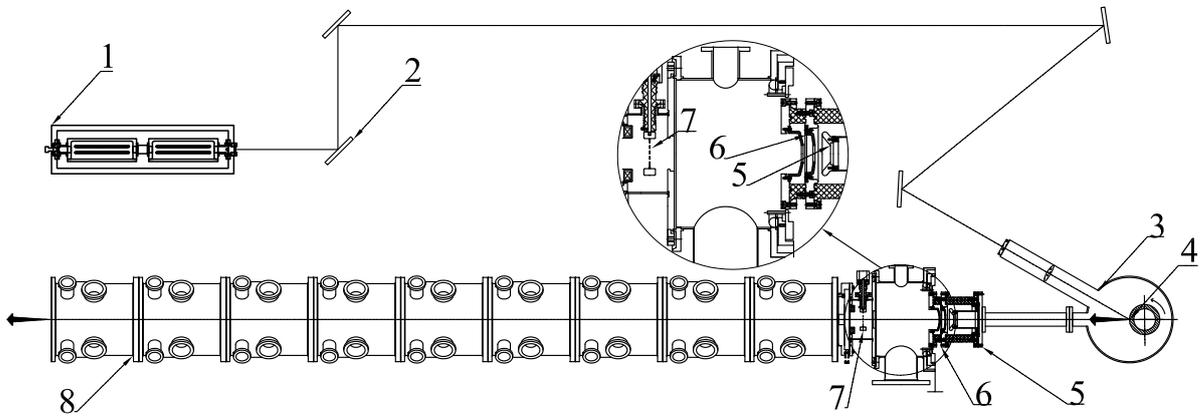


Рисунок 3.28 — Схема установки И-4

1 – лазер, 2 – поворотные зеркала, 3 – вакуумная камера, 4 – мишень, 5,6 – электроды системы извлечения, 7 – электростатическая сеточная линза, 8 – ускоряющая структура ПОКФ.

$z/A \geq 1/3$, входная энергия 0.02 МэВ/н, выходная 1.6 МэВ/н, максимальный ток инжекции 100 мА, аксептанс 270 мм·мрад.

В такой конфигурации был проведен опыт ускорения пучка лазерного источника ионов в линейном ускорителе И-4. Измеренный эмиттанс после фокусирующей линзы по оси x составил 560 мм·мрад, по оси y – 520 мм·мрад.

На рисунке 3.29 представлены токи пучка ионов на входе и выходе ускорите-

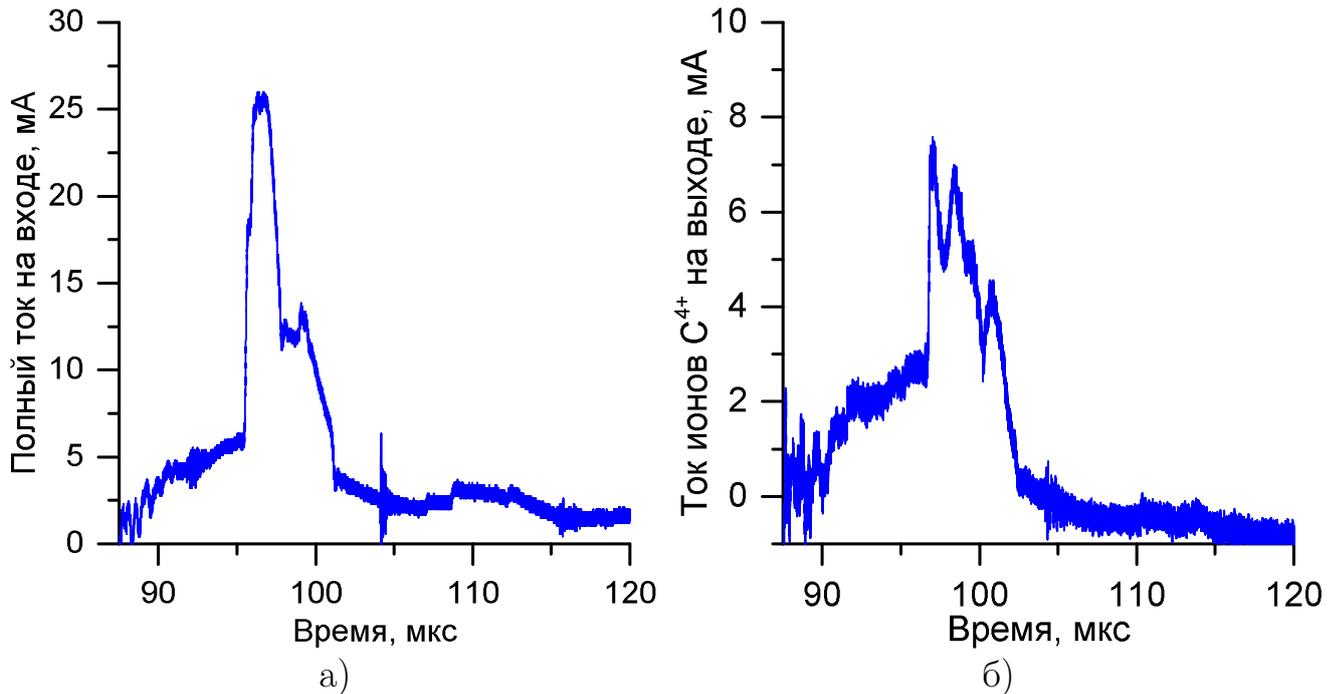


Рисунок 3.29 — Временная форма полного тока пучка ионов на входе (а) и тока C^{4+} выходе (б) ускорителя

ля, амплитудные значения составляют 25 мА и 7.8 мА соответственно. Потери вызваны превышением эмиттанса пучка источника на входе в ускоритель и процентным содержанием захватываемых ионов C^{4+} и разбросом их по энергии.

В таблице 4 приведено сравнение параметров пучка, полученных в расчете и измеренных в эксперименте.

Таблица 4 — Сравнение результатов расчета с измерениями

Параметр	Расчет	Измерение
Полный ток на входе, мА	14.4	25.8
ε_{Arms} на входе, мм·мрад	760	560, 520
Полный ток на выходе, мА	5.7	7.8

Различия в значениях полного тока можно объяснить тем, что берется не вся длительность пучка, а несовпадение эмиттанса – ограниченной чувствительностью сцинтиллятора.

Впервые для ускорителя И-4 было произведено ускорение пучка ионов углерода, полученного в лазерно-плазменном источнике. Разработан код, который позволяет генерировать исходные данные для программ численного моделирования Kobra3-INP и Dynamion из данных полученных в исследованиях плазмы,

образованной мощными импульсами CO_2 -лазера, с помощью времяпролетной методики. Проведенное сквозное моделирование извлечения и прохождения пучка и сравнение с экспериментом позволило выявить место в системе транспортировки пучка низкой энергии, в котором происходят существенные потери. Им является сеточная электростатическая линза. Требуется доработка этого узла, которая будет проводиться в рамках плана работ подразделения.

3.7 Применение пучка ионов углерода ускоренного в ускорителе И-3 для имплантации в полупроводники

Радиационные технологические процессы часто используются при изготовлении полупроводниковых приборов. Основной целью облучения ионами, протонами, электронами является формирование центров рекомбинации для управления временем жизни неосновных носителей заряда [77]. По сравнению с альтернативными способами формирования центров рекомбинации, таких как термодиффузия примесей золота или платины, радиационные процессы позволяют делать это в конце технологического процесса. Кроме того облучение легкими ионами позволяет локальное формирование центров рекомбинации по глубине. При облучении ионами углерода не происходит дополнительного легирования, как в случае с протонами или ионами гелия, так как он уже в существенном количестве содержится в кремнии.

Облучение кремниевых диодов произведено на установке инжектор И-3 в ИТЭФ, который представляет собой двухзазорный резонатор с напряжением 2 МВ на зазор и работающий на частоте 2.504 МГц [78]. Схема ускорителя представлена на 3.30. Он позволяет ускорять ионы с соотношением заряда к массе 0.2 – 0.5 до энергии до 4 МэВ на заряд, имеет входной аксептанс $2000 \pi \cdot \text{мм} \cdot \text{мрад}$. Поворотный магнит на 90° используется для сепарации ионов по зарядам, позволяя варьировать энергию пучка на облучаемой мишени в более широких пределах. Источник ионов по схеме облучения на рисунке 2.11 с лазерной установкой, описание которой приведено в разделе 2.1 генерирует плазму, из которой извлекается пучок. С помощью времяпролетной методики исследования плазмы и комплекса разработанных программ было найдено такое положение поверхности мишени относительно фокальной плоскости зеркального объек-

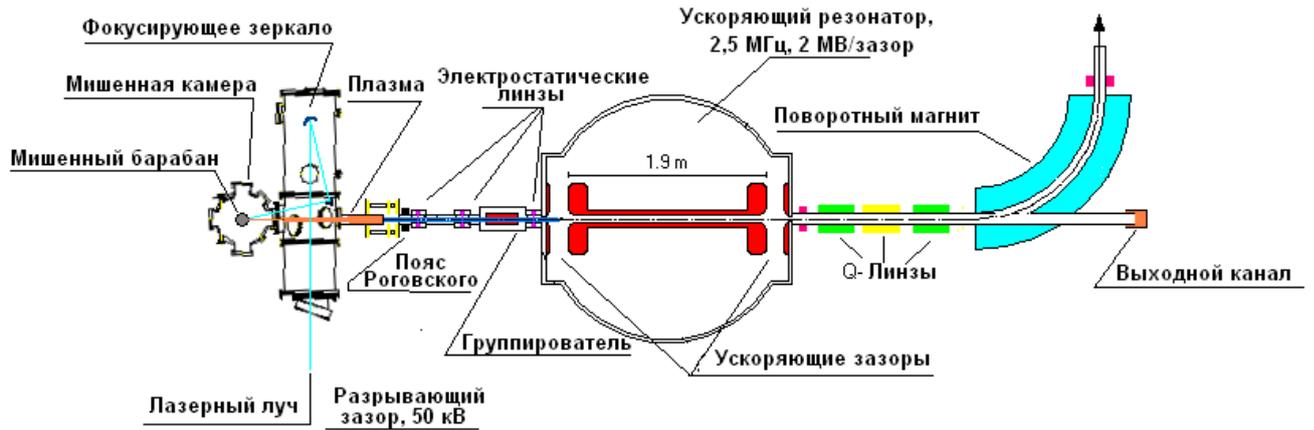


Рисунок 3.30 — Схема установки И-3

тива, в котором в генерируемой плазме по количеству извлекаемых частиц максимально представлены ионы $C^{3+} - C^{4+}$ (3.31). Эти зарядовые состояния позволяют удовлетворить требования заказчика облучения кремниевых диодов по диапазону энергии частиц. Полный ток, содержащий все зарядовые состояния, измерен на выходе из источника с помощью токового трансформатора. Его временная форма представлена на 3.32, максимальная амплитуда достигала 120 мА.

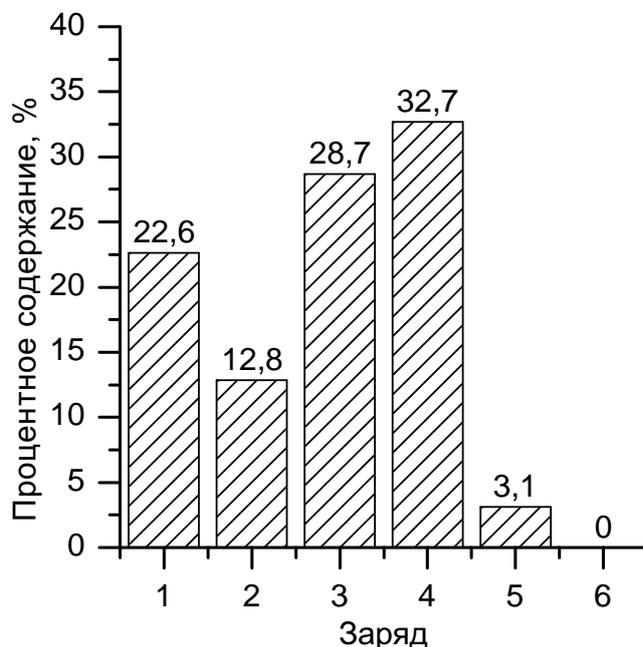


Рисунок 3.31 — Распределение ионов углерода по зарядам на выходе из источника

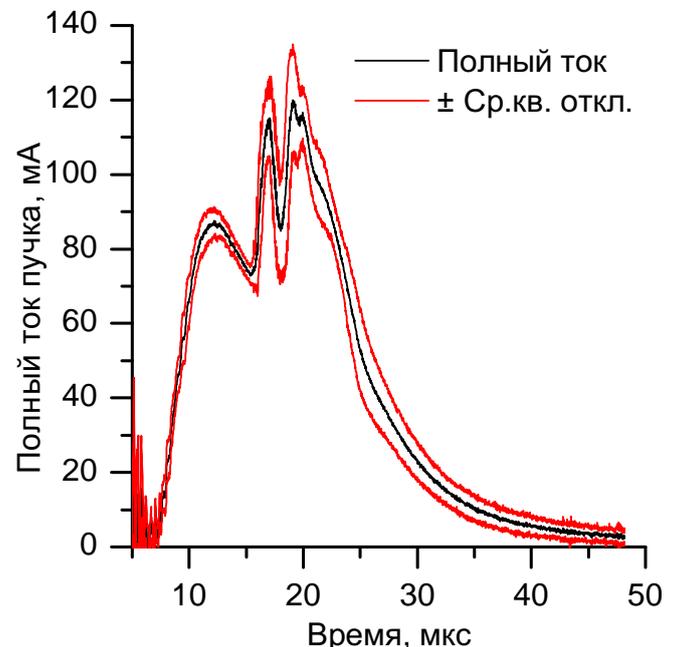


Рисунок 3.32 — Полный ток пучка на выходе из источника

Флюенс вычислен по интегралу сигнала тока пучка измеренного на сопротивлении нагрузки 50 Ом с мишени, на которой установлен образец. Интеграл

тока вычислялся в режиме реального времени, в каждом цикле работы установки. Площадь облученной области образца и мишени вычислена по фотографиям с привязкой к маркерным отверстиям 3.33. Эффективность облучения вычислена как отношение суммарной яркости в зоне облучения к общей яркости изображения профиля пучка как на 3.34.

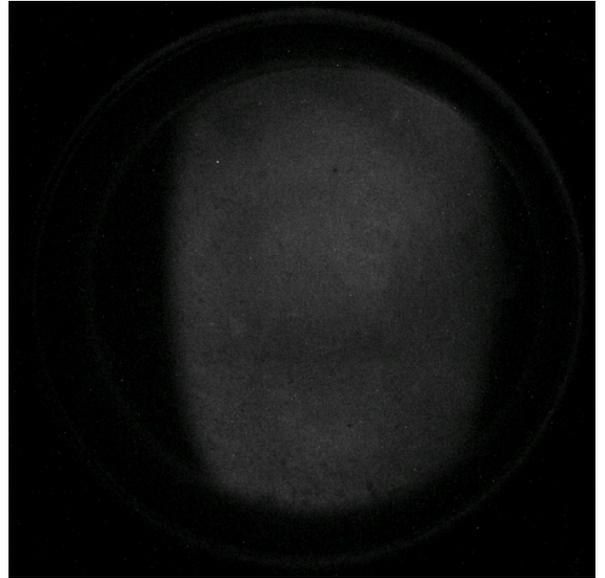
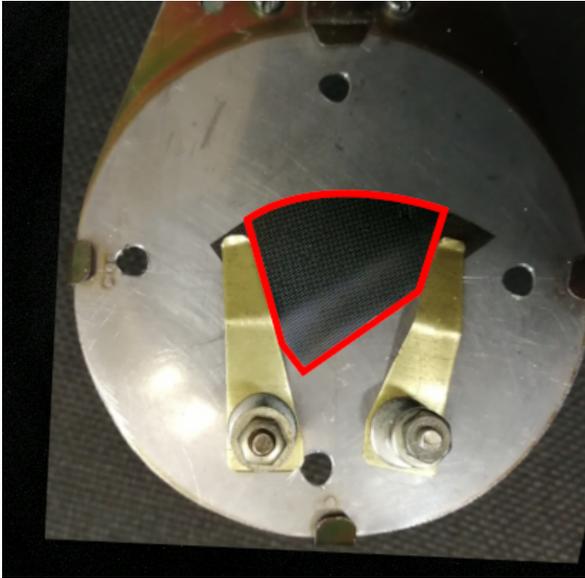


Рисунок 3.33 — Кремниевая подложка в держателе Рисунок 3.34 — Профиль пучка, падающего на мишень

Равномерность облучения вычислена как среднеквадратичное отклонение яркости профиля в рабочей области к средней яркости. Для набора флюенса $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ потребовалось 4 часа 30 минут с частотой повторения циклов работы установки 0.1 Гц. Равномерность облучения области образца не хуже 18%.

Было проведено 3 сеанса облучения кремниевых диодных структур, изготовленных по эпитаксиально-планарной технологии. Оптимальный диапазон энергии для имплантации ионов углерода 8.4 – 8.7 МэВ и флюенс $1 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ были подобраны заказчиком с использованием программного кода SRIM [79] и исходя из данных других экспериментов с различными частицами и полупроводниковыми структурами в работах [80–83]. Длительность сеансов составила от 2 до 9 часов.

После облучения все образцы переданы заказчику для последующей обработки и изучения [24]. Они подверглись быстрому отжигу при температуре 425°C в течение 15 секунд. Для определения результата облучения рассматривались три параметра диодов: t_{rr} – время обратного восстановления диода (время переключения диода с заданного прямого тока на заданное обратное напряжение от момента прохождения тока через нулевое, значение до момента, когда

обратный ток, уменьшаясь от максимального импульсного значения, достигает заданного значения обратного тока), I_R – постоянный обратный ток диода (ток утечки), U_F – прямое напряжение диода при протекании прямого тока 10 мА. Результаты представлены в таблице 5.

Таблица 5 — Параметры облученных кремниевых диодов.

Облучение ионами C^{3+}	t_{rr} , нс	I_R , нА	U_F , V (при $I_F = 10$ мА)
До облучения	~ 100	< 1	0.81
8.4 МэВ, $F = 1 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$	18 ± 2	3.3 ± 0.3	0.78
8.4 МэВ, $F = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$	2.7 ± 0.2	4.5 ± 0.4	0.75
8.7 МэВ, $F = 2 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$	4.9 ± 0.3	1.0 ± 0.1	0.76

Наилучшим считается сочетание трех указанных параметров, когда достигается наименьшее значение t_{rr} при минимальном росте I_R . При этом сопутствующее снижение U_F за счет роста рекомбинационной составляющей прямого тока также является положительным эффектом. В данном случае наилучшее сочетание параметров достигается в режиме 3. Такое сочетание позволяет обеспечить необходимые частотные и импульсные характеристики диода.

Кремниевые подложки используемые в полупроводниковой промышленности имеют большой диаметр (до 300 – 350 мм), поэтому возможность создания сильноточных пучков в лазерно-плазменном источнике ионов для достижения необходимого флюенса за время до нескольких сотен секунд актуальна при внедрении облучения ионами углерода в технологический процесс. Получаемые на установке И-3 данные имеют ценность при разработке требований и рекомендаций при проектировании источника ионов и ускорителя для решения задач полупроводниковой промышленности.

3.8 Применение разработанных методик в создании лазерно-плазменного источника ионов для проекта МЦКИ

С 2019 года в НИЦ «Курчатовский институт» ведется разработка лазерно-плазменного источника тяжелых ионов для ускорительного комплекса, который

строится в РФЯЦ-ВНИИЭФ в рамках проекта Межведомственного центра комплексных испытаний (МЦКИ) [53; 54; 84]. Комплекс создается для проведения исследований и испытаний электронной компонентной базы на стойкость к воздействию ионизирующих излучений космического пространства и сопутствующих им эффектов. Выбор лазерного источника обусловлен некоторыми его особенностями: на исследуемые образцы должны воздействовать пучки ионов различных химических элементов вплоть до Bi , причем требуется оперативная смена иона. Для генерации плазмы разработана лазерная система «Фокус» [85] представляющая собой глубокую модернизацию опытного образца, разработанного ранее [86] и направленную на повышение выходной пиковой мощности лазерного излучения при неизменной энергетике накачки лазера, а также на устранение конструктивных недостатков для увеличения надёжности и ресурса работы ионного источника. Основное развитие получила схема формирования короткого импульса в многопроходовом широкоапертурном усилителе: реализация идеи использования секционированной резонансно-поглощающей ячейки для модификации фронта импульса задающего генератора позволила сформировать выходной импульс длительностью 13.9 ± 1.7 нс, что заметно меньше, чем в прототипе при том же уровне накачки усилительного модуля; оптимизация геометрии усиления лазерного пучка при прохождении усилительной среды позволила увеличить экстрагируемую энергию. В конечном итоге это позволило повысить пиковую мощность импульса на выходе до более чем 6 ГВт.

3.8.1 Контроль длины резонатора в задающем генераторе лазерной системы «Фокус»

Лазерная система «Фокус» работает по схеме задающий генератор – усилитель. От задающего генератора требуется получать лазерный импульс со стабильно повторяемой формой импульса, для чего требуется выделение одной продольной моды колебаний. Он представляет собой импульсный CO_2 -лазер [87], построенный по гибридной схеме, в котором используется два модуля с газовой смесью высокого (атмосферного) и низкого (единицы Торр) давления. В качестве модуля низкого давления используется трубка низкого давления (ТНД) с тлеющим разрядом, генерирующая узкую спектральную линию из-

лучения с доплеровским уширением. При давлении в ТНД порядка единиц торр ширина контура линии усиления молекулы CO_2 оценивается как 150 МГц. Частотный интервал между продольными модами резонатора ЗГ составляет $c/2l \approx 68$ МГц. В таких условиях становится возможным возбудить генерацию на единственной частоте, совпадающей с центром спектральной линии молекулы CO_2 , если ТНД включается с опережением по отношению к запуску атмосферного модуля.

Таким образом цикл работы лазерной системы источника начинается с запуска трубки низкого давления (ТНД). При давлении смеси в ТНД 4 Торр генерация в трубке не происходит, но резонатор задающего генератора наполняется шумовыми фотонами находящимися преимущественно в продольной моде, ближайшей к центру контура линии усиления ТНД. Они обеспечивают ей победу в конкуренции между модами, попадающими в контур линии усиления молекулы CO_2 для атмосферного модуля, ширина которой $\approx 4 - 5$ ГГц. Так происходит селекция продольной моды, в результате чего форма импульса становится гладкой и максимально воспроизводимой от импульса к импульсу. Однако случайные изменения длины резонатора могут привести к симметричному расположению двух мод в контуре линии молекулы CO_2 в ТНД и генерации на двух частотах. В результате происходит интерференция этих мод, что проявляется на форме импульса в виде модуляции с частотой биений этих мод. На рисунке 3.35 изображены временные формы импульса задающего генератора и усиленного импульса лазерной системы для такого случая. Для распознавания и устранения такой ситуации реализована система подстройки длины резонатора, которая возвращает одномодовый характер генерации. Кроме того она позволяет детектировать неправильную работу ТНД или отсутствие срабатывания в нужный момент времени.

В системе подстройки длины резонатора используется дистанционно управляемый пьезотранслятор, на котором установлено заднее зеркало. Форма импульса контролируется с помощью фотодетектора VIGO PEM-10.6 и цифрового осциллографа Tektronix TDS220 с полосой усиления 100 МГц и частотой дискретизации 1 ГГц, сигнал с которого передается на персональный компьютер со специально разработанной программой для анализа формы импульса. Для устранения помех от лазерной системы фотодетектор и сигнальный кабель тщательно экранированы и расположены на расстоянии ≈ 20 м от лазерной установки, а осциллограф и компьютер с управляющей программой питаются

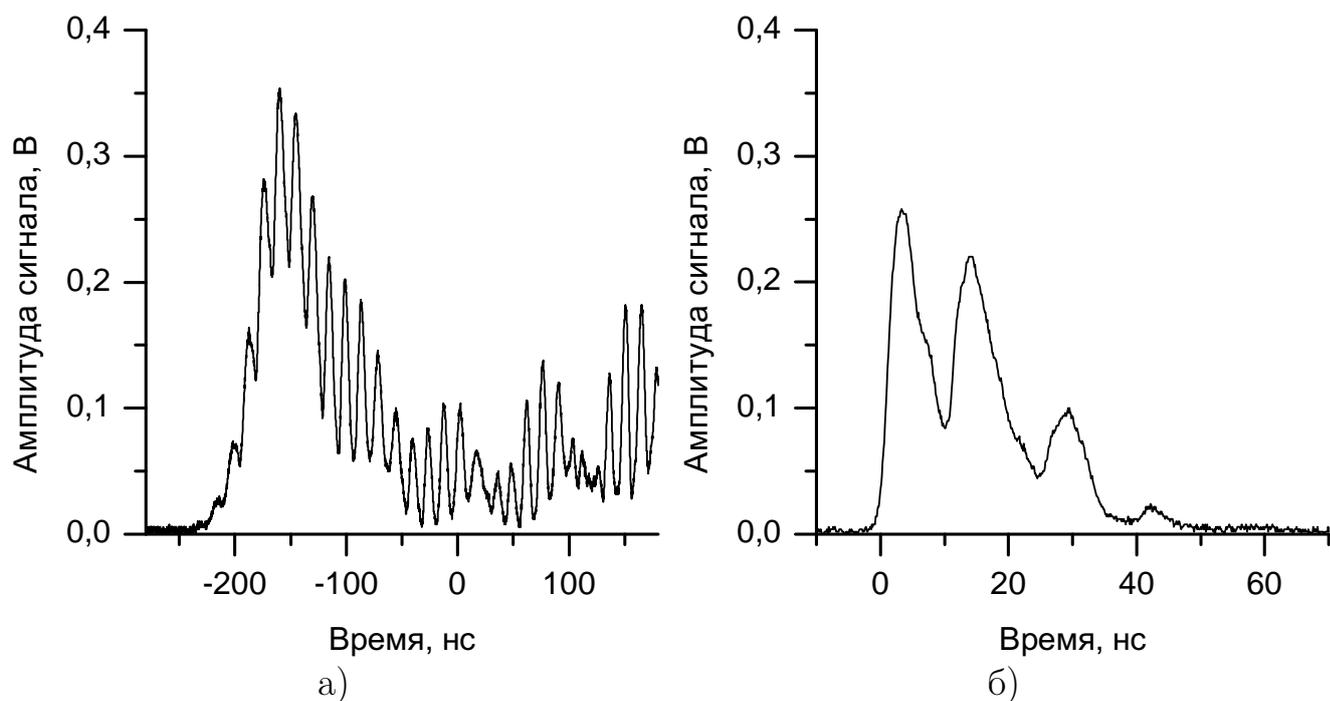


Рисунок 3.35 — Временные формы импульса модулированного задающего генератора (а) и соответствующего усиленного импульса лазерной системы (б)

от другого ввода электроэнергии, не связанного с лазерной установкой. Программная обработка сигнала заключается в нахождении сглаженной формы импульса с помощью прямого и обратного преобразования Фурье, после чего максимальная амплитуда сглаженного импульса приравнивается к единице, а оригинальный измеренный сигнал умножается на полученный коэффициент. После этих действий в качестве величины характеризующей степень модулированности принимается максимальное отклонение оригинального импульса от сглаженного, в интервале когда амплитуда сглаженного больше 0.5. Во время работы эта характеристика вычисляется для каждого импульса и рассчитывается скользящее среднее по нескольким импульсам. На рисунке 3.36 представлен интерфейс компьютерной программы управления системой подстройки длины резонатора.

Работа такой системы требует некоторого конечного промежутка времени «собственной» температурной стабильности, за который необходимо провести анализ формы импульса задающего генератора с достаточной статистикой, сделать вывод о необходимости перемещения зеркала резонатора. Разработанный алгоритм подстройки длины резонатора позволяет поддерживать минимальную степень модулированности импульса излучения, вызываемую появлением второй моды и соответствующей интерференцией продольных мод, если в процессе

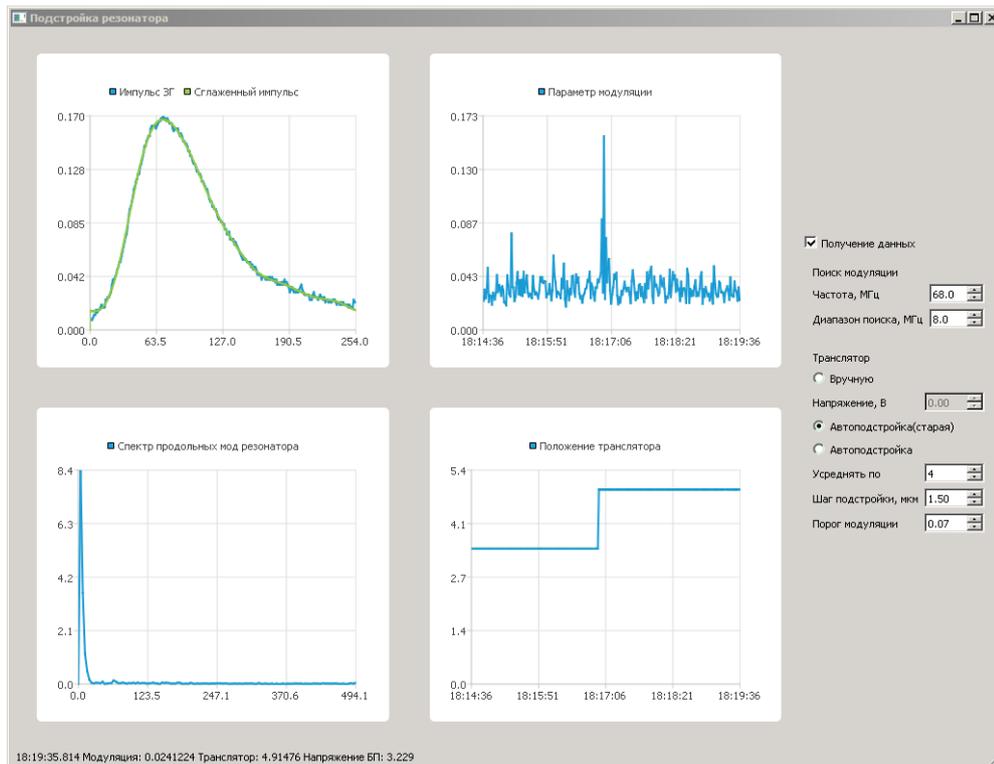


Рисунок 3.36 — Графический интерфейс программы управления системой подстройки длины резонатора

работы длина резонатора не успеет измениться на протяжении времени набора статистики. Лазерная система находится в помещении без стабилизации температуры. Детали испытывают тепловое расширение, которое изменяет длину резонатора, и подстройка требовалась уже менее чем через 7-10 минут, чего не хватает для корректной работы алгоритма. Рисунок 3.37 получен с отключенной системой подстройки и демонстрирует влияние теплового расширения на степень модуляции импульса задающего генератора. Можно выделить характерный период 10–12 минут, из которого примерно 5 минут импульс имеет одномодовый характер генерации.

Для увеличения этого времени была разработана, изготовлена и установлена конструкция рамы резонатора задающего генератора на основе инваровых стержней, обеспечивающих необходимую для работы системы подстройки температурную стабильность длины резонатора. Реализованный алгоритм проверен тестами длиной в несколько часов, показана стабильность характеристик импульса задающего генератора. На рисунке 3.38 представлены результаты теста длительностью более 4 часов. В результате работы системы подстройки удается получить не менее 98% гладких импульсов на выходе усилителя.

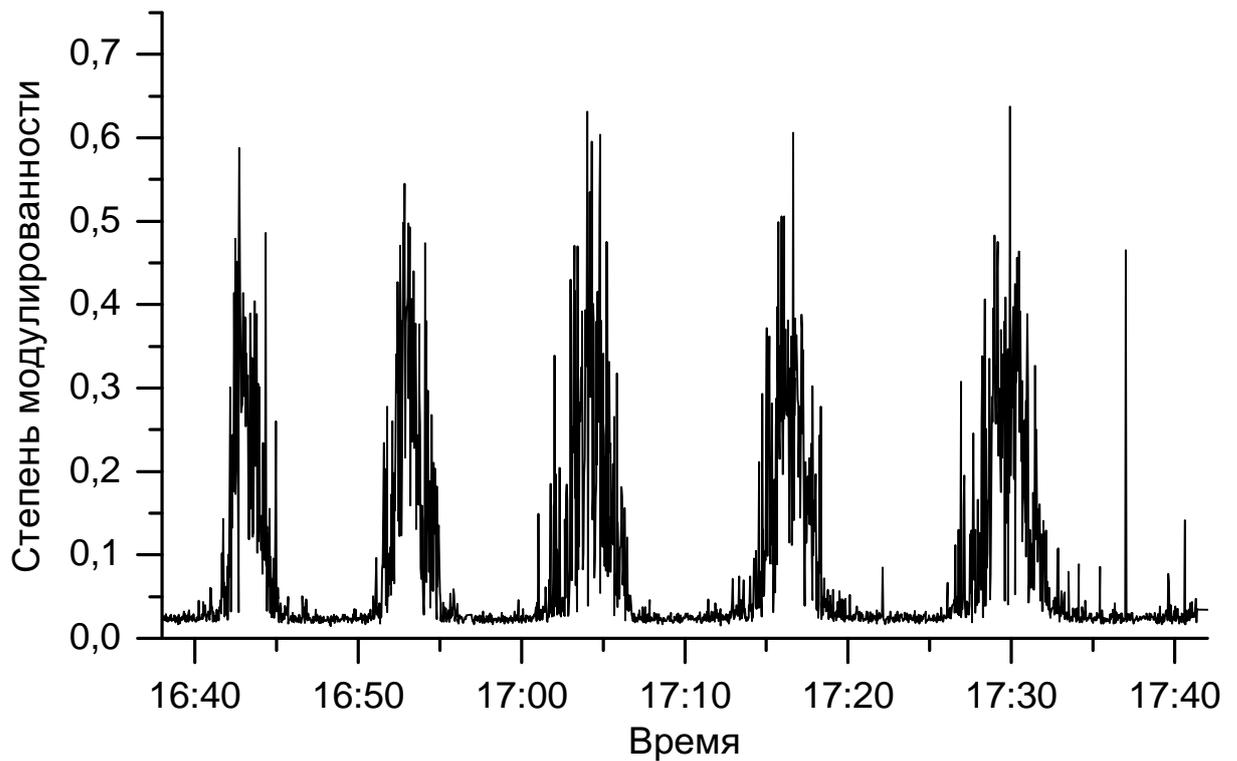


Рисунок 3.37 — Изменение степени модулированности импульса задающего во время работы с отключенной системой подстройки длины резонатора

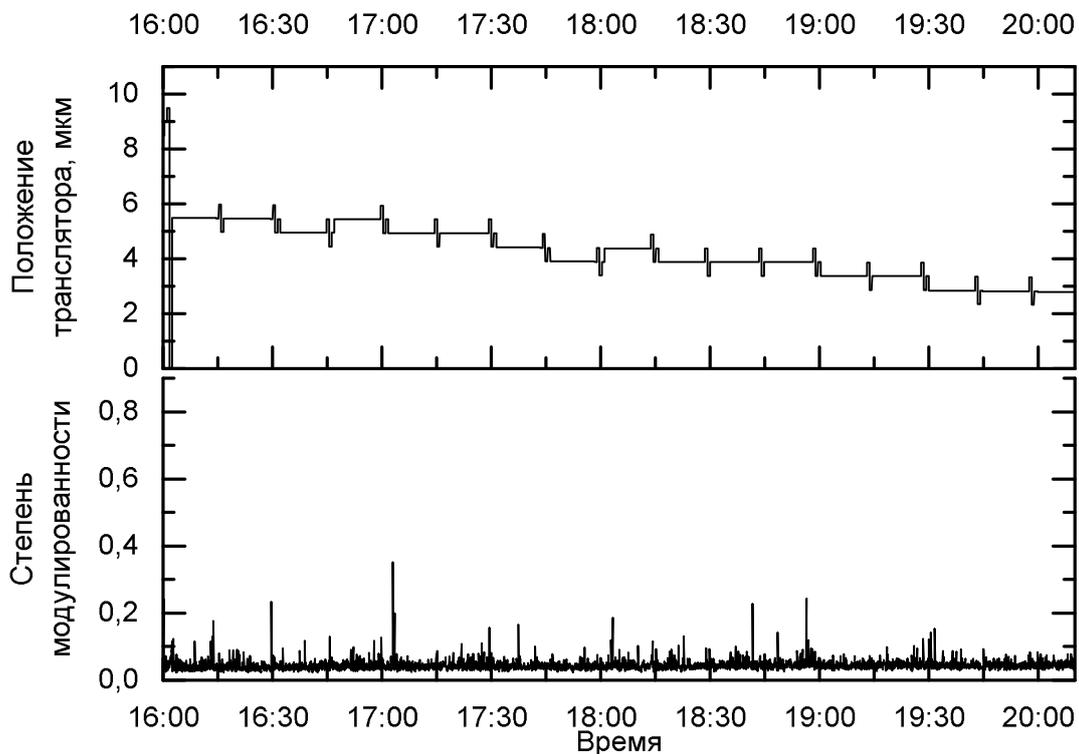


Рисунок 3.38 — Изменение степени модулированности импульса задающего во время работы с температурно стабилизированной рамой и включенной системой подстройки длины резонатора

Работа по обеспечению воспроизводимости импульса задающего генератора позволила исследовать воспроизводимость импульса лазерной системы «Фокус» в целом.

3.8.2 Измерение характеристик лазерного импульса системы «Фокус»

Характеристики лазерного импульса измерены аналогично методике, описанной в 2.2. Отличие заключается лишь в том, что не требуется производить сглаживание сигнала по пиковой структуре. Форма импульса на выходе лазерной системы регистрировалась фотоприемником на основе photon-drag эффекта в кристалле германия с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO5104 с полосой пропускания 1 ГГц и частотой дискретизации 10 ГГц, установленного в луче, отражённом от входного окна мишенной камеры. Измеряемый сигнал калибруется по мощности излучения путём предварительного измерения энергии импульса термопарным детектором ПИП-100МК. Временное разрешение методики не хуже 0.5 нс.

На рисунке 3.39 представлена типичная временная форма импульса излучения на выходе лазерной системы «Фокус».

На рисунке 3.40 приведены результаты статистической обработки данных лазерного импульса на выходе усилителя: полной энергии (а), длительности по полувысоте (б) и пиковой мощности (в), средние значения которых составили, соответственно, 105 ± 6 Дж, 14 ± 2 нс, 6.2 ± 0.5 ГВт.

3.8.3 Исследования плазмы, сгенерированной импульсами лазерной системы «Фокус»

В рамках разработки источника проведены исследования плазмы висмута при мощности излучения 1 ГВт, уменьшенной от номинального значения путем установки диафрагмы перед входным окном вакуумной камеры источника. Диаметр кружка фокусировки оценивается в 120 мкм.

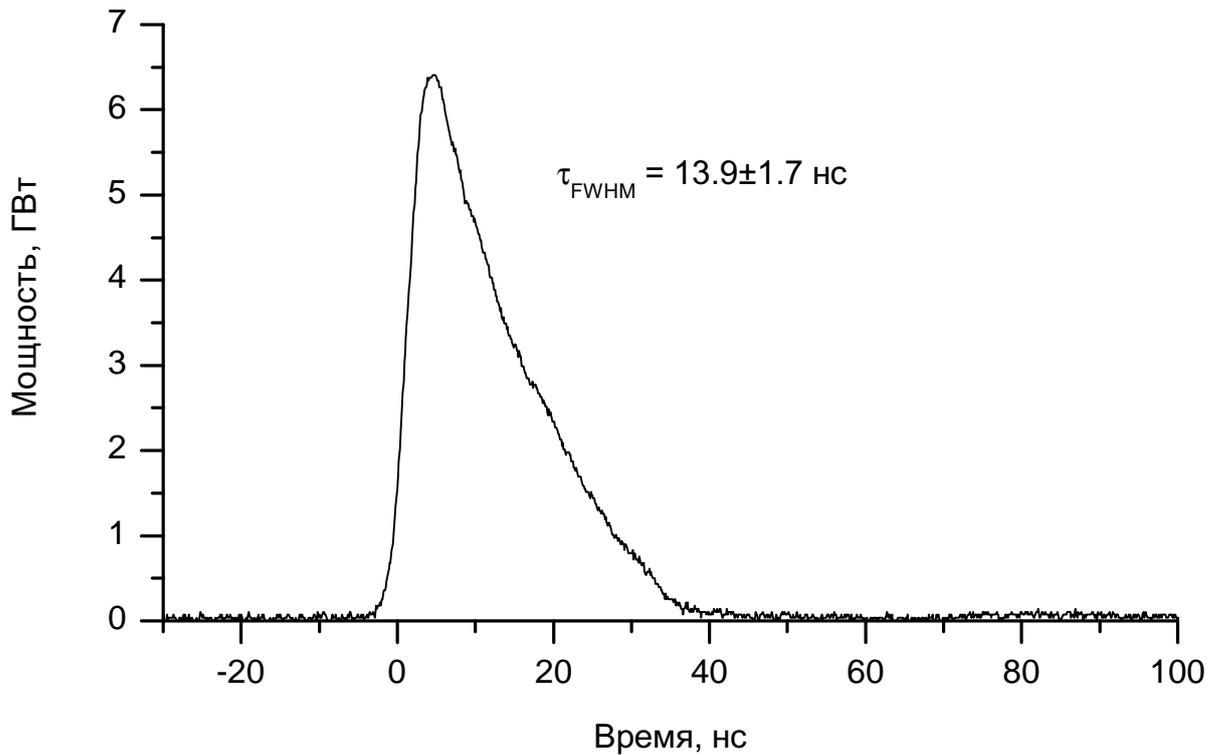


Рисунок 3.39 — Типичная форма импульса лазерной системы «Фокус»

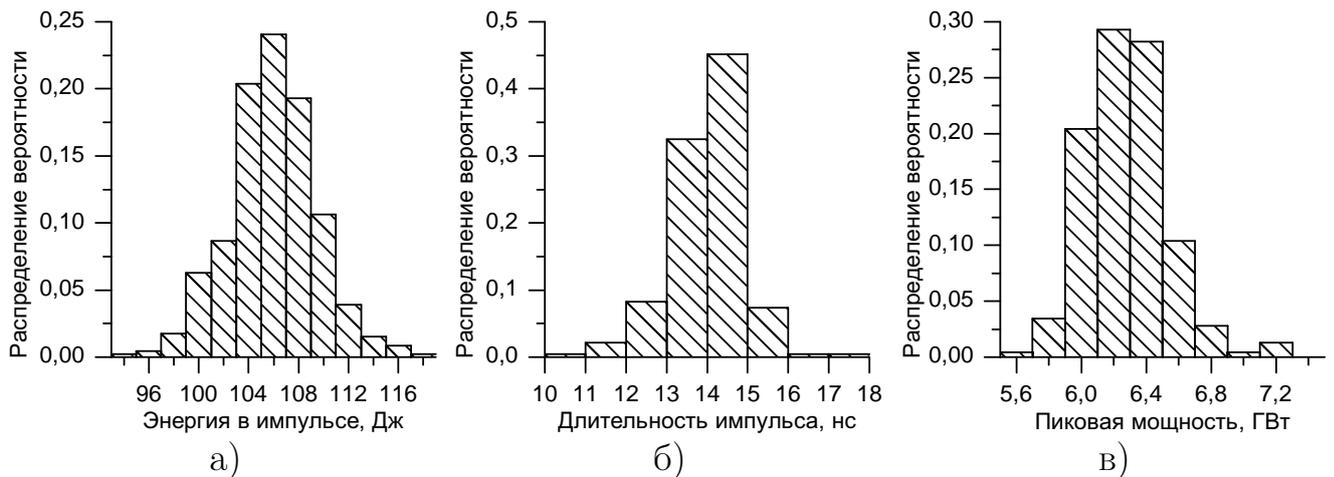


Рисунок 3.40 — Данные статистической обработки характеристик лазерного импульса на выходе системы «Фокус» по тесту длительностью 2 ч и частотой повторения 1/16 Гц.

Для исследования плазмы были применены разработанные методики и программное обеспечение, которое показало возможность обработки сигналов, содержащих большое количество зарядовых состояний, и благодаря разрешению анализатора позволяет идентифицировать многозарядные ионы. Пример сигнала энергоанализатора для ионов висмута с их идентификацией представлен на рисунке 3.41.

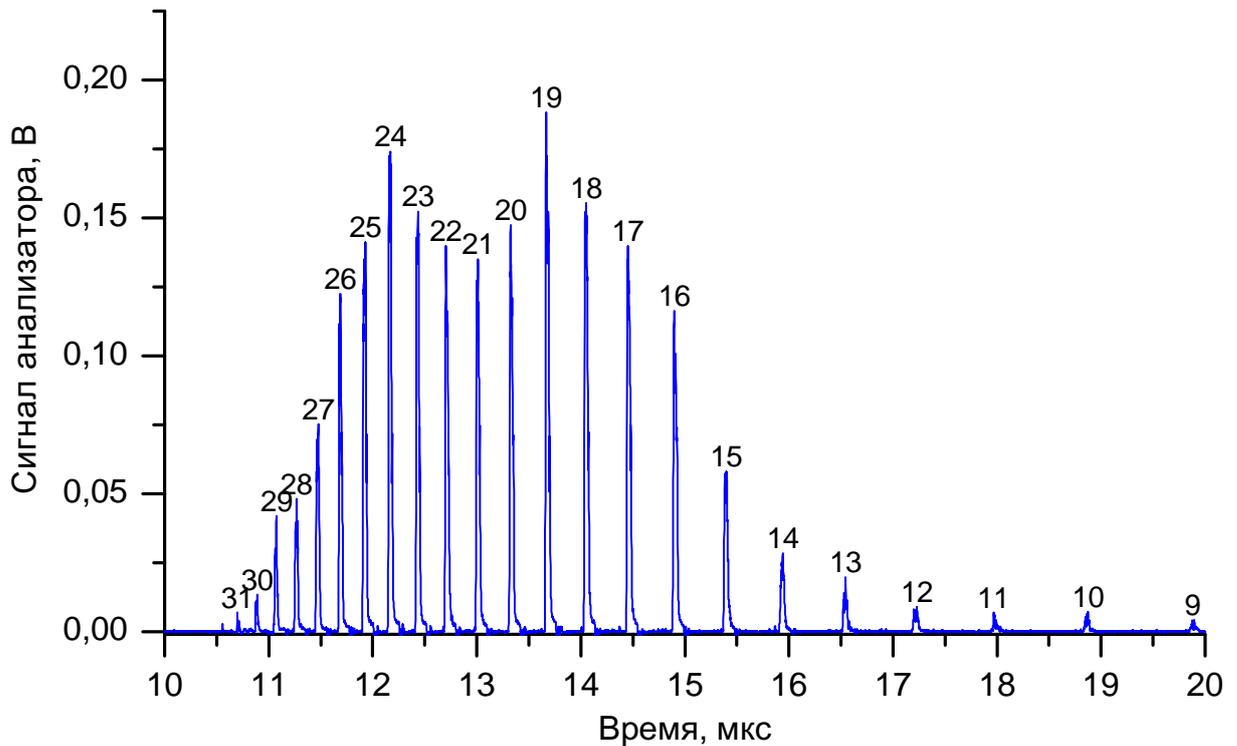


Рисунок 3.41 — Сигнал энергоанализатора для ионов висмута с энергией настройки $E = 4.0z$ кэВ. Числа над пиками соответствуют заряду иона.

Ниже приведены характеристики ионов Bi полученные в описанных выше условиях облучения и экстракции.

Важнейшими параметрами ионов, захватываемыми в ускорение, являются энергия на нуклон и ее допустимый разброс, а также отношение заряда к массе, которые определяются в расчетах при разработке ускорителя. Энергия иона, попадающего на вход линейного ускорителя, складывается из начальной энергии разлёта ионов и энергии, приобретаемой в системе извлечения пучка. По техническому заданию интересует часть пучка длительностью 5 мкс в которой максимально присутствует Bi^{27+} и более многозарядные ионы. На рисунках 3.42, 3.43, 3.44 представлены плотности тока многозарядных ионов висмута, их содержание в интервале 3 – 8 мкс и распределение по энергиям.

Как видно из 3.44 энергия разлёта основной массы ионов находится в интервале 70–250 кэВ. Таким образом, используя распределения можно рассчитать под каким потенциалом должен находиться первый экстракционный электрод. Те же данные представлены в виде плотности парциальных токов на 3.42. Их интегрирование в интервале 3 – 8 мкс с учетом заряда дает количество частиц на единицу площади отверстия, из которого извлекается пучок (рисунок 3.43).

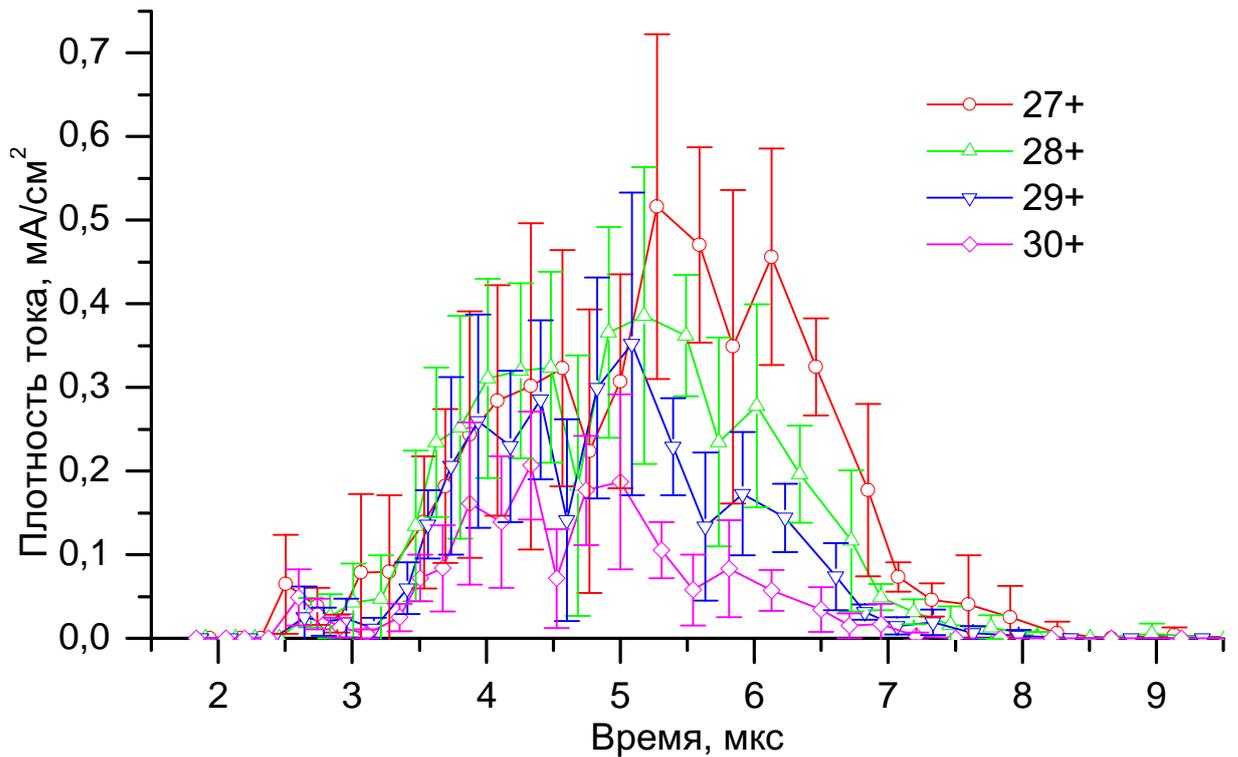


Рисунок 3.42 — Парциальные токи многозарядной части ионов висмута

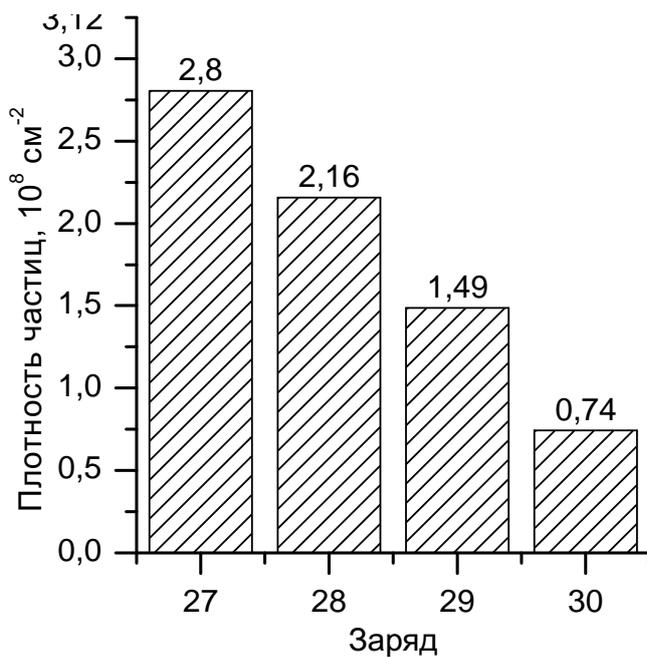


Рисунок 3.43 — Распределение ионов висмута по зарядам в интервале 3 – 8 мкс

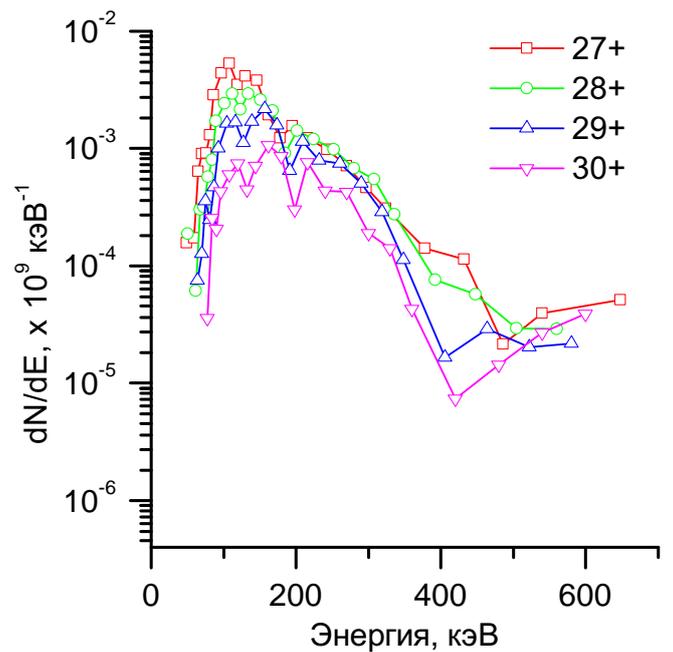


Рисунок 3.44 — Распределение многозарядной части ионов висмута по энергии

Полученные результаты по характеристикам генерируемых ионов в лазерно-плазменном источнике на основе лазерной системы «Фокус» позволят провести необходимые расчеты параметров согласующих систем линейного ускорителя разрабатываемого инжектора частиц.

Заключение

Диссертационная работа посвящена созданию лазерно-плазменного источника многозарядных ионов импульсно-периодического действия для линейного ускорителя. Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Проведенная модернизация электрической схемы питания разряда и синхронизации модулей позволила выполнить оптимизацию состава смеси $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$, уровня электрического вклада в разряд для импульсно-периодического CO_2 -лазера в режиме свободной генерации. В результате достигнута максимальная удельная мощность снимаемая с активной среды в 190 МВт/л, что является рекордным известным из литературы значением для данного типа лазеров. Низкий среднеквадратический разброс значений усредненной выходной мощности при длительной эксплуатации свидетельствует о хорошо воспроизводимых условиях накачки среды и стабильных выходных характеристиках. Реализована методика измерения плотности мощности лазерного излучения в фокальной плоскости объектива с использованием пироэлектрической камеры, обладающей большим динамическим диапазоном, что обеспечивает максимальную точность измерений.
2. Для исследования генерируемой плазмы применена запатентованная времяпролетная методика с задействованием электростатического энергоанализатора. Было разработано программное обеспечение для обработки данных, получаемых с помощью этой методики, которое учитывает измерение полного тока пучка. Применение усовершенствованной времяпролетной методики и программное обеспечение позволило вычислить времена вылета ионов из плазменного сгустка на масштабе лазерного импульса. Измерены характеристики плазмы ионов углерода и вольфрама, создаваемой импульсами с пиковой плотностью мощности до $7 \cdot 10^{11} \text{Вт/см}^2$. Были найдены условия облучения мишени, при которых генерируется наибольшая плотность тока ионов C^{4+} , необходимых для ускорения в ускорителе-инжекторе И-4. В результате был создан источник ионов углерода и вольфрама.
3. Для исследования пространственных характеристик извлеченного пучка применена методика pepper-pot. Разработана программа обработки

- изображений для вычисления эмиттанса и построения эллипса. Особенностью реализации методики “pepper-pot” является то, что для нахождения координат отверстий в маске использовано излучение плазмы. Обнаружен эффект расплывания, что приводит к некоторому завышению значений эмиттанса пучка. Корректировка данных возможна при использовании камеры с более высоким пространственным разрешением и предварительным нахождением функции рассеяния.
4. Создан и опробован в экспериментах комплекс измерительных методик и программного обеспечения обработки данных для характеристики пучка лазерно-плазменного источника ионов, что дает возможность генерировать исходные данные для программ численного моделирования пучков заряженных частиц.
 5. В измерениях с времяпролетной методикой наблюдались и измерены потери многозарядных ионов вызываемые внесением сетки системы извлечения пучка. Это дало рекомендации для конструирования, а именно было показано, что при генерации многозарядных ионов из лазерной плазмы введение в конструкцию системы экстракции сетки на высоковольтном электроде может приводить к потерям головной, наиболее многозарядной и энергичной компоненты пучка. Эффект усиливается с ростом массы ионов, их заряда и энергии разлета. В указанных условиях прямые потери для легких ионов углерода практически несущественны, однако фазовый объем пучка при введении сеток с малым периодом проволочек заметно увеличивается. Для ионов вольфрама высокозарядная группа ионов с наибольшей энергией в значительной степени исчезает из полного тока. Значительное снижение нежелательного влияния металлической сетки в системе экстракции может быть достигнуто при оптимизации геометрических параметров сетки, в первую очередь, за счет увеличения периода расположения проволочек, образующих сетку. При повышении плотности потока излучения на мишени и соответственно увеличении энергии ионов и плотности потока плазмы потери в высокозарядной группе ионов будут возрастать, что необходимо принимать во внимание при разработке источников многозарядных тяжелых ионов.
 6. На основе измеренных характеристик пучка было проведено численное моделирование его транспортировки и ускорения с помощью кодов

Kobra3-INP и Dynamion. Впервые на ускорителе И-4 был ускорен пучок ионов углерода, полученный из лазерно-плазменного источника.

7. Выполненные исследования позволили успешно применить лазерно-плазменный источник ионов в прикладных задачах. На установке И-3 были проведены длительные сеансы облучения образцов кремниевых диодов для имплантации ионов углерода в полупроводник, которые показали улучшение частотных и импульсных характеристик диодов за счет формирования центров рекомбинации для управления временем жизни неосновных носителей заряда.
8. Разработанная времяпролетная методика успешно применена при разработке лазерно-плазменного источника ионов для ускорительного комплекса МЦКИ. Исследована плазма ионов висмута при мощности лазерного излучения ≈ 1 ГВт и длительности его импульса на высоте 14 ± 2 нс. Содержание ионов в интервале длительностью 5 мкс Bi^{27+} оценивается сверху как $2.8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ за один импульс.

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность научному руководителю Сатову Ю.А. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Хочу поблагодарить начальника установки ионного ускорителя И-4 Шумшурова А.В. за организацию работы, сотрудников установки ионного ускорителя И-4 Балабаева А.Н., Васильева А.А., Хрисанова И.А. за помощь в проведении экспериментальных исследований. Автор выражает благодарность Кулевому Т.В., Рудскому И.В., Кропачеву Г.Н. за ценные замечания при подготовке диссертационной работы. Также хочу поблагодарить сотрудников ускорительного центра ККТЭФ за участие в обсуждении результатов.

Словарь терминов

ГИН : Генератор импульсного напряжения

ПОКФ : Пространственно однородная квадрупольная фокусировка. В англоязычной литературе используется сокращение **RFQ** – radio frequency quadrupole.

ТЕА : transversely excited atmospheric

Список литературы

1. *Фортвов, В. Е.* Интенсивные ионные пучки для генерации экстремальных состояний вещества [Текст] / В. Е. Фортвов, Д. Хоффманн, Б. Ю. Шарков // Успехи физических наук. — 2008. — Т. 178, № 2. — С. 113—138.
2. High-energy-density physics experiments with intense heavy ion beams [Текст] / D. Varentsov [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2007. — Т. 577, № 1/2. — С. 262—266.
3. The CERN Large Hadron Collider as a Tool to Study High-Energy Density Matter [Текст] / N. A. Tahir [и др.] // Physical Review Letters. — 2005. — Т. 94, № 13.
4. Laboratory planetary science studies using intense heavy ion beams at FAIR: The HEDgeHOV collaboration [Текст] / N. Tahir [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Т. 606, № 1/2. — С. 177—185.
5. *Nelson, R.* The use of ion accelerators to simulate fast neutron-induced voidage in metals [Текст] / R. Nelson, D. Mazey, J. Hudson // Journal of Nuclear Materials. — 1970. — Т. 37, № 1. — С. 1—12.
6. *Рогожкин, С.* Влияние облучения тяжелыми ионами на наноструктуру перспективных материалов ядерных энергетических установок [Текст] / С. Рогожкин [и др.] // Физика металлов и металловедение. — 2012. — Т. 113, № 2. — С. 212.
7. Simulation Experiment on Study in the Radiation Resistance of Advanced Ferrite-Martensite Steel Hardened by Disperse Inclusions [Текст] / S. V. Rogozhkin [и др.] // Atomic Energy. — 2013. — Т. 114, № 1. — С. 14—20.
8. Emulation of reactor irradiation damage using ion beams [Текст] / G. Was [и др.] // Scripta Materialia. — 2014. — Т. 88. — С. 33—36.

9. Экспериментальный метод прямого определения характеристик стойкости к одиночным радиационным эффектам с использованием ускорительного комплекса [Текст] / В. Анашин [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. — 2007. — № 3/4. — С. 131—134.
10. Single-event effects ground testing and on-orbit rate prediction methods: the past, present, and future [Текст] / R. Reed [и др.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2003. — Т. 50, № 3. — С. 622—634.
11. *Current, M. I.* Ion implantation for fabrication of semiconductor devices and materials [Текст] / M. I. Current // Industrial Accelerators and Their Applications / под ред. R. W. Hamm, M. E. Hamm. — World Scientific Publishing, 2012. — С. 9—56.
12. *Rackwitz, T.* Clinical applications of proton and carbon ion therapy [Текст] / T. Rackwitz, J. Debus // Seminars in Oncology. — 2019. — Т. 46, № 3. — С. 226—232.
13. New Accelerator Facility for Carbon-Ion Cancer-Therapy [Текст] / K. Noda [и др.] // Journal of Radiation Research. — 2007. — Т. 48, Suppl.A. — А43—А54.
14. *Kawata, S.* Review of heavy-ion inertial fusion physics [Текст] / S. Kawata, T. Karino, A. I. Ogoyski // Matter and Radiation at Extremes. — 2016. — Т. 1, № 2. — С. 89—113.
15. High Intensity heavy ion Accelerator Facility (HIAF) in China [Текст] / J. Yang [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2013. — Т. 317. — С. 263—265.
16. NDCX-II target experiments and simulations [Текст] / J. Barnard [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Т. 733. — С. 45—50.
17. Studies on heavy ion fusion and high energy density physics in Japan [Текст] / S. Kawata [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2007. — Т. 577, № 1/2. — С. 21—29.

18. Инжектор многозарядных ионов [Текст] : 324938 / Ю. А. Быковский [и др.]. — Заявл. 1969.
19. *Звелто, О.* Принципы лазеров [Текст] / О. Звелто ; под ред. Т. Шмаонов. — М. : Лань, 2008.
20. Характеристики импульсно-периодического CO₂-лазера для приложений в области лазерной плазмы [Текст] / Ю. А. Сатов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2016. — № 3. — С. 83—90.
21. Развитие техники времяпролетных измерений в плазме, создаваемой CO₂-лазером [Текст] / Ю. А. Сатов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2017. — № 4. — С. 108—114.
22. Измерение эмиттанса методом реппер-pot на лазерно-плазменном источнике ионов для ускорителя И-4 [Текст] / А. А. Лосев [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. — 2021. — Т. 12, № 2. — С. 124—128.
23. Влияние металлических сеток на характеристики ионного пучка в лазерно-плазменном источнике [Текст] / Ю. А. Сатов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2022. — № 1. — С. 82—91.
24. Point defect creation by proton and carbon irradiation of $\alpha - Ga_2O_3$ [Текст] / A. Y. Polyakov [и др.] // Journal of Applied Physics. — 2022. — Т. 132, № 3. — С. 035701.
25. Численное моделирование системы извлечения пучка и сеточной электростатической линзы для линейного ускорителя И-4 [Текст] / А. А. Лосев [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. — 2024. — Т. 15, № 3. — С. 254—258.
26. *Peacock, N. J.* Sources of highly stripped ions [Текст] / N. J. Peacock, R. S. Pease // Journal of Physics D: Applied Physics. — 1969. — Т. 2, № 12. — С. 1705.
27. *Bykovskii, Y. A.* Mass spectrometer study of laser plasma [Текст] / Y. A. Bykovskii [и др.] // Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1971. — Т. 33, № 4. — С. 706—712.
28. Пространственная структура разлета лазерной плазмы, состоящей из ионов и ядер алюминия [Текст] / Ю. А. Быковский [и др.] // Квантовая электроника. — 1974. — Т. 1, № 3. — С. 709—711.

29. *Tonon, G. F.* Laser Sources for Multiply-Charged Heavy Ions [Текст] / G. F. Tonon // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1972. — Т. 19, № 2. — С. 172—183.
30. Об осуществлении ускорения ионов лазерной плазмы на форинжекторе линейного ускорителя синхрофазотрона ОИЯИ [Текст] / О. Б. Ананьин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 19, вып. 1. — С. 19—23.
31. Об осуществлении ускорения ядер углерода, полученных в лазерном инжекторе, на синхрофазотроне Объединенного института ядерных исследований [Текст] / О. Б. Ананьин [и др.] // Квантовая электроника. — 1977. — Т. 4, № 7. — С. 1547—1549.
32. *Monchinsky, V. A.* Laser ion source of Synchrophasotron and Nuclotron in Dubna [Текст] / V. A. Monchinsky, I. V. Kalagin, A. I. Govorov // Laser and Particle Beams. — Cambridge, UK, 1996. — Сент. — Т. 14, № 3. — С. 439—442.
33. Upgrading the nuclotron injection facility [Текст] / A. V. Butenko [и др.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2012. — Т. 9, № 4. — С. 398—405.
34. Development of NICA Injection Complex [Текст] / A.V.Butenko [и др.] // Proceedings of IPAC2014. — 2014. — С. 2103—2105.
35. Laser ion source in injection facility of NICA project [Текст] / А. М. Bazanov [и др.] // Physica Scripta. — 2020. — Т. 95, № 5. — С. 055307.
36. Acceleration of Ta^{10+} ions produced by laser ion source in RFQ "MAXILAC" [Текст] / V. Dubenkov [и др.] // Laser and Particle Beams. — 1996. — Т. 14, № 3. — С. 385—392.
37. Acceleration of Ta^{10+} ions produced by laser ion source in RFQ "MAXILAC" [Текст] : тех. отч. / V. Dubenkov [и др.] ; GSI. — Darmstadt, 1995. — GSI Report 95—02.
38. Carbon beam acceleration using a simple injection method into an RFQ [Текст] / М. Okamura [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2002. — Т. 188, № 1. — С. 216—220.
39. Scheme for direct plasma injection into an RFQ linac [Текст] / М. Okamura [и др.] // Laser and Particle Beams. — 2002. — Т. 20, № 3. — С. 451—454.

40. Laser ion source with solenoid field [Текст] / T. Kanetsue [и др.] // Applied Physics Letters. — 2014. — Т. 105, № 19. — С. 193506.
41. Novel laser ion sources [Текст] / P. Fournier [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2000. — Т. 71, № 3. — С. 1405—1408.
42. Status of the CO₂ laser ion source at CERN [Текст] / P. Fournier [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2000. — Т. 71, № 2. — С. 924—926.
43. Laser ion source based on a 100 J/1 Hz CO₂-laser system [Текст] / A. Balabaev [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2004. — Т. 75, № 5. — С. 1572—1574.
44. Status of the laser ion source at IMP [Текст] / S. Sha [et al.] // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Vol. 83, no. 2. — 02B303.
45. Development of Laser Ion Sources at IMP in 2013 [Текст] / Z. Huanyu [и др.] // IMP & HIRFL Annual Report. — 2013. — С. 257—258.
46. *Xiu-Cui, X.* Conceptual design of the laser ion source based hadrontherapy facility [Текст] / X. Xiu-Cui, S. Ming-Tao, Z. Xiao-Hu // Chinese Physics C. — 2014. — Т. 38, № 4. — С. 047006.
47. The study towards high intensity high charge state laser ion sources [Текст] / H. Y. Zhao [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2014. — Т. 85, № 2. — 02B910.
48. New development of laser ion source for highly charged ion beam production at Institute of Modern Physics (invited) [Текст] / H. Y. Zhao [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2016. — Т. 87, № 2. — 02A917.
49. Ion charge state and energy distributions of laser produced plasma from pure metals and their alloy [Текст] / J. J. Zhang [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2019. — Т. 90, № 12. — С. 123306.
50. *Zhao, H.* High intensity high reliability laser ion source development at IMP [Текст] / H. Zhao // Proceedings of 19th International Conference on Ion Sources. — 2021.
51. *Антипов, Ю.* Создание центра ионной лучевой терапии [Текст] / Ю. Антипов, А. Солдатов // Медицинская физика. — 2016. — 2 (70). — С. 5—9.

52. Центр ионной лучевой терапии на базе ускорительного комплекса У-70 [Текст]. — 2017. — URL: http://www.ihep.su/files/Journal_2017_Final_2_05_02_2018.pdf.
53. *Завьялов, Н.* Исследовательские установки РФЯЦ–ВНИИЭФ для экспериментального получения фундаментальных и прикладных знаний в области ядерной, радиационной физики и физики быстропротекающих процессов (к 75-летию Атомной отрасли) [Текст] / Н. Завьялов // Успехи физических наук. — 2022. — Т. 192, № 05. — С. 547–563.
54. Ядерные и электрофизические установки РФЯЦ-ВНИИЭФ: настоящее и будущее [Текст] / Д. В. Будников [и др.] // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов. — 2021. — № 4. — С. 5–25.
55. Устройство для возбуждения разряда в газовом лазере [Текст] : 2096881 / Ю. А. Сатов, Ю. Б. Смаковский, С. В. Хоменко. — Заявл. 1997.
56. Electrode systems for gas discharge devices particularly gas lasers [Текст] : US3886479A / P. Pearson. — Заявл. 1975.
57. *Burnett, N. H.* Simple electrode configuration for UV initiated high-power TEA laser discharges [Текст] / N. H. Burnett, A. A. Offenberger // Journal of Applied Physics. — 1973. — Т. 44, № 8. — С. 3617–3618.
58. *Judd, O. P.* An efficient electrical CO₂ laser using preionization by ultraviolet radiation [Текст] / O. P. Judd // Applied Physics Letters. — 1973. — Т. 22, № 3. — С. 95–96.
59. Photon Drag Effect in Germanium [Текст] / Н. Hattori [и др.] // Japanese Journal of Applied Physics. — 1972. — Т. 11, № 11. — С. 1663.
60. Theory of the photon-drag effect in p-type germanium with a parabolic and anisotropic band-structure approximation [Текст] / T. Grave [и др.] // Applied Physics. — 1978. — Т. 15, № 4. — С. 433–438.
61. *Афанасьев, В. П.* Анализатор типа цилиндрического дефлектора [Текст] / В. П. Афанасьев, С. Я. Явор // Электростатические энергоанализаторы для пучков заряженных частиц. — М. : Наука, 1978. — Гл. 3. С. 78–96.
62. *Hughes, A. L.* On the Analysis of Electronic Velocities by Electrostatic Means [Текст] / A. L. Hughes, V. Rojansky // Physical Review. — 1929. — Т. 34, № 2. — С. 284–290.

63. *Cano, G. L.* Secondary electron emission from Au, Mo, and CuBe by high-charge-number laser-produced metal ions [Текст] / G. L. Cano // Journal of Applied Physics. — 1973. — Т. 44, № 12. — С. 5293—5300.
64. *Wang, J.* Beam emittance measurement by the pepper-pot method [Текст] / J. Wang, D. Wang, M. Reiser // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1991. — Т. 307, № 2/3. — С. 190—194.
65. *Zhang, M.* Emittance formula for slits and pepper-pot measurement [Текст] : тех. отч. / M. Zhang ; Fermi National Accelerator Laboratory. — 1996.
66. OpenCV (Open Source Computer Vision Library) [Текст]. — URL: <http://opencv.org/>.
67. *James, F.* C++ MINUIT User's Guide [Текст] / F. James, M. Winkler ; CERN. — 2004. — URL: <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/minuit2/Minuit2.html>.
68. *Виттеман, В.* СО₂-лазер [Текст] / В. Виттеман. — М. : Мир, 1990.
69. The "Katran"CO₂ laser with high specific output power and stable parameters [Текст] / L. P. Feoktistov [и др.] // Journal of Russian Laser Research. — 2002. — Т. 23, № 6. — С. 503—516.
70. ТЕА СО₂-лазер с пиковой мощностью излучения 100 МВт [Текст] / М. В. Иващенко [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2000. — № 1. — С. 131—137.
71. *Verreault, M.* Étude de l'effet lentille convergent dans les lasers CO₂-TEA à configuration hélicoïdale des électrodes [Текст] / M. Verreault, R. Tremblay // Canadian Journal of Physics. — 1977. — Т. 55, № 14. — С. 1289—1299.
72. Numerical simulation of gridded electrostatic lens [Текст] / G. N. Kropachev [и др.] // Review of Scientific Instruments. — 2012. — Т. 83, № 2. — 02B907.
73. *Сатов, Ю. А.* Формирование мощных импульсов СО₂-лазера для исследования лазерной плазмы и эффективной генерации высокозарядных ионов [Текст] : дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Сатов Ю. А. — Троицк, 2005.
74. *Spädtke, P.* Kobra3-INP user manual [Текст] / P. Spädtke. — 2011.

75. Development of the versatile multi-particle code DYNAMION [Текст] / S. Yaramyshev [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2006. — Т. 558, № 1. — С. 90–94.
76. *Roudskoy, I. V.* General features of highly charged ions generation in laser-produced plasma [Текст] / I. V. Roudskoy // Laser and Particle Beams. — 1996. — Т. 14, № 3. — С. 369–384.
77. Irradiation-Induced Deep Levels in Silicon for Power Device Tailoring [Текст] / R. Siemieniec [и др.] // Journal of The Electrochemical Society. — 2006. — Т. 153, № 2. — G108.
78. *Alekseev, P. N.* Study of Possibility of Industrial Application of Ion Injector I-3 [Текст] / P. N. Alekseev // Proc. RuPAC'14 (Obninsk, Russia, Oct. 2014). — JACoW Publishing, Geneva, Switzerland, 2014. — С. 217–219.
79. *Ziegler, J. F.* SRIM – The stopping and range of ions in matter [Текст] / J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, J. P. Biersack // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2010. — Т. 268, № 11/12. — С. 1818–1823.
80. *Lagov, P. B.* Proton-irradiation technology for high-frequency high-current silicon welding diode manufacturing [Текст] / P. B. Lagov, A. S. Drenin, M. A. Zinoviev // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Т. 830. — С. 012152.
81. Accelerator-based electron beam technologies for modification of bipolar semiconductor devices [Текст] / Y. S. Pavlov [и др.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Т. 747. — С. 012085.
82. Deep Electron and Hole Traps in Electron-Irradiated Green GaN/InGaN Light Emitting Diodes [Текст] / I.-H. Lee [и др.] // ECS Journal of Solid State Science and Technology. — 2017. — Т. 6, № 10. — Q127–Q131.
83. Pulsed fast reactor neutron irradiation effects in Si doped n-type β -Ga₂O₃ [Текст] / A. Y. Polyakov [и др.] // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2020. — Т. 53, № 27. — С. 274001.

84. Состояние работ по созданию тяжелоионного синхротронного комплекса для центра радиационных испытаний РФЯЦ-ВНИИЭФ [Текст] / А. В. Тельнов [и др.] // Проблемы ускорительной техники и физики высоких энергий. Труды международной конференции «XXIV Харитоновские тематические научные чтения» / под ред. Н. В. Завьялов. — Саров : ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2024. — С. 144—153.
85. Laser-Plasma Ion Source of Wide Range of Elements for Heavy-Ion Beam Injection into Synchrotrons [Текст] / A. N. Balabaev [и др.] // Instruments and Experimental Techniques. — 2025. — Т. 68. — С. 19—30.
86. High-power CO₂ laser system with repetition rate operation for high current multicharged heavy ion generations [Текст] / Y. Satov [и др.] // Journal of Russian Laser Research. — 2004. — Т. 25, № 3. — С. 205—216.
87. Стабилизированный CO₂-лазер импульсно-периодического действия для лазерно-плазменного генератора высокозарядных ионов [Текст] / Ю. Сатов [и др.] // Приборы и техника эксперимента. — 2012. — № 3. — С. 107—115.

Список рисунков

1	Принципиальная схема лазерно-плазменного источника ионов	4
2	Низшие колебательные уровни молекул CO_2 и N_2	6
2.1	Внешний вид и состав двухмодульного импульсно-периодического лазерного генератора	19
2.2	Принципиальная электроразрядная схема лазерного модуля	20
2.3	Оптическая схема формирования пучка и измерения его характеристик	22
2.4	Временная форма импульса излучения CO_2 -лазера	23
2.5	Эскиз цилиндрического дефлектора	25
2.6	Идентификация пиков масс спектра.	27
2.7	Восстановление координат отверстий маски	30
2.8	Подготовленное изображение маски	31
2.9	Восстановленный фазовый портрет пучка	33
2.10	Изображение отверстия маски, установленной вплотную к сцинтиллятору	33
2.11	Первая схема облучения	34
2.12	Вторая схема облучения	35
3.1	Вычисление интервала времени между срабатыванием модулей CO_2 лазера.	37
3.2	Распределение вероятности задержки срабатывания модулей.	38
3.3	Зависимости полной энергии E и мощности P лазерного импульса от напряжения зарядки ГИН питания разряда для различных смесей	40
3.4	Графики зависимостей длительности импульса на полувысоте τ_{FWHM} и доли энергии в пике ε_{peak} от напряжения зарядки ГИН питания разряда для различных смесей газов	41
3.5	Графики зависимости задержки начала генерации Dl и плотности энергии E_R^0 в центре фокального пятна от напряжения зарядки ГИН для различных смесей	42
3.6	Распределение плотности энергии E_{xy} лазерного пучка в фокальной плоскости объектива	43
3.7	Сравнение измеренного распределения плотности энергии излучения в фокусе с расчетом	43
3.8	Распределения ионов углерода C^{n+} по энергии	46

3.9	Восстановленные зависимости энергии генерируемых ионов от времени, совмещенные с длительностью лазерного импульса	47
3.10	Энергетическое распределение ионов углерода без установки сеток на пути разлета плазмы	49
3.11	Плотность полного тока и восстановленных парциальных токов ионов углерода на длине дрейфа 2.64 м без установки сеток на пути разлета плазмы	50
3.12	Временная зависимость среднего заряда ионов углерода на входе в систему экстракции без установки сеток на пути разлета плазмы . . .	50
3.13	Энергетическое распределение ионов вольфрама без установки сеток на пути разлета плазмы	51
3.14	Плотность полного тока и восстановленных парциальных токов ионов вольфрама на длине дрейфа 2.64 м без установки сеток на пути разлета плазмы	52
3.15	Временная зависимость среднего заряда ионов вольфрама на входе в систему экстракции без установки сеток на пути разлета плазмы . . .	52
3.16	Трансмиссия ионов углерода с разным зарядом через анализатор для разных сеток	54
3.17	Трансмиссия ионов вольфрама с разным зарядом через анализатор для разных сеток.	54
3.18	Плотность тока лидирующей части пучка ионов углерода	55
3.19	Плотность тока лидирующей части пучка ионов вольфрама	56
3.20	Максимальная плотность тока и процентное содержание ионов C^{4+} при использовании линзы с фокусным расстоянием 300 мм.	60
3.21	Результаты измерений характеристик ионной компоненты плазмы при положении мишени -3 мм и плотности потока $7 \cdot 10^{11}$ Вт/см ² . . .	61
3.22	Максимальная плотность тока и процентное содержание ионов C^{4+} . . .	62
3.23	Результаты измерений характеристик ионной компоненты плазмы при положении мишени -5 мм и плотности потока $\approx 9 \cdot 10^{10}$ Вт/см ² . . .	63
3.24	Система извлечения пучка и электростатическая линза	66
3.25	Траектории ионов углерода в системе экстракции.	66
3.26	Траектории ионов углерода в электростатической линзе.	67
3.27	Фазовый портрет пучка после прохождения линзы на входе в ускоритель.	68
3.28	Схема установки И-4	68

3.29	Временная форма полного тока пучка ионов на входе и тока C^{4+} выходе ускорителя	69
3.30	Схема установки И-3	71
3.31	Распределение ионов углерода по зарядам на выходе из источника	71
3.32	Полный ток пучка на выходе из источника	71
3.33	Кремниевая подложка в держателе	72
3.34	Профиль пучка, падающего на мишень	72
3.35	Временные формы импульса модулированного задающего генератора и соответствующего усиленного импульса лазерной системы	76
3.36	Графический интерфейс программы управления системой подстройки длины резонатора	77
3.37	Изменение степени модулированности импульса задающего во время работы с отключенной системой подстройки длины резонатора	78
3.38	Изменение степени модулированности импульса задающего во время работы с температурно стабилизированной рамой и включенной системой подстройки длины резонатора	78
3.39	Типичная форма импульса лазерной системы «Фокус»	80
3.40	Данные статистической обработки характеристик лазерного импульса на выходе системы «Фокус» по тесту длительностью 2 ч и частотой повторения 1/16 Гц.	80
3.41	Сигнал энергоанализатора для ионов висмута с энергией настройки $E = 4.0z$ кэВ	81
3.42	Парциальные токи многозарядной части ионов висмута	82
3.43	Распределение ионов висмута по зарядам в интервале 3 – 8 мкс	82
3.44	Распределение многозарядной части ионов висмута по энергии	82

Список таблиц

1	Геометрические параметры сеток	53
2	Результаты измерения эмиттанса ионного пучка по уровню 68% числа частиц	57
3	Распределение ионов для расчета	64
4	Сравнение результатов расчета с измерениями	69
5	Параметры облученных кремниевых диодов.	73