

Государственное научное учреждение  
«Сухумский физико-технический институт  
Академии наук Абхазии»

На правах рукописи

Чиковани Наталья Зауровна

**Исследование динамики электровзрыва вольфрамовых проводников в  
вакууме**

Специальность 01.04.08 - физика плазмы

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени кандидата  
физико–математических наук

Научный руководитель:  
доктор физ.–мат. наук,  
Л. И. Уруцкоев

Сухум – 2023г.

Ахэынтқарра-тцаарадырратэ усбарта  
«Акэатэи афизика-техникатэ институт  
Апсыны атцаарадырракэа ракадемиа»

Анапылашыра ахасабала

Чкэан Наталиа Заур-ипца

**Авольфрамтэи амѡангагакэа авакуум аѡы релектроцжэара адинамика  
атцаара**

01.04.08 - афизика аплазма

Афизика-математикатэ тцаарадырракэа ркандидат хэа  
атцаарадырратэ ѡазара аиуразы адиссертация

Атцаарадырратэ напхгаѡы:  
афизика-математикатэ  
тцаарадырракэа рдоктор, апрофессор  
Л. И. Уруцкоев

Акэа - 2023

Оглавление	
Введение.....	4
Глава 1. Литературный обзор по ЭВП в вакууме. ....	13
Глава 2. Экспериментальная установка и диагностический комплекс .....	32
2.1. Описание электротехнических параметров установки «Гелиос» и схемы эксперимента .....	32
2.2. Фотоэлектрические методики.....	43
2.3. Фотографическая методика .....	44
2.4. Спектральная часть комплекса .....	50
Глава 3. Измерение температуры продуктов ЭВП методикой спектральной пирометрии. ....	57
3.1. Калибровка методики измерения температуры.....	57
3.2. Численное моделирование спектрального распределения Планка для нестационарной по времени температуры .....	65
3.3. Измерение абсолютного потока оптического излучения при ЭВП.....	73
3.4. Измерение температуры по отношению спектральных линий .....	83
Глава 4. Исследование динамики оптического излучения во время электровзрыва. ....	88
Заключение .....	103
Благодарности.....	105
Список литературы .....	106

## Введение

**Актуальность темы.** Электрический взрыв проводников (далее по тексту ЭВП) интенсивно изучается во многих лабораториях мира с начала 50-х годов прошлого столетия (Дронова А.П., 1963; Колесникова В.Н., 1965). Несмотря на то, что ЭВП посвящены многочисленные публикации, обзоры (Иваненков Г.В., 2004) и монографии (Бурцев В.А., 1990; Мартынюк М.М., 1999), полная детальная физическая модель этого многофакторного явления к настоящему времени отсутствует. Явление представляет интерес как с точки зрения фундаментальных, так и прикладных исследований. Электровзрыв одиночных проволок интересен для прикладного и технологического плана в первую очередь как способ получения нанопорошков (Ильин А.П., 2003), а также как мощный источник мягкого рентгена (Волков Г.С., 2004; Spielman R.V., 1998). Электровзрыв многопроволочных лайнеров интересен в прикладных задачах, как мощный импульсный источник мягкого рентгена и нейтронный источник. Как объект фундаментальных исследований ЭВП интересен для изучения поведения вещества вблизи критической точки и термодинамики фазовых переходов (твердое состояние - жидкое состояние - пар - плазма). При значительном энергокладе во взрывающийся металлический проводник происходит образование многозарядных ионов (вплоть до водородоподобных ионов), что позволяет с помощью методов рентгеновской, ультрафиолетовой и оптической спектроскопии уточнять строение электронных оболочек металлов. Явление ЭВП привлекательно для исследователей тем, что позволяет, используя относительно простое технологическое оборудование, изучать поведение вещества при экстремальных параметрах (Фортов В.Е., 2000). В отличие от лазерной абляции ЭВП позволяет достичь энергоклад в материал взрываемого проводника на уровне кДж, используя очень простое оборудование. Величина энергоклада во взрывающийся проводник в значительной степени определяется динамикой электровзрыва.

Настоящая диссертационная работа посвящена разработке диагностических методик, позволяющих исследовать динамику электровзрыва проводников и определять параметры образовавшейся плазмы.

Электрический взрыв тонких вольфрамовых проводников в вакууме сопровождается появлением «горячих точек» (мода  $M = 0$ ) и развитием быстрых магнитно-гидродинамических неустойчивостей, которые приводят к возникновению характерных «страт» (Орешкин В.И., 2012; Кварцхава И.Ф., Плюто А.А., 1956). Измерения температуры поверхности вольфрамового проводника и концентрации образующейся вольфрамовой плазмы необходимы для корректного составления уравнений состояния вещества при экстремальных параметрах (Фортов В.Е., 2000).

**Цели работы.** В 2010-2011 годах в СФТИ проводились исследования, целью которых являлось изучение возможности инициирования слабых ядерных реакций с помощью сильноточного электровзрыва вольфрамовых проводников в вакууме. В ходе исследований было обнаружено, что после электровзрыва в взрывной камере регистрировались частицы с массой 4 а.е.м. (Уруцкоев Л.И., 2012). Последнее обстоятельство позволило авторам работы предположить, что в ходе сильноточного электровзрыва проводников в вакууме образуются атомы гелия  $He_2^4$ . Однако в этом цикле работ экспериментаторам не удалось добиться удовлетворительной воспроизводимости результатов.

Целью настоящей диссертационной работы являлось изучение динамики электровзрыва и поиск условий для хорошей воспроизводимости экспериментов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Создание технологической карты подготовки эксперимента.
2. Разработка диагностического комплекса, позволяющего контролировать параметры образующейся низкотемпературной плазмы.

3. Поиск параметров, определяющих воспроизводимость электровзрыва.

4. Изучение природы возникновения второго пика оптического излучения, названного «световое эхо», упоминаемого в работе (Уруцкоев Л.И., Рухадзе А.А., 2012).

**Научная новизна работы.** Разработаны оригинальные диагностические методики, позволяющие исследовать параметры низкотемпературной плазмы, образовавшейся при электровзрыве вольфрамовых проводников в вакууме.

В ходе проведения экспериментальной работы было установлено, что динамика электровзрыва и воспроизводимость параметров образующейся плазмы зависят как от химической чистоты, так и от концентрации частиц фонового газа, присутствующих на поверхности проводника. В связи с этим были разработаны следующие методики очистки: химическая очистка поверхности проводника от углеродного покрытия и поверхностных окислов с помощью кипячения в химически чистом щелочном растворе (KOH) при температуре 350°C; тепловая очистка проводника от абсорбирующих газов (прогрев проводника при температуре ~2200 °C). Контроль над эффективностью методов очистки осуществлялся с помощью оптической спектроскопии: по отсутствию спектральных линий примесей в момент электровзрыва и по уширению спектральной линии водорода H $\alpha$ .

Отличительной чертой проведенного исследования является изучение динамики протекания ЭВП при широком варьировании параметров эксперимента. Исследование динамики ЭВП вольфрамовых проводников в вакууме проводилось с изменением диаметров (30 мкм ÷ 200 мкм) взрывааемых проводников и параметров, подаваемого импульса. Изучалось влияние начальной температуры проводников (20°C ÷ 2200°C) на динамику ЭВП.

Впервые для определения температуры продуктов ЭВП была применена методика «спектрального пирометра» (Магунов А.Н., 2010), с помощью данной методики по экспериментально регистрируемой форме планковского спектра можно было судить о температуре продуктов ЭВП. Проведено

теоретическое исследование и численное моделирование влияния нестационарности температуры в ходе электровзрыва на значение максимально достигаемой температуры при ЭВП для проволочек различного диаметра.

Была разработана методика, позволяющая регистрировать качественную деградацию поведения непрерывной части спектра во времени.

Разработана и адаптирована система покадрового фотографирования, позволяющая производить съемку динамики электровзрыва с выдержкой одного кадра до 30 нс, что позволяло анализировать динамику поведения плазмы электровзрыва во времени. Система задержек позволяла плавно регулировать как длительность кадра так расстояние между кадрами. Впервые были получены эпограммы за фильтром в лучах  $H_{\alpha}$ , что значительно улучшило контрастность изображения и позволило исследовать динамику свечения атомарного водорода.

Была разработана методика абсолютных измерений светового потока оптического излучения при ЭВП.

Детально исследована природа возникновения второго пика интенсивности оптического излучения (световое «эхэ»), возникающего после электровзрыва.

**Научная значимость работы.** В ходе работы над темой диссертации разработан оптический спектральный комплекс, содержащий как оригинальные, так и широко используемые оптические диагностические методики в области физики плазмы. В настоящей работе впервые была использована методика «спектрального пирометра», которая ранее не применялась для изучения данного процесса. На основе проведенного теоретического исследования были получены практические формулы, позволяющие определять максимальную температуру взрывающегося проводника. В работе показано, что в области длин волн  $\lambda > 500$  нм непрерывная часть спектра с хорошей степенью точности определяется

планковским распределением яркости светового потока, а в области длин волн  $350 < \lambda < 500$  нм наблюдается «надпланковская» составляющая непрерывной части спектра.

**Практическая ценность работы.** Разработанные технологии подготовки эксперимента позволяют существенно улучшить воспроизводимость динамики протекания электровзрыва в вакууме.

Проведенное теоретическое рассмотрение вопроса с изменяющейся во времени температурой позволило использовать методику «спектрального пирометра» для нестационарных температур. Методика «спектрального пирометра», адаптированная к явлению ЭВП позволяет определять максимальную температуру продуктов электровзрыва.

С помощью разработанных новых диагностических методик стало возможным более тщательное исследование параметров низкотемпературной плазмы, образовавшейся при электровзрыве вольфрамовых проводников в вакууме.

**Научные результаты, выносимые на защиту:**

1. Разработана технология подготовки ЭВП, позволяющая значительно улучшить воспроизводимость экспериментов.
2. Создан оптический диагностический комплекс для изучения динамики ЭВП, позволяющий получать спектральные и временные параметры оптического излучения.
3. Создана методика «спектрального пирометра», которая применялась для экспериментального измерения температуры продуктов ЭВП по непрерывной составляющей спектра.
4. Показано, что излучение планковской составляющей определяется наночастицами, образующимися при ЭВП и носит объемный характер.
5. Обнаружено возникновение сплошного спектра непланковского характера в синей области спектра.

6. Обнаружен третий пик интенсивности оптического свечения названный световое «эхо». Установлены параметры, влияющие на время появления светового «эхо», и исследован его оптический спектр.

**Достоверность результатов.** Представленные в диссертационной работе экспериментальные результаты получены с помощью классических методик, принятых для исследования параметров низкотемпературной плазмы. Достоверность представленных в настоящей диссертационной работе экспериментальных результатов основана на использовании общепринятых диагностических методик и высокой статистической достоверности результатов. Всего было осуществлено более 600 опытов. Температура продуктов ЭВП, измеренная по непрерывной части спектра с помощью разработанной методики «спектрального пирометра», хорошо согласится с результатами измерений температуры плазмы, которые были получены с помощью общепризнанной методики основанной на отношении интенсивности спектральных линий. Измеренные различными спектральными диагностиками физические параметры плазмы не противоречат результатам других исследователей. Достоверность результатов измерений обеспечивалась тщательными многократными калибровками и тестированиями на эталонных образцах.

Все экспериментальные результаты, представленные в настоящей диссертационной работе, статистически достоверны и обладают надлежащей воспроизводимостью в пределах экспериментальных погрешностей.

**Апробация результатов работы:**

1. Тема доклада: «Исследование динамики электровзрыва вольфрамовых проволочек в вакууме оптическими методиками». Научная конференция аспирантов и молодых ученых Абхазии (18-20 октября 2020г.).
2. Тема доклада: «Исследование оптического излучения при электровзрыве проволочек». Семинар им. А.А. Рухадзе Теоретического отдела. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН (06 апреля 2022 г.).

3. Тема доклада: «Методика планковского пирометра в эксперименте по электровзрыву металлических проводников». XXVII Российской конференции по холодной трансмутации ядер химических элементов. (3-7 октября 2022 г.).
4. Тема доклада: «Исследование оптического излучения, возникающего при электровзрыве вольфрамовых проводников в вакууме». Научная конференция аспирантов и молодых ученых Абхазии, посвященная 25-летию юбилею Академии наук Абхазии (2-3 ноября 2022 г.).
5. Тема доклада: «Исследование динамики электровзрыва вольфрамовых проводников в вакууме (по материалам кандидатской диссертации)». Семинар им. А.А. Рухадзе Теоретического отдела. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН (21 июня 2023 г.).
6. Тема доклада: «Изучение мутагенных свойств факторов, связанных с сильноточным электровзрывом проводников в вакууме с помощью аллиум-теста». VII Троицкая конференция с международным участием "Медицинская физика" (ТКМФ-7). 19-21 октября 2020 г., Москва.
7. Тема доклада: «Влияние физических факторов, связанных с сильноточным электровзрывом проводников в вакууме, на биологические системы». VII Троицкая конференция с международным участием "Медицинская физика" (ТКМФ-7). 19-21 октября 2020 г., Москва.
8. Тема доклада: «Оценка комбинированного действия факторов, связанных с сильноточным электровзрывом проводников в вакууме и плазменного фокуса на уровень повреждения клеточной ДНК в лейкоцитах периферической крови человека». Экология XXI века: синтез образования и науки: материалы VI Международной очнозаочной научно-практической конференции (18-21 мая 2020 г., Челябинск)

**Публикации по теме диссертации:**

Автором опубликовано 5 научных работ по теме диссертации в соавторстве в реферируемых журналах из списка, рекомендованного ВАК РФ.

1. Оптико-спектрометрический комплекс для диагностики параметров плазмы, возникающей при электровзрыве вольфрамовых проволочек в вакууме, Уруцкоев Л.И., Алабин К.А., Аршба Р.М., Войтенко Д.А., Кокоев М.К., Лазба Б.А., Пилюа Н.Д., Сарецян Г.В., Чиковани Н.З., Инженерная физика. 2020. № 3. С. 3-18.
2. Электронно-оптическая камера для исследования процессов в нано- и микросекундном диапазоне, Алабин К.А., Воробьев Н.С., Заровский А.И., Пелипенко В.И., Чиковани Н.З., Приборы и техника эксперимента. 2020. № 3. С. 86-89.
3. Оценка действия факторов, связанных с низкотемпературной плазмой при сильноточном электрическом взрыве проводников в вакууме, на прораствание семян латука (*lactuca sativa*), Пряхин Е.А., Уруцкоев Л.И., Тряпицына Г.А., Стяжкина Е.В., Перетыкин А.А., Пряхин Е.Е., Зиневич Е.Г., Пилюа Н.Д., Войтенко Д.А., Чиковани Н.З., Алабин К.А., Кокоев М.К., Гамисония А.С., Кейян М.А., Инженерная физика. 2019. № 12. С. 3-17.
4. Биологическое детектирование физических факторов, связанных с сильноточным электровзрывом проводников в вакууме, Пряхин Е.А., Уруцкоев Л.И., Стяжкина Е.В., Тряпицына Г.А., Алдибекова А.Е., Перетыкин А.А., Пряхин Е.Е., Алабин К.А., Пилюа Н.Д., Чиковани Н.З., Войтенко Д.А., Аршба Р.М., Известия РАН, № 11, том 84, 2020
5. Исследование оптического излучения при электровзрыве вольфрамовых проволочек в вакууме, Уруцкоев Л.И., Алабин К.А., Войтенко Д.А., Кокоев М.К., Лазба Б.А., Пилюа Н.Д., Сарецян Г.В., Чиковани Н.З., Инженерная физика. 2021. № 3. С. 3-19.

**Личный вклад автора в работу.** На основе экспериментальных исследований, проведенных при непосредственном участии автора, получены основные результаты, представленные в диссертации, и сформулированы основные научные положения и выводы. Представленные результаты в

диссертационной работе получены при непосредственном определяющем участии автора и под его руководством. Личный вклад автора состоял в постановке задачи и обсуждении полученных результатов путем сравнения с экспериментальными данными.

Автор участвовал во всех этапах проведения эксперимента: модернизации экспериментальной установки, в разработке и калибровке диагностических методик, получении экспериментальных данных, а также в их последующем анализе и интерпретации. Все научные статьи, опубликованные в соавторстве, были выполнены при его личном участии.

## Глава 1. Литературный обзор по ЭВП в вакууме.

Явление, наблюдаемое при разряде конденсатора большой емкости через тонкую проволочку, известно под названием «электрического взрыва проволочки». Интерес к этому явлению связан с тем, что при данном процессе, небольшому количеству вещества в течение малого времени передается значительное количество энергии, что дает возможность изучать в лабораторных условиях поведение материи при высоких температурах. Исследование этого явления было начато Андерсоном в 1920 г. (Anderson J.A., 1920) и продолжено в работах Андерсона и Смита (Anderson J.A., Smith S., 1925) и Водэ (Vaudet G., 1935; Vaudet G., 1938). В результате этих исследований было установлено, что электрический взрыв проволочек сопровождается яркой вспышкой света длительностью  $10^{-5}$  сек. Андерсон был первым, кто по яркости свечения оценил, что температура плазмы при ЭВП составляет  $T \sim 2 \cdot 10^4$  °К (Anderson J.A., 1920).

Осциллографическое исследование электрических процессов, протекающих при электровзрыве проволочек, было проведено Враном (Wrana J., 1939) и Абрамсоном и Маршаком (Абрамсон И.С., 1942). Одним из интересных и красивых физических явлений, обнаруженных этими авторами, является «пауза тока», наблюдавшаяся при электрическом взрыве достаточно длинных медных проволочек. Систематические исследования явления электровзрыва проволочек начались в России с конца 40-ых годов прошлого столетия в ФИАНе (Соболев Н.Н., 1960; Лебедев С.В., 1957), и, почти одновременно, в нашей стране в Сухумском Физико-Техническом Институте (Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В., 1956; Кварцхава И.Ф., 1958).

Поскольку тематика сильноточного электровзрыва проволочек в вакууме в настоящий момент интенсивно развивается в СФТИ, то этому направлению в настоящем обзоре будет уделено значительное место. История исследований электровзрыва проволочек в Сухумском Физико-Техническом Институте берёт своё начало с 50-х годов прошлого столетия. В 1951 г. появилась

информация, что австрийскому профессору Р. Рихтеру удалось решить проблему управляемого синтеза ядер в Аргентинской секретной лаборатории на острове Хемул. В СССР были проведены совещания по оценке этой информации (Ardenne M., 1984), а в СФТИ (тогда НИИ-5) создана комиссия по выработке предложений для работ в этом направлении (Демирханов Р.А., 1975). Было предложено три возможных способа получения высокотемпературной плазмы. ЭВП был выбран как один из возможных способов получения плотной высокотемпературной плазмы (предложение проф. П. Тиссена (Демирханов Р.А., 1975). С начала 50-ых годов группа ученых СФТИ под руководством И.Ф. Кварцхавы занялась изучением этого явления.

Первая открытая публикация группы Кварцхавы появилась в 1955 году и была посвящена проверке справедливости закона Ома при высоких плотностях тока. В результате тщательных измерений было установлено, что закон Ома справедлив вплоть до плотностей тока  $\sim 2 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup> (Кварцхава И.Ф., 1955). В этой же работе исследовалась «пауза тока»: было установлено, что при ЭВП тугоплавких металлов пауза тока не наступает. Из анализа токовых осциллограмм ими было установлено, что с точки зрения возникновения «паузы тока», все исследованные ими металлы можно разбить на два класса: «медный» - Cu, Al, Ag, Au; и «платиновый» - Pt, W, Mo, Fe, Ni и нихром. Электровзрыв проволочек является «богатым» на физические эффекты, объектом исследования. Одним из неожиданных и красивых физических эффектов сопровождающих электровзрыв проволочек, является возникновение, так называемой, паузы тока. О существовании такого эффекта было известно со времени первых экспериментов по ЭВП (Wrana J., 1939; Vaudet G., 1938). Однако первое систематическое исследование этого эффекта было проведено именно группой Кварцхавы (Кварцхава И.Ф., 1955; 1956), что и было озвучено на первой Конференции по взрывающимся проволочкам, которая прошла в Бостоне в апреле 1959 года (Chase W.G., 1959). Опираясь на

небогатый арсенал импульсной диагностики, существовавший в то время, им удалось правильно установить основные экспериментальные закономерности и описать характерные черты явления.

Следующий цикл исследований группы Кварцхава был посвящён изучению динамики ЭВП. Динамика электровзрыва в различных средах (воздух, жидкость) исследовалась с помощью оптической теневой фотографии в (Кварцхава И.Ф., Плюто А.А., 1956). В результате исследования удалось установить, что энергия, поглощённая проволокой во время прохождения первого импульса тока в зависимости от материала проволочки, может как меньше, так и больше энергии необходимой для полного испарения проволочки. В работе (Кварцхава И.Ф., 1956) исследовался ЭВП в вакууме. В этом исследовании было показано, что продукты электровзрыва распространяются перпендикулярно поверхности проволочки вне зависимости от её формы. Отмечено возникновение слоистой структуры расширяющихся паров продуктов электровзрыва. В том же номере журнала была опубликована работа (Кварцхава И.Ф., 1956), описывающая методику определения количества энергии, вложенной в проволочку при электровзрыве, которая позволяла избежать ошибок связанных с индуктивными искажениями осциллограмм. Результаты исследования электрического взрыва спиральных проволочек были опубликованы в работе (Кварцхава И.Ф., 1958). Было выявлено, что при ЭВП спиральных проволочек в вакууме в результате движения продуктов взрыва через магнитное поле тока возникает эффект трубок тока (филаментация тока). При помощи зеркальной развёртки картины ЭВП была определена скорость разлёта продуктов электровзрыва, которая составила  $\sim 10^8$  см/сек. Показана возможность термоизоляции плазмы с помощью сильного магнитного поля, возникающего при прохождении тока по спиральному проводнику.

Сопоставление интенсивности изучения света проволочки с теневой фотографией и временной развёрткой тока, протекающего через проволочку,

позволило сделать вывод о том, что в момент паузы тока (т.е. когда нет подвода энергии) интенсивность оптического излучения растет, хотя проволока в этот момент времени сохраняет свою первоначальную форму. В (Кварцхава И.Ф., 1960) было высказано предположение, что дополнительная энергия, регистрируемая в виде излучения, возникает из-за предварительного «перегрева» жидкого металла, образующегося из-за давления магнитного поля. Высказанное предположение получило своё обоснование в дальнейших исследованиях этого вопроса другими авторами (Воробьев В.С., 1997; Мартынюк М.М., 1999).

В этом же цикле исследований было обнаружено образование периодических пространственных структур, возникающих вдоль длины проволоки, которые затем получили название: структуры Кварцхавы. Их возникновение было объяснено неоднородным радиальным расширением проволоки, а наблюдавшееся резкое падение проводимости проволоки связано именно с возникновением периодических структур вдоль длины проволоки (Кварцхава И.Ф., 1955).

Следует отметить, что эту идею тогда разделяли не все исследователи, так в работе (Лебедев С.В., 1957), опубликованной С.В. Лебедевым практически одновременно с (Кварцхава И.Ф., Плюто А.А. 1956), возникновение паузы тока и пространственно-периодической структуры связывалось с проявлением аномального сопротивления жидкого металла. Между И.Ф.Кварцхавой и С.В.Лебедевым, по этому поводу, разразилась жаркая научная дискуссия, отзвуки которой можно обнаружить в номерах ЖЭТФ того периода. Но, несмотря на накал страстей и «весомость» приводимых аргументов, оба оппонента прекрасно понимали, «что существующие в настоящее время представления о механизме электрического взрыва проволок не в состоянии объяснить даже основные черты явления» (Кварцхава И.Ф., 1955). Современные физические представления об этом явлении, хотя и «обросли» многочисленными численными расчетами и новыми экспериментальными

фактами, но по-прежнему далеки от его полного понимания. Работы группы И.Ф. Кварцхавы по исследованию ЭВП были прекращены в 1958 году.

Спустя 50 лет, в 2010 г. исследования по ЭВП в ГНПО «СФТИ» возобновились. Лейтмотивом возобновления исследований ЭВП послужило развитие представлений в области ядерной физики, произошедшие за указанный выше период. До середины прошлого века в физике главенствовало мнение основоположников ядерной физики (Резерфорд, Чедвик, Эллис, П. Кюри) о том, что вероятности радиоактивных процессов зависят только от состояния ядра и не зависят от внешних условий. Однако в 50х годах были опубликованы работы (Segre E., 1949; Leininger R.F., 1949; Bainbridge K.T., 1951), в которых были получены надежные экспериментальные результаты об изменении периодов полураспада, соответственно,  ${}^7\text{Be}$  (к-захват) и метастабильного  ${}^{99\text{m}}\text{Tc}$  вследствие различия конфигураций атомных электронных оболочек в разных химических соединениях. Позднее стало ясно, что, несмотря на значительное различие атомного и ядерного масштабов энергии и размера ( $\sim 10^6$ ), ядерные и атомные явления тесно связаны. Распад ядра в общем случае неотделим от атомной оболочки. Так как при изменении заряда ядра собственные функции атомных электронов меняются, то распад ядра с изменением заряда всегда приводит к изменению атомных электронных орбит. Следовательно, изменение энергии электронной оболочки следует учитывать при рассмотрении распада ядра (Стародубцев С.В., 1958; Уруцкоев Л.И., 2004). В 60е годы была разработана теория  $\beta^-$ -распада в связанное состояние электрона, то есть распада, при котором  $\beta^-$ -электрон не покидает атом, а занимает свободную орбиту. Ее последующее экспериментальное подтверждение показало, что влияние атомной оболочки на периоды распада ядер может быть существенным. Так, например ядра  ${}^{163}\text{Dy}$ ,  ${}^{193}\text{Ir}$ ,  ${}^{205}\text{Tl}$  – абсолютно стабильные в нейтральном атоме становятся  $\beta^-$ -активными при полной ионизации атома (Jung M., 1992). Полупериод  $\beta^-$ -распада ядра атома изотопа  ${}^{187}\text{Re}$  составляет  $4,1 \cdot 10^{10}$ , а полная

ионизация уменьшила период его полураспада в  $10^9$  раз, до  $\sim 30$  лет. Эксперименты проводились в ЦЕРНе в 1995 году (Bosch F., 1996).

Ионизация атома – это не единственный и, по-видимому, не самый эффективный способ увеличить плотность свободных электронных состояний в области ядра, тем самым увеличив вероятность  $\beta^-$ -распада. В своих работах (Кадомцев Б.Б., 1970; 1971; 1972) Кадомцев обратил внимание на перестройку атомных электронов в сверхсильных магнитных полях таких, когда ларморовский радиус электрона в магнитном поле мал по отношению к боровскому радиусу, а энергия циклотронного вращения велика по сравнению с потенциалом ионизации атома водорода. Однако вопрос об изменении вероятностей протекания ядерных процессов, происходящих с участием слабых ядерных взаимодействий, в ядрах атомов, которые находятся в сверхсильном магнитном поле, в этих работах не исследовался.

Корректное рассмотрение увеличения вероятности  $\beta^-$ -распада атома, помещенного в сверхсильное магнитное поле, для тяжелых атомов может проводиться только в рамках уравнения Дирака. Одной из первых работ в этом направлении является (Ораевский В.Н., 1977), где в рамках уравнения Дирака исследован спектр связанных состояний электронов в кулоновском поле ядра и внешнем магнитном поле, но только для основного состояния поперечного движения. В работе (Филиппов Д.В., 2007) решено уравнение Дирака для электрона в центральном электрическом поле ядра и внешнем однородном магнитном поле не только для основного, но и для возбужденных уровней поперечного движения.

В (Filiprov D.V., 2007) был рассмотрен не только разрешенный  $\beta^-$ -распад нейтрона, но и разрешенные и запрещенные распады различных ядер в присутствии внешнего сверхсильного магнитного поля с учетом связанных состояний  $\beta^-$ -электрона в электрическом поле ядра. Показано, что плотность состояний непрерывного спектра не зависит от величины магнитного поля, а плотность состояний дискретного спектра электронов возрастает, и именно за

счет этого возрастает вероятность распада  $\beta$ -активных ядер во внешнем сверхсильном магнитном поле. Из проведенного теоретического анализа следует, что сильные магнитные поля меняют вероятности  $\beta$ -распадов за счет изменения фазового объема рождающихся  $\beta$ -электронов (Filippov D.V., 2007). При этом в сверхсильном магнитном поле увеличение фазового объема и, следовательно, вероятности распада, происходит взрывным образом (множитель описывается рядом с расходящейся суммой), то есть допустимо говорить о “взрыве лептонного фазового объема”. Наиболее полно и последовательно все вопросы, касающиеся изменения вероятностей протекания ядерных процессов для атомов, находящихся в сверхсильном магнитном поле, изложены в докторской диссертации Филиппова Д.В (Filippov D.V., 2008).

Долгое время считалось, что вероятность  $\alpha$ -распада определяется исключительно сильными ядерными взаимодействиями. Однако в 1957 г., V. Erma опубликовал статью (Erma V.A., 1957), в которой теоретически показал, что электроны оболочки атома увеличивают вероятность  $\alpha$ -распада по отношению к вероятности  $\alpha$ -распада полностью ионизованного атома. Во-первых, поле атомных электронов снижает барьер для  $\alpha$ -частицы; и, во-вторых, при  $\alpha$ -распаде заряд ядра уменьшается на две единицы, что приводит к изменению энергии электронной оболочки. Учет влияния атомных электронов приводит к тому, что при расчете постоянной  $\alpha$ -распада энергию  $\alpha$ -частицы следует заменить “эффективной” энергией, которая больше реальной  $E \rightarrow E + 73Z^{4/3} + 65Z^{5/3}$  эВ. Из-за экспоненциальной зависимости вероятности  $\alpha$ -распада от энергии  $\alpha$ -частицы  $\ln p \propto \text{const} - \sqrt{E^{-1}}$ , влияние атомных электронов может быть значительно. Как и следовало ожидать, атомные электроны сильнее влияют на процессы, идущие с малыми энергиями. Например, для  $^{147}\text{Sm}$  (энергия  $\alpha$ -частиц  $\sim 2.31$  МэВ;  $T_{1/2} = 7 \times 10^{11}$  лет) наличие электронной оболочки увеличивает вероятность

$\alpha$ -распада в 2.6 раза по сравнению с ядром полностью ионизованного атома (Erma V.A., 1957).

В 1970 г была, опубликована экспериментальная работа (Hätting H., 1970), из которой следовало, что при  $\alpha$ -распаде  $^{16}\text{N}$  наблюдается нарушение пространственной четности. Поскольку нарушение пространственной четности свойственно для слабых ядерных взаимодействий, то стало ясно, что в явлении  $\alpha$ -распада участвуют все три вида взаимодействий: электромагнитное, слабое и сильное ядерные взаимодействия.

Влияние сверхсильного магнитного поля на вероятность  $\alpha$ -распада качественно можно описать следующим образом. Внешнее сверхсильное магнитное поле меняет энергию электронной оболочки атома (Кадоццев Б.Б., 1971) и, следовательно, энергию любого ядерного распада, так как энергия распада равна разнице полных энергий начальной и конечной систем с учетом энергий ионизации атомов или ионов (Уруцкоев Л.И., 2004). С другой стороны, в работе (Филиппов Д.В., 2012) было обращено внимание на то, что для ряда тяжелых ядер энергетически выгодным является процесс  $\alpha$ -распада, происходящий одновременно с  $\beta$ -распадом (“ $\alpha\beta$ -распад”). Для такого типа распадов, также, как и для классических  $\beta$ -распадов, можно ожидать значительного увеличения вероятности распада при воздействии на атом внешнего сверхсильного магнитного поля. Причина такого увеличения заключается в следующем: в сверхсильном магнитном поле таком, что ларморовский радиус электрона становится малым по сравнению с боровским радиусом, фазовый объем незанятых связанных (в кулоновском поле ядра) электронных состояний неограниченно возрастает (Кадоццев Б.Б., 1971; Филиппов Д.В., 2008), то есть наблюдается так называемый “взрыв фазового объема” лептонных состояний. Это приводит к увеличению количества

конечных состояний системы, в которые может произойти распад, что в свою очередь и приводит к увеличению вероятности  $\beta^-$ -распада.

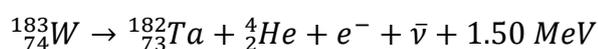
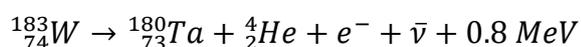
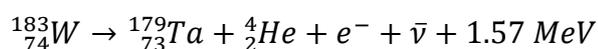
Вероятность  $\alpha\beta$ -распада в нормальных условиях крайне мала, но сверхсильное магнитное поле может являться хорошим “катализатором”, так как в сверхсильном магнитном поле фазовый объем связанных состояний электронов, в которые может произойти  $\beta$ -распад значительно возрастает (Филиппов Д.В., 2007). Такой процесс можно представить себе следующим образом: магнитное поле “вытягивает” электрон, который для указанных изотопов в силу энергетических ограничений может родиться только вместе с вылетом  $\alpha$ -частицы. Таким образом, сильно упрощая ситуацию, можно сказать, что “ $\beta$ -электрон делится с  $\alpha$ -частицей фазовым объемом, а вырвавшаяся  $\alpha$ -частица дает необходимую энергию”. Построение теории  $\alpha\beta$ -распада и расчет вероятности этого процесса аналогичен расчету вероятности запрещенных  $\beta$ -распадов (Бор О., 1971; 1977), но при этом ядерные функции конечного состояния должны учитывать рождение  $\alpha$ -частицы. Более подробно теория  $\alpha\beta$ -распада изложена в (Уруцкоев Л.И., 2012; Бирюков А.О., 2012).

Таковы были общие теоретические предпосылки, которые предстояло проверить экспериментально. Но поскольку создание стационарного сверхсильного магнитного поля представляется невыполнимой задачей, то вполне естественно попытаться создать импульсное магнитное поле требуемой напряженности. Одной из экспериментальных возможностей достижения сверхсильных импульсных магнитных полей является использование мощных фемтосекундных лазеров (Ложкарев В.В., 2005). Плотность энергии на мишени в импульсе длительностью меньше 100 фс достигает  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, что соответствует напряженности магнитного поля до  $10^9$  Э (Беляев В.С., 2003). Экспериментально подтверждено наличие магнитного поля  $(0,7 \pm 0,1) \cdot 10^9$  Гс (Wagner U., 2004). Несмотря на малое время воздействия ( $\sim 10^{-13}$  с), этой длительности достаточно для протекания

атомных процессов (для энергии 5 эВ соответствующее характерное время составляет  $\sim 10^{-16}$  с) и наблюдения изменения периодов ядерных распадов.

Другая возможность влияния на вероятности протекания самопроизвольных ядерных процессов, может быть реализована путем возмущения атомных электронных оболочек (Стародубцев С.В., Романов А.М., 1958; Filippov D.V., 2004). Более того, в теоретических работах (Филиппов Д.В., 2007; 2008) было доказано, что при правильно подобранных параметрах воздействия, эффект такого опосредованного влияния всегда на порядок превышает эффекты от аналогичного прямого воздействия сверхсильного магнитного поля на атомное ядро. Такое воздействие можно попытаться экспериментально реализовать в плотной неидеальной плазме, возникающей при сильноточном электровзрыве тонкой проволоочки. Исходя из теоретических представлений, в качестве материала для проволоочки необходимо использовать металл с большим атомным номером, для которого  $\alpha$ -распад является энергетически выгодным процессом. Лучшее всего для цели эксперимента подходит уран, который обладает естественной  $\alpha$ -активностью. Но он является трудно доступным материалом. Поэтому эксперименты по ЭВП проходили на проволоочках из вольфрама.

Выбор вольфрама был продиктован несколькими причинами. Природный вольфрам состоит из смеси 5-ти изотопов:  $^{180}\text{W}$  (12%),  $^{182}\text{W}$  (26,50%),  $^{183}\text{W}$  (14,31%),  $^{184}\text{W}$  (30,64%) и  $^{186}\text{W}$  (28,43%). Для всех изотопов  $\alpha$ -распад является энергетически выгодным процессом. Более того, относительно недавно было обнаружено, что  $^{180}\text{W}$  не является стабильным изотопом, а подвержен самопроизвольному  $\alpha$ -распаду с  $T_{1/2} = (1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{18}$  лет (Cozzini M., 2004). Для трёх изотопов W оказывается энергетически выгодным  $\alpha\beta$ -распад:



Помимо теоретических предпосылок в пользу выбора W в качестве объекта исследований, существовали и экспериментальные предпосылки. В 1923 году была опубликована работа двух американских химиков, в которой утверждалось, что при ЭВП вольфрамовой проволоочки в высоком вакууме возникают атомы гелия (Wendt G.L., 1922). К тому времени уже было известно, что при ЭВП достигается очень высокая температура. Температура плазмы, которая образуется в результате электровзрыва проволоочки, была оценена с помощью яркостного метода как  $T \approx 2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$  (Anderson J.A., 1920). В то время это был своеобразный «температурный рекорд», полученный в лабораторных условиях. Сотрудники химической лаборатории Чикагского университета Кларенс Айрон и Джеральд Вендт решили использовать метод электровзрыва для проверки одной своей гипотезы. Их гипотеза основывалась на двух фактах, надежно установленных к тому времени: было надежно установлено, что температура солнца составляет  $\sim 6 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{K}$ ; в видимом спектре не наблюдаются характерные оптические линии тяжелых химических элементов. Исходя из этого, американские ученые предположили, что отсутствие спектральных линий тяжелых химических элементов в спектре излучения солнца и других звезд может быть объяснено тем, что тяжелые химические элементы неустойчивы при солнечной температуре. Как мы сегодня прекрасно понимаем, эта гипотеза является ошибочной, но она толкнула Дж. Вендта и К. Айрона на проведение эксперимента.

Идея эксперимента К. Айрона и Дж. Вендта состояла в том, чтобы пропустить через вольфрамовую проволоочку сильный электрический ток, тем самым нагреть её до  $2 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ , а затем пронаблюдать разложение («decomposition») атомов W. Поскольку методы твердотельной масс-спектрометрии в те времена ещё не были развиты, то главной диагностической задачей эксперимента являлся спектральный анализ газа, образующегося после электровзрыва вольфрамовой проволоочки.

Для создания импульса тока в эксперименте (Wendt G.L., 1922) использовался конденсатор емкостью  $C = 0,1$  мкФ, заряженный до  $V = 35$  кВ. Высоковольтная коммутация разряда осуществлялась с помощью неуправляемого разрядника. Электровзрыв вольфрамовой проволоочки проводился в сферической колбе, изготовленной из стекла марки Pigex. Вольфрамовая проволоочка длиной  $l \sim 40$  мм и диаметром  $d = 35$  мкм устанавливалась «враспор» между двумя вольфрамовыми электродами, которые были впаяны в колбу с двух противоположных сторон. В экваториальном, по отношению к электродам, сечении был впаян «спектральный» электрод, который служил одним из электродов для зажигания плазменного разряда в газе, образовавшемся после электровзрыва.

Следует подчеркнуть, что подготовка к экспериментам осуществлялась весьма тщательно. Перед электровзрывом проволоочки внутренняя поверхность колбы непрерывно прогревалась в печи в течение 15 часов при  $t = 300$  °С с одновременной откачкой. Одновременно с прогревом стеклянной колбы по вольфрамовой проволоочке пропускался электрический ток, который нагревал ее до температуры  $\sim 2000$  °С. После завершения процедуры дегазации, стеклянный патрубок, соединяющий колбу с ртутным насосом, расплавлялся с помощью горелки и запаивался.

По утверждению авторов этой работы, во всех проведенных ими опытах спектральный анализ газа, образовывавшегося в результате электровзрыва, выявил присутствие характерной яркой желтой линии гелия (He). Другим, не менее важным утверждением авторов является тот факт, что спектральный анализ не показывал характерных водородных линий ни в одном из проведенных ими опытов. Этот факт указывает на исключительную тщательность проводимых опытов, поскольку общеизвестно, что избавиться от паров воды на стенках стеклянной камеры и от водорода растворенного в вольфрамовой проволоочке весьма непросто. Кроме того, по утверждению авторов, также наблюдались, но не были идентифицированы две линии в

красной части спектра, одна яркая линия в синей части, одна бледно-фиолетовая. В отдельных экспериментах дополнительно наблюдалось присутствие двух слабых желтых линий. Авторы (Wendt G.L., 1922) интерпретировали результаты эксперимента как подтверждение, высказанной ими гипотезы. Говоря современным языком их вывод состоял в том, что с помощью сильноточного ЭВП можно инициировать  $\alpha$ -распад одного или нескольких изотопов ядер вольфрама. Таким образом, если предположить, что результаты этого эксперимента не являются ошибочными, то они могут служить аргументом в пользу теоретических подходов изложенных в (Филиппов Д.В., 2007).

Поэтому именно этот эксперимент и был взят за основу для продолжения исследований ЭВП в СФТИ. Усилиями сотрудников Отдела Плазмы (Синопская площадка) вместе с привлеченными к работе студентами и аспирантами из Московского Физико-Технического Института (МФТИ) за очень короткий период времени был создан стенд «Гелиос» и вся необходимая для проведения экспериментов инфраструктура. Сплав энтузиазма молодёжи и опыта штатных сотрудников СФТИ позволил за 4 месяца создать новую лабораторию буквально «с нуля». Всё необходимое для этого техническое оборудование было изготовлено в СФТИ. Стенд «Гелиос» имел электротехнические параметры близкие к параметрам установки использовавшейся в работе (Wendt G.L., 1922).

В настоящем обзоре нет смысла подробно описывать все использовавшиеся методики. Их подробное описание можно найти в (Бирюков А.О., 2012) и (Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В., 2012). В процессе исследования было получено несколько новых неожиданных физических результатов. Так, было обнаружено, что при электровзрыве  $W$  проволочки с диаметром более 100 мк возникает вторая световая вспышка, с временной задержкой  $\Delta T \sim 100$  мкс от первого импульса света. Но основным результатом, полученным в этих экспериментах, следует считать регистрацию с помощью

течеискателя МС-40 частиц с  $m = 4$  а.е.м., с концентрацией, примерно в 10 раз превышающей концентрацию  ${}^4\text{He}$  в атмосфере (Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В., 2012). Адаптация течеискателя МС-40 к количественным измерениям потребовала создания специального газового калибровочного стенда, разработки методики калибровок и создания специализированного программного обеспечения (Бирюков А.О., 2012). Измерения показали, что концентрация  ${}^4\text{He}$  во взрывной камере после ЭВП падает со временем, по зависимости близкой к экспоненциальной. Через время  $T \sim 70$  часов концентрация гелия в камере достигает атмосферной концентрации гелия и далее остается постоянной с течением времени. Такой ход кривой обусловлен не герметичностью соединительных уплотнений.

Химический анализ газа, возникшего в результате электровзрыва, проводился с помощью масс-спектрометра МС-200. Эксперименты показали, что примерно на 40% он состоит из водорода, а остальные 60% смеси близки по своему составу к воздушной смеси. Источником столь значительного количества водорода могла служить влага, оставшаяся на металлических поверхностях. Другими причинами появления водорода могли служить витонные прокладки, использовавшиеся для уплотнения или адсорбированный водород, не полностью диффундировавший при прогреве вольфрамовой проволоочки.

К сожалению, чувствительность масс-спектрометра оказалась недостаточной, чтобы регистрировать фоновый уровень (атмосферный)  ${}^4\text{He}$  и концентрацию  ${}^4\text{He}$  во взрывной камере сразу после ЭВП. Однако, непосредственно после ЭВП масс-спектрометр показывал присутствие пика  $m = 3$  а.е.м в образовавшейся смеси газов. В связи с тем, что прибор МС-200 не имеет достаточной разрешающей способности, пик  $m = 3$  а.е.м. может быть, вообще говоря, интерпретирован как: молекула HD, ион водорода  $\text{H}_3^+$ , изотоп водорода  ${}^3\text{H}$  или изотоп гелия  ${}^3\text{He}$ . Образование трития  ${}^3\text{H}$  при ЭВП представляется маловероятным. Этот вывод подтверждался отсутствием

радиоактивности. Приписать наличие пика  $m = 3$  а.е.м. к ионам водорода  $H_3^+$  представляется затруднительным, поскольку такие ионы живут очень не долго, по сравнению со временем измерения. Возможность образования такого иона в ионизаторе масс-спектрометра пренебрежимо мала. Таким образом, наличие пика  $m = 3$  а.е.м. в спектре связано либо с появлением молекул HD, либо атомами  $^3\text{He}$ .

Прибор МС-200 позволял регистрировать значения ионных токов для выбранных масс в зависимости от времени. Предположение о том, что наличие пика  $m = 3$  а.е.м. связано с молекулами HD, требует корреляции временных ходов пиков  $m = 2$  а.е.м и  $m = 3$  а.е.м., так как и тот и другой пик обусловлен наличием водорода в измеряемой смеси газов. Эксперименты показали, что временная динамика пиков  $m = 2$  а.е.м и  $m = 3$  а.е.м. совершенно различна (Бирюков А.О., 2012).

Факта регистрации частиц с массами  $m = 3$  а.е.м и  $m = 4$  а.е.м, с помощью лишь методики масс-спектрометрии, недостаточно, чтобы можно было утверждать об обнаружении гелия при ЭВП вольфрамовых проволочек в вакууме. Необходимо было идентифицировать наличие гелия принципиально другим методом. К сожалению, этого результата достичь не удалось, по двум причинам. Первая, состояла в том, что как уже указывалось выше, газовая смесь, образующаяся во взрывной камере после ЭВП, содержала много водорода. А, как показали тестовые измерения, при концентрации  $H_2$  в 8 раз превышающую концентрацию гелия, атомы гелия в газовом разряде не возбуждаются. Вторая причина состояла в низкой чувствительности используемых спектральных методик.

Пути усовершенствования диагностик были понятны, но из-за недостатка финансирования СФТИ в 2011 году было принято решение о прекращении этих исследований. В 2018 году у СФТИ появилась возможность продолжить исследования по ЭВП. Была проведена ревизия стенда «Гелиос», заметно модернизированы диагностические методики, подготовлен научно-

инженерный коллектив, состоящий теперь полностью из штатных сотрудников Отдела Физики Плазмы. Работы были поддержаны грантами РФФИ в рамках проекта Россия-Абхазия. К сотрудничеству со стороны России были привлечены следующие организации: Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН (г. Москва); Институт Спектроскопии РАН (г. Троицк); Уральский научно-прикладной центр радиационной медицины ФМБА РФ (г. Челябинск). К сожалению, в силу объективных причин, газовые масс-спектрометрические методики были утеряны, поэтому основной акцент на настоящем этапе исследования динамики ЭВП был сделан на методы оптической спектрометрии и фоторегистрирующие методики.

Недостаточная чувствительность оптических спектральных методик использовавшихся в экспериментальной кампании 2010-2011 годов не позволяли измерять температуру взрывающихся проволочек, которая является параметром определяющим динамику ЭВП. Эта задача была поставлена перед настоящей диссертационной работой. За счёт перехода к стекловолоконным трактам и использования в качестве регистраторов оптического спектра ПЗС систем с повышенной чувствительностью (совместно с Институтом Спектроскопии). Таким образом, общая чувствительность спектральных методик была улучшена более чем в 10 раз. Совместно с ИОФАНом была разработана и изготовлена стрик-камера оптического диапазона (Алабин К.А., 2020). Таким образом, на современном этапе исследований был создан оптический диагностический комплекс, который будет подробно описан в настоящей диссертационной работе.

Оптические методы являются одним из основных инструментов исследований в физике плазмы. Их основное и неоспоримое преимущество – это отсутствие вмешательства в ход изучаемого процесса. Линейчатая часть спектра содержит важную информацию о параметрах плазмы. По отношению спектральных линий, их уширению можно измерять концентрацию электронов, степень ионизации и температуру плазмы

(Лохте-Хольтгревен В., 1971; Хаддлстоун Р., 1967; Грим Г., 1978). В случае низкотемпературной и достаточно плотной плазмы для измерения температуры используется непрерывная часть оптического спектра. Помимо обобщенного метода обращения спектральных линий и исследования рекомбинационного спектра широко используются методы оптической пирометрии плазмы (Соболев Н.Н., 1960). Традиционно, к методам оптической пирометрии относят цветовой и яркостной методы. Однако использование выше обозначенных методов является весьма затруднительным в случае плазменных объектов существующих в течение десятков или сотен наносекунд.

В большинстве работ посвященных исследованию ЭВП вольфрамовых проволочек в вакууме температура образующихся продуктов электровзрыва оценивается исходя из вложенной энергии, которая в свою очередь определяется из осциллограмм тока и напряжения (например, (Кадомцев Б.Б., 1972; Русских А.Г., 2004). В предположении, что температура продуктов электровзрыва равна температуре проволоочки, оценка температуры следует из выражения:

$$T = [m_w C_w]^{-1} \int_0^{\tau} I(t) U(t) dt \quad (1)$$

где  $m_{пр}$  – масса проводника,  $C_w$  – теплоёмкость вольфрама. Оценка температуры продуктов ЭВП при данном подходе является оценкой сверху. В значительном количестве публикаций посвящённых исследованию ЭВП, температура взрывающейся проволоочки (и соответственно продуктов ЭВП) определяется исходя из результатов численных расчетов МГД моделей, описывающих формирование системы проволочка – жидко-паровой керн – плазменная корона. Подробный анализ таких МГД моделей приведён в обзоре (Иваненков Г.В., 2004).

К одной из первых попыток экспериментальной оценки температуры продуктов ЭВП по непрерывной части оптического спектра относится работа Н.Н. Соболева (Соболев Н.Н., 1947). В работе утверждается, что

распределение энергии в непрерывной части оптического спектра в диапазоне 400 ÷ 600 нм, возникающего при ЭВП тонкой медной проволоочки, аналогично распределению энергии черного тела с температурой в 30000 °К. Вместе с тем автор обращает внимание, что использовавшийся им метод не является достаточно точным, и вряд ли пригоден для измерения температуры выше, чем 20000° К.

Близкий по своей идеологии подход к оценке температуры взрывающейся проволоочки по форме непрерывного спектра был предложен в работе (Мейфилд Е., 1963). С помощью щелей установленных на спектрографе были вырезаны 4 интервала длин волн: 540 нм, 577 нм ( $\Delta_{\text{щели}} = 5 \text{ \AA}$ ) и 623 нм, 750 нм ( $\Delta_{\text{щели}} = 50 \text{ \AA}$ ). С помощью четырёх, тщательно откалиброванных по интенсивности, ФЭУ с известной спектральной чувствительностью, изучалась динамика интенсивности света в выбранных спектральных окнах. Все сигналы с ФЭУ были синхронизованы между собой. Далее, по четырём точкам, с помощью специально изготовленных шаблонов планковских спектров для различных температур, путём наложения определялась максимальная температура взрывающихся проволоочек. Из результатов работы следует, что далеко не для всех параметров ЭВП (материал проволоочки и её диаметр) регистрировавшаяся спектральная плотность излучения имела планковское распределение (Мейфилд Е., 1963).

Методика спектрального пирометра, использовавшаяся в описываемых ниже экспериментах, не содержит в себе каких-то принципиально новых физических идей. Интенсивное развитие технологий в области микроэлектроники и компьютерной техники, значительно упростило процесс получения, хранения и обработки информации, получаемой в эксперименте. Благодаря появлению малогабаритных оптических спектрометров, чувствительных ПЗС линеек, быстрых многозарядных АЦП и современных компьютеров появилась возможность создания простой и легкодоступной методики оптического спектрального пирометра. Основные преимущества и

ограничения методики спектральной пирометрии содержатся в обзоре (Магунов А.Н., 2012). Важным достоинством методики является независимость результата измерения температуры от излучательной способности объекта. Более подробно принципы и особенности этой методики описаны в монографии (Магунов А.Н., 2012). Там же приведены многочисленные примеры её использования: измерение температуры газового пламени, газоразрядной плазмы, сонолюминесценции и т.д. В настоящей работе методика спектральной пирометрии использовалась для определения температуры продуктов электровзрыва вольфрамовых проволочек в вакууме.

## Глава 2. Экспериментальная установка и диагностический комплекс

### 2.1. Описание электротехнических параметров установки «Гелиос» и схемы эксперимента

Электроразрядная система установки «Гелиос» (Рис. 1) включает конденсаторную батарею (С), состоящую из четырех малоиндуктивных конденсаторов ИМН-100-0,1, коаксиального атмосферного разрядника тригатронного типа (Р), подводящей линии (Л) и нагрузки (проволочки). Высоковольтное зарядное устройство с элементами защиты, блокировок и контроля заряда, собранное на основе аппарата АИИ-70 обеспечивает начальный заряд батареи до напряжения  $\pm 35$  кВ.

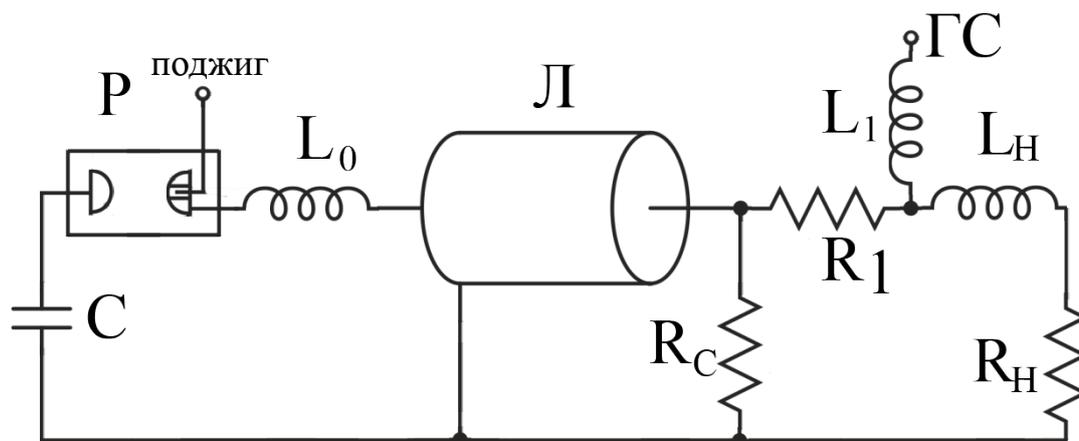


Рис. 1 Схема электроразрядного контура установки: С – емкость конденсаторной батареи, Р – разрядник,  $L_0$  – индуктивность внешней цепи,  $R_1 \sim 0,5$  Ом – дополнительный резистор, Л – кабельная линия,  $L_H, R_H$  – индуктивность и омическое сопротивление проволочки,  $R_c \sim 9$  Ом – согласующий резистор.

Для соединения разрядника с взрывной камерой использовалась линия из восьми параллельно соединенных радиочастотных кабелей ( $\rho = 50$  Ом,  $L = 200$  нГн/м) длиной по два метра каждый. Индуктивность внешней цепи  $L_0 = 1,7 \cdot 10^{-7}$  Гн, характеристическое сопротивление контура 0,8 Ом.

Начальная энергия, запасаемая в конденсаторной батарее, составляет 245 Дж. Оценка энергии, необходимой для полной дефрагментации нагрузки на атомы для вольфрамовой проволоочки диаметром 130 мкм и длиной 4 см по известной энергии сублимации дает величину 23 Дж.

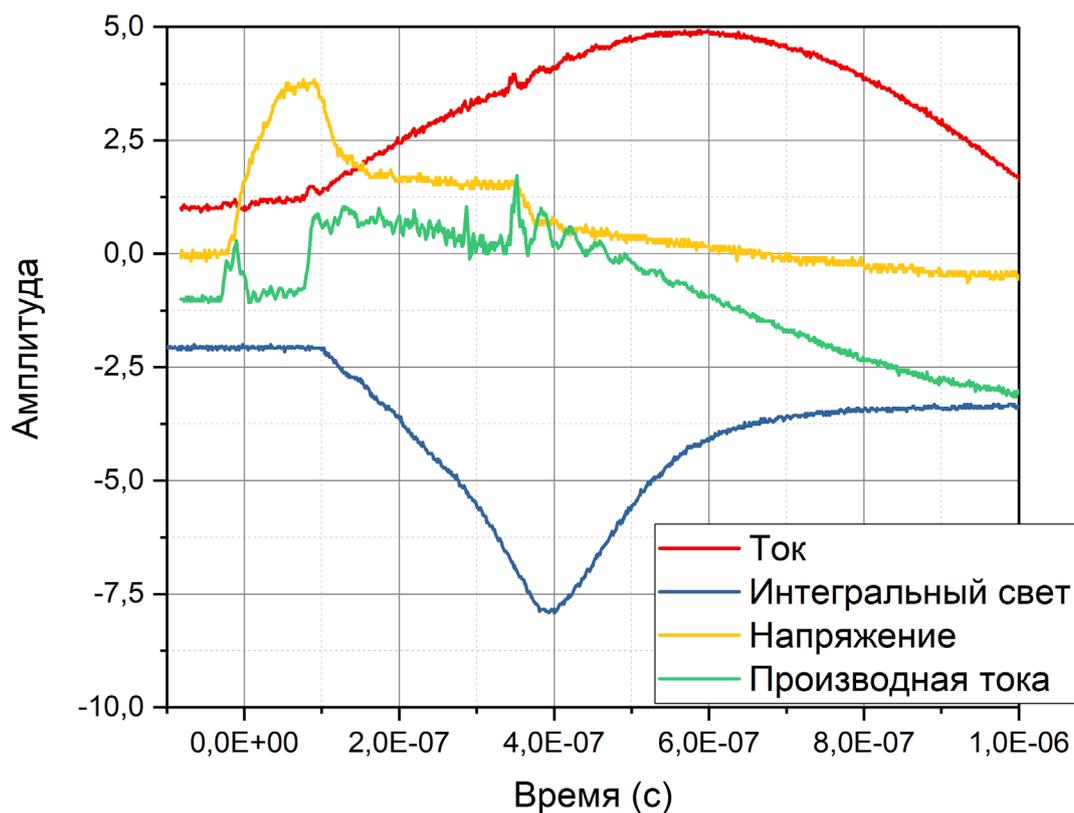


Рис. 2. Осциллограммы тока(1), производной тока(4), напряжения на проволочке(3), интегрального света(2), развертка 100 нс/дел.

Предварительный прогрев проволочек и начальная температура проводника оказывает существенное влияние на временную динамику электротехнических параметров, величину и скорость ввода энергии в проводник при ЭВП. Прогрев проволочки и начальная температура горячего старта задавались с помощью низковольтного источника тока (10 В, 5 А) с индуктивной и емкостной развязкой от высоковольтного импульса ( $L_1 = 150$  мкГн,  $C = 1000$  мкФ). Поскольку источник для прогрева проволоки был индуктивно развязан с установкой, что позволяло при необходимости

производить электровзрыв, не выключая прогрев (далее по тексту «горячий старт» или «ГС»).

На Рис. 2 представлены осциллограммы основных электротехнических характеристик электровзрыва вольфрамовой проволоочки диаметром 56 мкм. Горячий старт с начальной температурой  $\sim 2000$  °С. Наличие «полочки» тока и его нулевой производной на временном интервале 30-100 нс от начала разряда позволяет оценить вводимую мощность, температуру проволоочки и энергию, введенную в проводник к моменту электровзрыва (100-я нс).

Величина тока на «полочке»  $I \sim 1,2$  кА, напряжение  $U \sim 30$  кВ, сопротивление  $R = U / I = 25$  Ом и оценка температуры по проводимости дает величину  $T \sim 0,4$  эВ  $\sim 4600$  °К, оценка введенной энергии дает величину 1,8 Дж, что значительно меньше энергии сублимации 4,3 Дж.

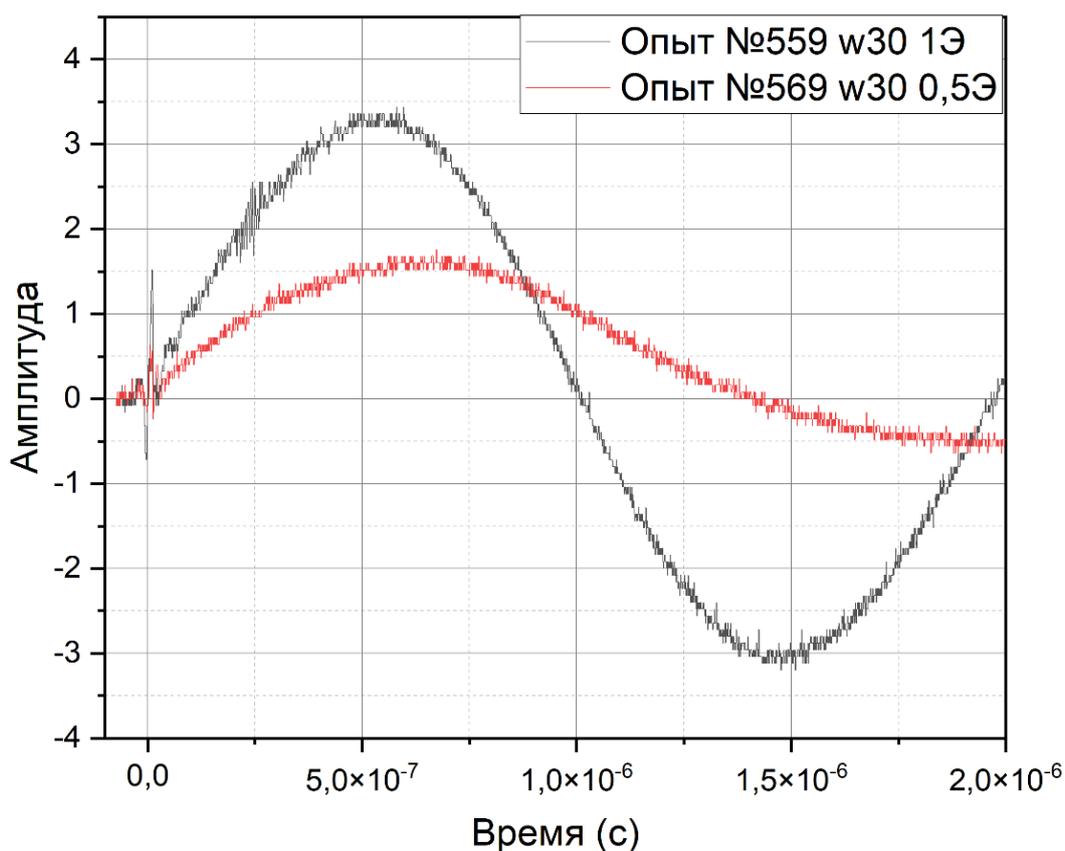
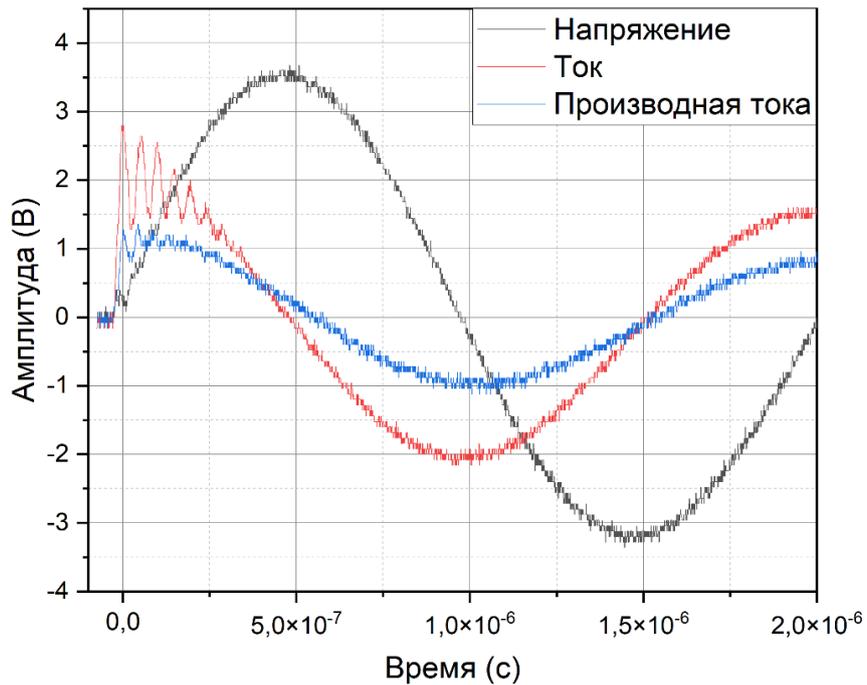


Рис. 3. Осциллограммы тока для осциллирующего (черным) и аperiodического (красным) разрядов.

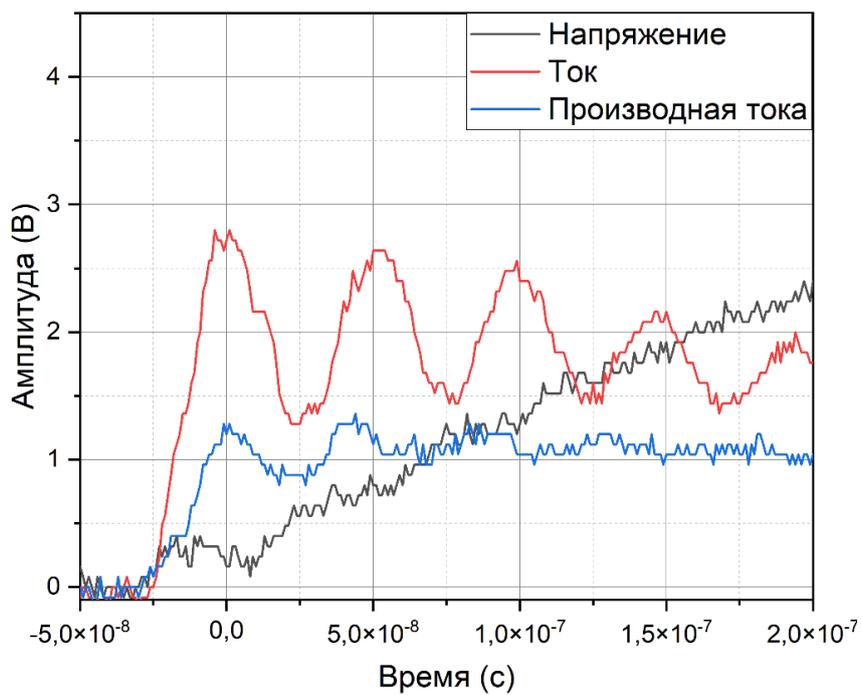
Электрическая схема, представленная на Рис. 1, соответствует периодическому режиму разряда конденсаторной батареи. В ряде экспериментов необходимо было использовать аperiodический импульс тока, что будет более подробно рассмотрено в Главе 4 данной диссертации. Для получения аperiodического режима (режим 0,5Э) сопротивление  $R_1$  заменялось сопротивлением, имеющим сильную нелинейную зависимость от температуры  $R_1(T)$ . Соответствующие осциллограммы токов в режиме короткого замыкания для осциллирующего (режим 1Э) и аperiodического (режим 0,5Э) разряда приведены на Рис. 3.

Для регистрации электротехнических параметров использовался стандартный набор методик: делитель напряжения, пояс Роговского с интегратором и магнитные петли, которые позволяли судить о производные тока. Для регистрации электротехнических сигналов использовались четыре осциллографа Tektronix TDS2024C, которые располагались в экранированной кабине.

Для оценки параметров электроразрядного контура необходимо использовать чисто индуктивную нагрузку с малым омическим сопротивлением и температурным коэффициентом сопротивления, которая не подвержена ЭВП. В качестве такой эквивалентной нагрузки использовалась проволока из нержавеющей стали диаметром 2 мм, длиной 40 мм и сопротивлением  $R = 0,1$  Ом, которая закреплялась в арматуре взрывного узла. На Рис. 4 (а) представлены осциллограммы при электроразряде на эквивалентную нагрузку. Напряжение на нагрузке измерялось с помощью резистивного делителя – 8 кВ/В, ток измерялся поясом Роговского – 12 кА/В. Максимум амплитуды тока в цепи составляет  $I = 42$  кА. Из анализа осциллограмм следует, что период колебаний тока  $T = 2,06$  мкс. Пренебрегая омическим сопротивлением и полагая, что ёмкость контура  $C = 0,4$  мкФ получаем, что индуктивность разрядного контура составляет  $\sim 270$  нГн. Тогда эквивалентное (волновое) сопротивление разрядного контура  $\rho_{\text{вол}} = 0,82$  Ом.



а



б

Рис. 4. Разряд на эквивалентной нагрузке: нержавеющая проволочка  $d = 2$  мм, длиной  $L = 40$  мм, начальное напряжение заряда накопителя  $U = 35$  кВ. (а) – осциллограммы напряжения, тока и производной тока ; (б) – та же осциллограмма за первые 200 нс.

Импеданс нагрузки определяется индуктивностью и сопротивлением взрываемой проволочки, а также индуктивностью элементов конструкции

токоподвода. На Рис. 4 (б) представлен фрагмент начальной стадии разряда на эквивалентную нагрузку. Из рисунка видно, что  $U \sim 8$  кВ, а  $dI / dt = 10$  кА / 70 нс. Поскольку при условии  $R_{\text{наг}} < 2\rho_{\text{вол}}$ :

$$U = L_0 \cdot (dI/dt), \quad (2)$$

то подставляя значения получаем, что суммарная индуктивность нержавеющей проволоочки и токоподвода  $L_0$ , составляет  $L_0 = 56$  нГн.

Таблица 1. Параметры вольфрамовых проволочек

Диаметр d, мкм	Площадь сечения проводника S, $10^{-5}$ см <sup>2</sup>	Масса проволочки m, $10^{-5}$ г/см	Число атомо N, $10^{18}$ 1/см	Энергия сублимации E <sub>sb</sub> , $10^{-2}$ Дж/см	Сопротивление проволочки L=4 см при различных температурах R, Ом			
					20 °C	1000 °C	200 0 °C	3000 °C
10	785	1,52	0,05	7	35,6	221	434	672,3
30	70,7	13,6	0,4	65	4,1	24,6	48,2	74,7
35	96,2	18,6	0,6	89	3,0	18,0	35,4	54,9
43	1,39	26,8	0,9	128	2,0	12,5	24,5	38,0
50	1,96	37,9	1,2	181	1,4	8,8	17,4	26,9
56	2,46	47,5	1,5	227	1,1	7,0	13,8	21,4
70	3,85	74,3	2,43	354,5	0,7	4,5	8,9	13,7
100	7,85	151,6	4,96	723,5	0,35	2,2	4,3	6,7
130	13,3	256,2	8,38	1223	0,2	1,3	2,6	4,0
132	13,7	264,1	8,64	1261	0,2	1,3	2,5	3,8
200	31,4	606,3	19,8	2894	0,09	0,6	1,1	1,7
300	70,7	1364,2	4,46	6511,2	0,03	0,2	0,5	0,75

В Таблице 1 приведены параметры (масса, количество атомов, энергия сублимации и величина сопротивления при различных температурах) для всех диаметров вольфрамовых проволочек, использовавшихся в экспериментах. Из таблицы видно, что условие  $R_{\text{наг}} < 2\rho_{\text{вол}}$  выполняется лишь для проволочек

диаметром от 100 мкм в режиме холодного старта. Индуктивность эквивалента нагрузки, как отрезка коаксиала единичной длины, можно посчитать по формуле:

$$L_{\text{пров}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ell \cdot \ln(d_2/d_1) = 24 \text{ нГн}, \quad (3)$$

где  $\ell$  длина проволоочки,  $d_1 = 2$  мм её диаметр, а диаметр обратного токопровода составляет  $d_2 = 40$  мм. Тогда индуктивность токопровода  $L_T$  составит  $L_T = L_0 - L_{\text{пров}} = 32$  нГн. Далее вычислим индуктивность проволоочек разных диаметров ( $L_{\text{пров}}$ ) по формуле (3). Индуктивность сборки  $L_0$  получается простым суммированием с индуктивностью токопровода  $L_T$ . Результаты расчета представлены в Таблице 2.

Таблица 2. Результаты расчета индуктивности сборки

Диаметр d, мкм	10	30	35	50	56	100	132	200	300	2000
$L_{\text{пров}}$ , нГн	66,4	57,6	56,3	53,5	52,6	47,9	45,7	42,4	39,1	24
$L_0$ , нГн	96,4	89,6	88,3	85,5	84,6	77,9	77,7	74,4	71,1	56

Вакуумная откачка камеры осуществлялась с помощью турбомолекулярного насоса 01АБ-450-003 (предел  $4 \cdot 10^{-5}$  Па) до давления  $\sim 10^{-4}$  Па. Более подробно вакуумная часть установки «ГЕЛИОС» описана в (Бирюков А.О., 2012; Уруцкоев Л.И., 2017).

В экспериментах использовались вольфрамовые проволоочки различных диаметров (30, 50, 100, 130 и 200 мкм), длина которых была  $\sim 40$  мм. Кварцевая разрядно-взрывная камера, позволяла проводить исследования электрического взрыва тонких проволоочек как спектроскопическими, так и фоторегистрирующими методиками.

Схема эксперимента и расположение диагностической аппаратуры приведено на Рис. 5. Все необходимые пояснения содержатся в подписи к рисунку. ЭВП производился в колбе из тянутого кварца марки КВ-3 (внутренний диаметр 55 мм, высота 110 мм, толщина стенки  $2 \div 3$  мм).

Взрываемая вольфрамовая проволока крепилась с помощью цанговых зажимов из нержавеющей стали.

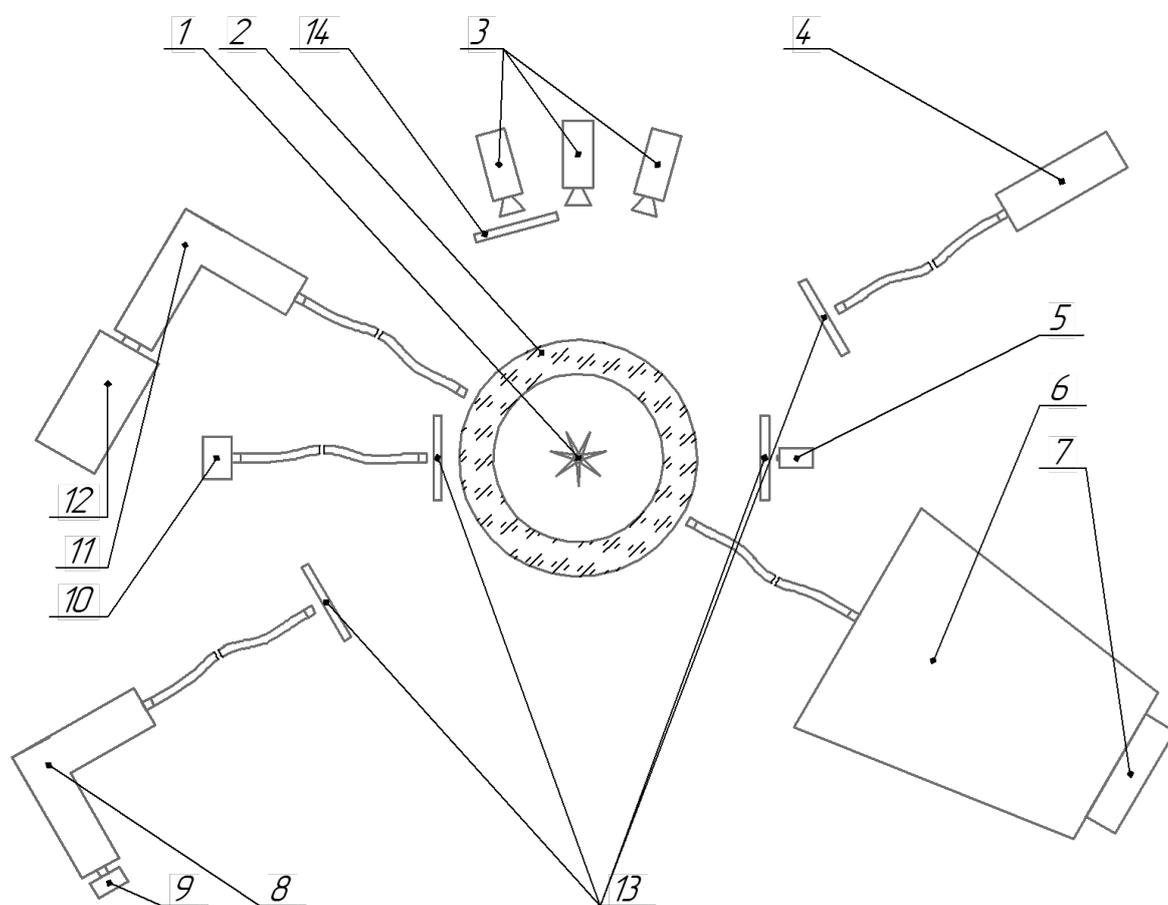


Рис. 5 Схема расположения оптических диагностических методик.

1 – вольфрамовая проволока; 2 – кварцевая разрядная камера; 3 – трехкадровая ЭОП-система съемки; 4 – ФЭУ; 5 – фотодиод; 6 – спектрометр СТЭ-1; 7 – система регистрации спектра СТЭ-1 состоящая из трех ПЗС линеек; 8, 11 – монохроматор УМ-2; 9 – система регистрации спектра УМ-2 состоящая из одной ПЗС линейки; 10 – спектрометр OceanOptics USB4000; 12 – стрип-камера соединенная с монохроматором для регистрации динамики поведения спектральных линий во времени; 13 – нейтральные фильтры различной степени поглощения; 14 – интерференционный фильтр  $H_{\alpha}$ .

Контроль давления во взрывной камере осуществлялся с помощью инверсно-магнетронного вакуумметра VARIAN FRG-700 с рабочим диапазоном  $10^{-5} \div 10^5$  Па, который присоединялся к нижнему уплотняющему фланцу камеры через медное уплотнение ConFlat. Вакуумметр был связан с контроллером Varian AGC-100, данные с которого передавались в компьютер

по стандартному протоколу RS-232, как функция времени. Для визуализации и обработки данных было разработано программное обеспечение на языке Object Pascal программной среды Delphi. Такая методика позволяла с достаточной точностью (~5%) в режиме реального времени контролировать давление в рабочей камере и определять скорость натекания как до, так и после электровзрыва. Следует отметить, что все эксперименты по ЭВП проводились при закрытом шибере турбомолекулярного насоса, который перекрывался за несколько секунд до запуска разрядника. Именно по этой причине измерение скорости натекания газа во взрывную камеру являлось весьма важной характеристикой всего эксперимента.



а б

*Рис. 6. Снимок поверхности проволочек после (а) и до (б) обработки*

В процессе проведения экспериментальной работы на установке «Гелиос» было замечено, что значительную роль на воспроизводимость, получаемых данных относящихся к динамике электротехнических параметров

и амплитуды светового потока, а также интенсивности сплошной и линейчатой частей оптического спектра, оказывает тщательность предварительной подготовки эксперимента.

Часть производителей вольфрамовых проволочек покрывает их слоем углерода толщиной несколько микрон, а другая часть - нет. Чтобы привести проволочки всех диаметров в идентичное начальное состояние, необходимо было разработать технологию удаления углеродного покрытия, поскольку как показали исследования (Ivanenkov G.V., 2000) энергозатрат и динамика ЭВП существенно изменяются при наличии диэлектрического покрытия поверхности проводника.

Были апробированы несколько методик удаления углеродного покрытия с проволочек. Самой удачной технологией оказалось кипячение проволочек в химически чистом растворе щелочи (KOH) при  $T = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Выбранный нами метод чистки поверхности проволочки позволял избавиться не только от углеродного покрытия, но и от окислов вольфрама. На Рис. 6 представлено фотографии, полученные с помощью микроскопа, проволочки после очистки (а) и до очистки (б). Из рисунка видно, что после кипячения в щелочи проволочка приобретает характерный металлический блеск.

Для дегазации поверхности проволочек от абсорбированных на ней газов, проволочка прогревалась при температуре  $\sim 2000\text{ }^{\circ}\text{K}$ . Чтобы определить необходимое время прогрева, была проведена серия электровзрывов при идентичных электротехнических параметрах, в которых взрывались проволочки с различной длительностью прогрева. При проведении этих исследований было подмечено, что при малой длительности прогрева величина остаточного давления составляла  $\sim 100\text{ Па}$ , а спектральная линия  $H_{\alpha}$  значительно уширена. Поскольку в исследованиях 2010 года было установлено, что водород составляет порядка 70% от газа образующегося во время ЭВП то величина уширения линии  $H_{\alpha}$  была выбрана в качестве критерия для определения необходимой длительности прогрева (Бирюков А.О., 2012).

Было выявлено, что для подготовки проволоочки к эксперименту её требуется прогревать не меньше часа. Определенная таким методом длительность прогрева совпадает с выводом авторов работы (Русских А.Г., 2006), в которой время прогрева определялось исходя из длительности стадии резистивного нагрева проволоочки при ЭВП. Следует отметить, что при прерывании процесса непрерывного прокаливания проволоочки требовалось вновь прогревать проволоочку не менее часа. Иными словами, время прогрева проволоочек не аддитивно.

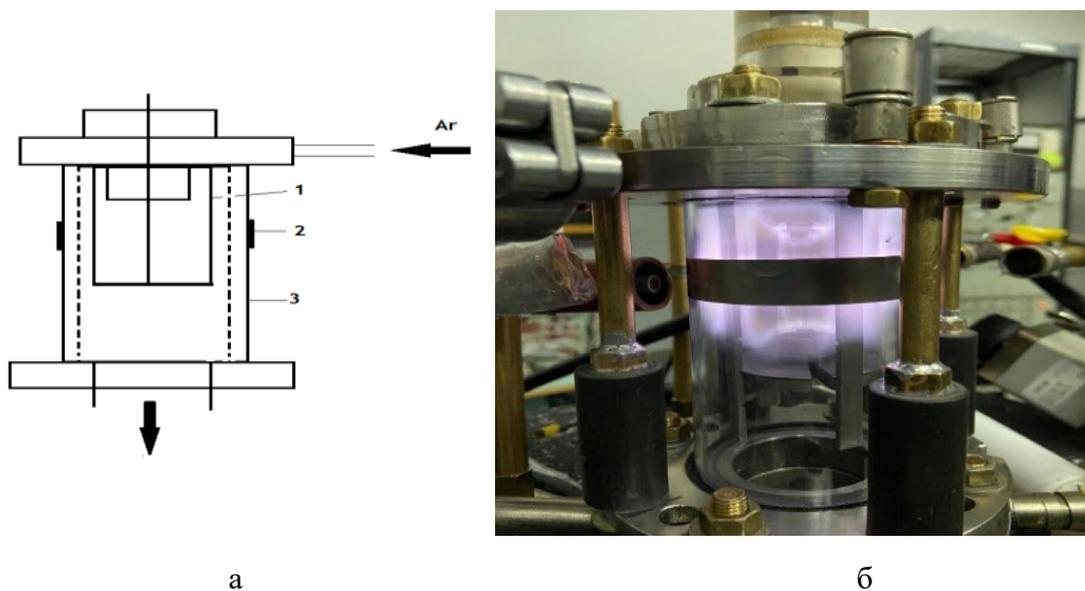


Рис. 7. а. Схема проведения чистки камеры аргоном; б. Фотография процесса очистки разрядной камеры

Для того чтобы снизить количество газа, абсорбированного стенками разрядно-взрывной камеры, производилась предварительная чистка с помощью тлеющего разряда от источника постоянного напряжения величиной  $\sim 300$  В в атмосфере аргона при давлении  $\sim 1$  торр. Чистка камеры производилась в проточном режиме. Поток аргона составлял  $Q = 1$  л·торр/ч, а время чистки  $\sim 90$  мин. Напуск аргона реализовывалась с помощью натекателя расположенного в верхней части камеры, как показано на схеме на Рис. 7 (а). Аргоновая чистка улучшает повторяемость некоторых параметров экспериментов, в частности, поствзрывного давления в разрядной камере.

Проведение подготовительных работ и непосредственно эксперимента осуществлялось в следующем порядке:

- 1) установка узла нагрузки в разрядно-взрывную камеру;
- 2) чистка камеры в атмосфере аргона;
- 3) вакуумная откачка камеры до давления  $\sim 1 \div 2 \cdot 10^{-5}$  Па;
- 4) обезгаживание проволоочки путем прогрева;
- 5) медленное выключение прогрева;
- 6) перекрытие шиберов системы вакуумной откачки;
- 7) ЭВП. Пункты 6, 7 выполнялись в течение времени  $\leq 10$  сек.

## 2.2. Фотоэлектрические методики

Для регистрации временной динамики интегрального по спектру светового потока использовались два типа детекторов с различными спектральными характеристиками: ФЭУ (Рис. 5 (4)) – СНФТЗ (350 ÷ 650 нм) и фотодиод (Рис. 5 (5)) ВРW24R (400 ÷ 1100 нм). Во избежание электромагнитных наводок по высоковольтному питанию ( $U \sim -4$  кВ), ФЭУ вместе с блоком питания располагался в диагностической кабине. Для транспортировки света до диагностической кабины использовалось кварцевое стекловолокно. Фотодиод, вместе с соответствующей электроникой, находился в экспериментальном зале, в металлической коробке, служившей экраном от сильных электромагнитных помех, которые неизбежно возникают при срабатывании коммутирующего разрядника, а также в момент электровзрыва проволоочки. Питание электроники фотодиода осуществлялось от аккумулятора, что позволяло избегать наводок по сети. Временное разрешение СНФТЗ составляло  $\tau \sim 1$  нс, а фотодиодного детектора  $\tau \sim 10$  нс. Оба детектора располагались на расстоянии  $L \sim 1$  м от взрывной камеры и, таким образом, кварцевая колба полностью попадала в угол зрения обоих детекторов.

### 2.3. Фотографическая методика

Для регистрации (визуализации) однородности взрыва проволоочки и динамики пост-разрядной плазмы была разработана 3-х канальная схема фотосъемки с временем экспозиции  $30 \div 150$  нс. В качестве затвора в эксперименте использовались электронно-оптические преобразователи (ЭОП) ЭП19. Изображение с экрана ЭОП регистрировалось фотоаппаратами Canon 1100D. В качестве запускающего импульса использовался сигнал с индукционного датчика производной тока в разрядной цепи.

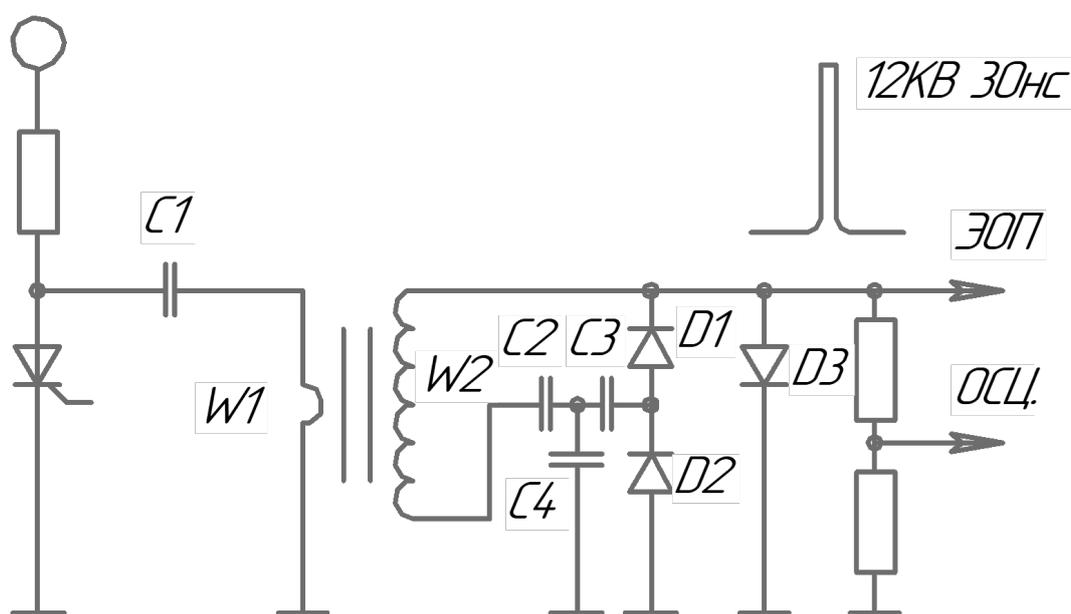
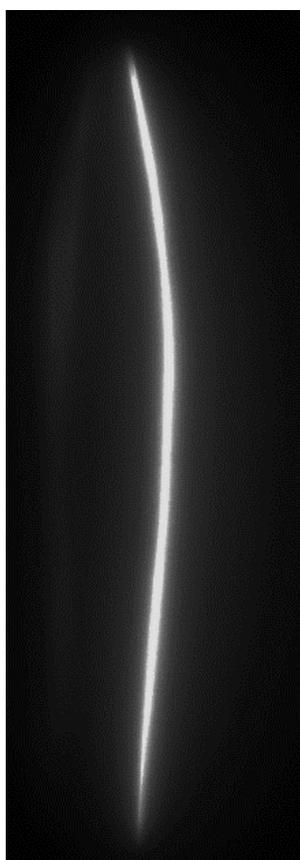


Рис. 8. Схема блока формирования высоковольтного импульса ЭОПа.

$W1 - 1$  в,  $W2 - 40$  в,  $C1 = 470$  нФ,  $C2 = C3 = C4 = 100$  нФ,  $D1, D2 - КЦ105Д$ ,  $D3 - Д1008$

Высоковольтный (ВВ) импульс амплитудой  $10 \div 12$  кВ, необходимый для срабатывания ЭОПа, формировался с помощью трансформаторной схемы (Рис. 8). В качестве ключевого элемента был использован «быстрый» тиристор КУ221А, время включения которого  $\sim 300$  нс, что определяло нижнюю границу задержки запуска ЭОП относительно начала разряда. Полуширина ВВ импульса в приведенной схеме составляла  $\sim 150$  нс. Введение в схему низкочастотного шунтирующего диода Д3 позволило сократить полуширину ВВ импульса до 30 нс, что позволяло, при необходимости, уменьшать время

экспозиции кадра. Для задержки запуска ЭОП в диапазоне 0,3-0,7 мкс использовались линии задержки ЛЗ-02-600. Для визуализации свечения в микросекундном диапазоне (до 150 мкс) была разработана 3-х канальная система запускающих импульсов (Рис. 10). Таким образом, разработанная система питания ЭОПов позволяла как изменять время задержки между кадрами, так и сдвигать по времени запуска всю систему в широком временном интервале. Используемые схемные решения обеспечивали джиттер относительно запускающего импульса не более 30 нс.



*Рис. 9. ЭОП-снимок нагретой вольфрамовой проволоки.*

Система покадровой фото-регистрации располагались непосредственно рядом с установкой, на расстоянии  $\sim 0,7$  м от оси кварцевой колбы (Рис. 5 (3)). Для фокусировки системы использовалась нагретая до температуры  $\sim 2000$  °С вольфрамовая проволока, которая располагалась на оси камеры и служила в

качестве тестового объекта (Рис. 9). Коэффициент масштабирования составлял  $k = 0,3$ . Интенсивность светового потока регулировалась диафрагмой объектива и нейтральными фильтрами, с известной спектральной характеристикой.

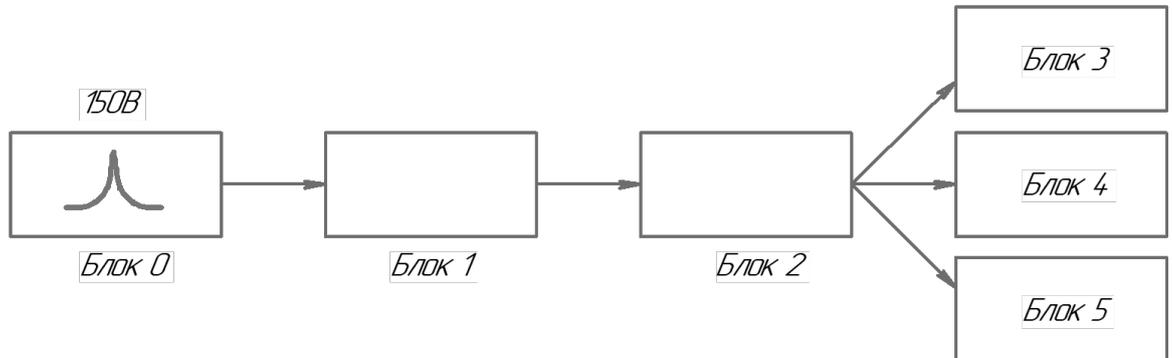


Рис. 10. Общая схема формирования задержки высоковольтных импульсов ЭОП-системы.

Блок 0 – формирователь импульса производной тока в цепи разрядника; Блок 1 – многоканальная линия задержки с пределами регулировки  $0 \div 0,4$  мкс; Блок 2 – трехканальная линия задержки с пределами регулировки  $30 \div 200$  мкс; Блок 3, Блок 4, Блок 5 – формирователь высоковольтного импульса амплитудой 12 кВ и шириной на половине амплитуды 30 нс.

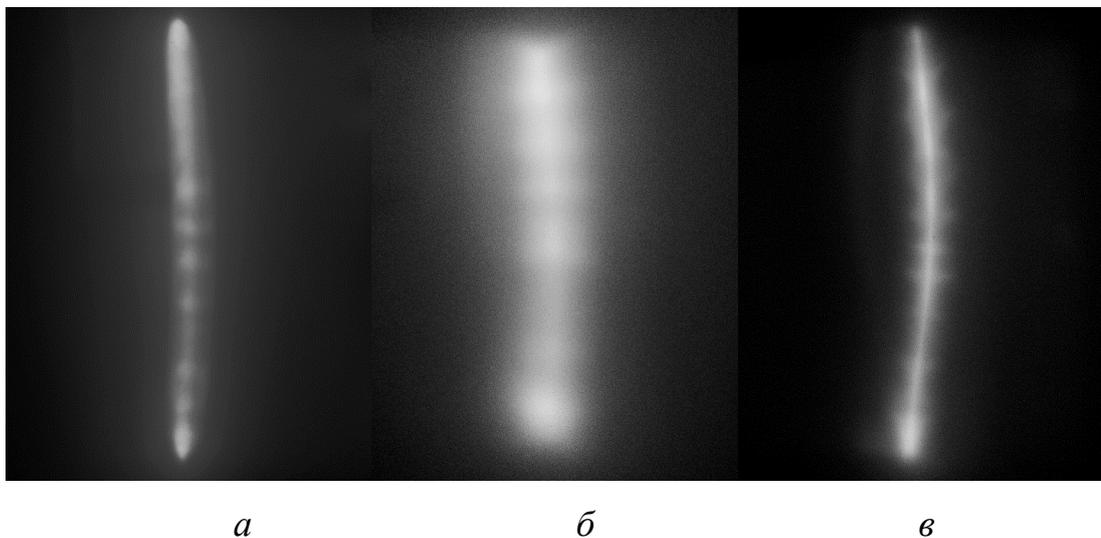


Рис. 11. Зоограммы опыта №268. Фотография в) получена ЭОП-системой с установленным фильтром Ортолонг Н-Альфа. Времена срабатывания систем от начала ЭВП: а) 250 нс б) 300 нс в) 350 нс.

Типичные зоограммы с одного из экспериментов представлены на Рис. 11. Из зоограмм видно, что в первую микросекунду после начала прохождения тока основным источником света является расширившаяся

нагретая проволочка. На фотографиях отчетливо видно, что уже к 250 нс успевает развиться неустойчивость, приводящая к образованию «страт». Обращает на себя внимание диффузный характер свечения плазменного канала (особенно на Рис. 11 б), хотя все ЭОПы наведены на резкость на место расположения проволочки одинаково тщательно.

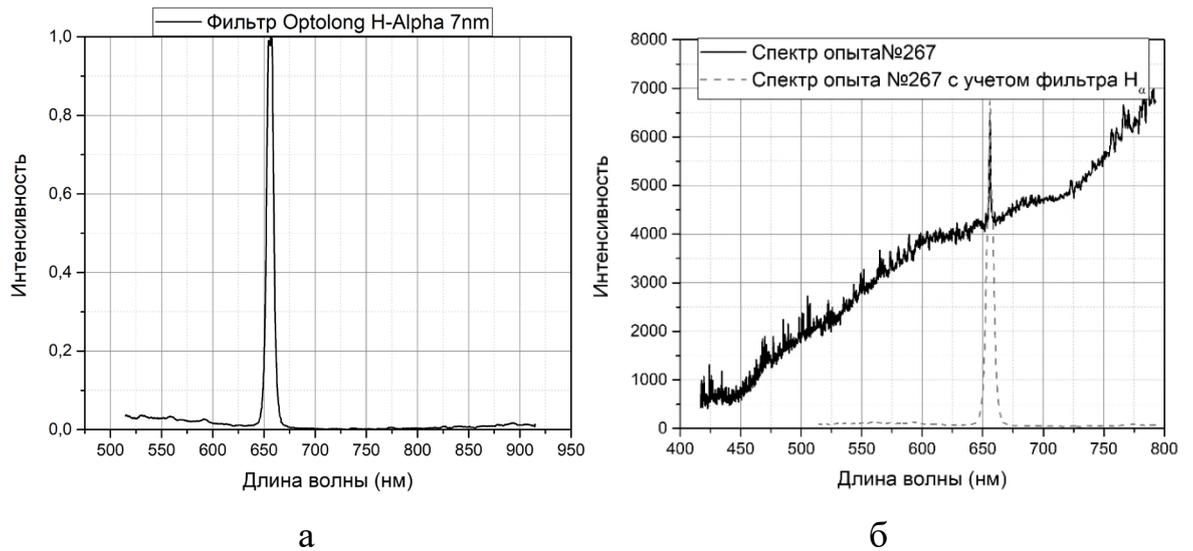
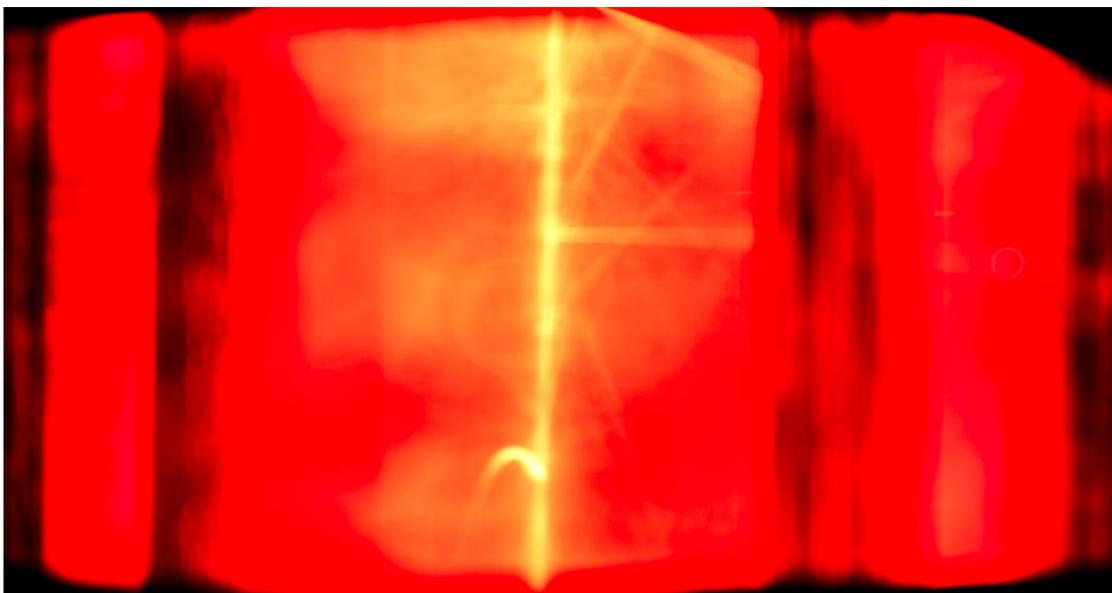


Рис. 12. Спектральная характеристика фильтра Optolong H-Alpha 7nm

Для регистрации изображения процесса ЭВП в узком спектральном диапазоне использовались интерференционные фильтры Optolong H-Alpha 7nm. Спектральная характеристика фильтра была измерена с помощью калибровочной лампы СИРШ 6-40 и спектрометра OceanOptics USB4000. Вид спектральной характеристики интерференционного фильтра представлен на Рис. 12 (а). На Рис. 12 (б) представлен экспериментально зарегистрированный спектр свечения электровзрыва W проволочки  $d = 56$  мкм, с наложенным на него участком спектра, соответствующим полосе пропускания интерференционного фильтра. Из Рис. 12 видно, что экспериментальный спектр, полученный с помощью спектрометра УМ-2, состоит из непрерывной и линейчатой части, и, примерно, десятая часть

интенсивности светового потока в указанном спектральном диапазоне определяется линией  $H_{\alpha}$ .



*Рис. 13. Интегральный по времени снимок ЭВП через интерференционный фильтр  $H_{\alpha}$  (полоса пропускания 7 нм)*

Цветная интегральная по времени фотография процесса ЭВП через интерференционный фильтр Optolong H-Alpha представлена на Рис. 13. На фотографии отчетливо видно красное диффузное свечение, равномерно заполняющее объем колбы. Непрерывная часть спектра, попадающая в спектральный интервал интерференционного фильтра, связана со свечением нагретой проволоочки, которая расширяется весьма неоднородно и вряд ли может привести к равномерному свечению. Таким образом, можно полагать, что однородное красное свечение обусловлено возбужденными атомами водорода.

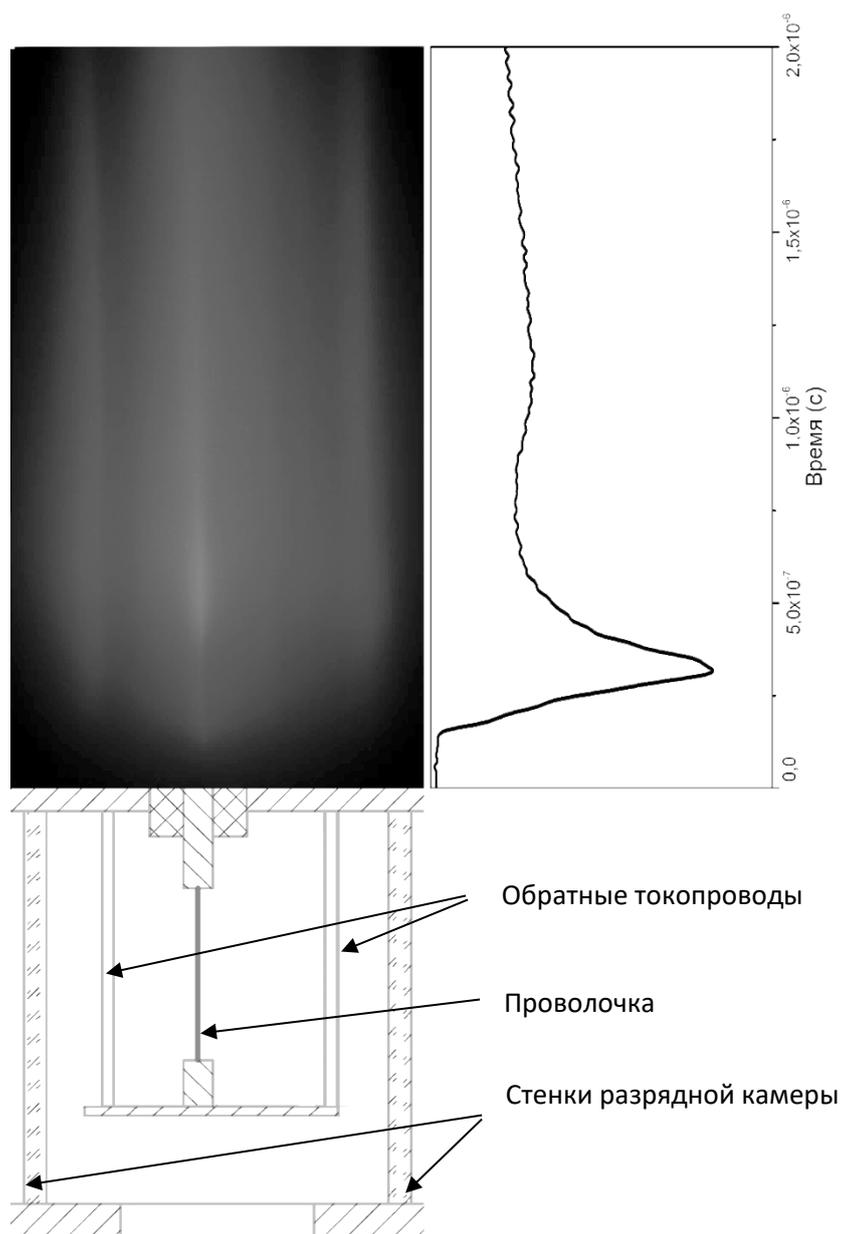


Рис. 14. Типичная хронограмма эксперимента. Справа - синхронизованная по времени осциллограмма зависимости интегрального по спектру излучения ЭВП. Снизу - схема разрядной камеры в масштабе

Для получения сверхскоростной фотографии процесса интерференционный фильтр размещался перед объективом ЭОПа (Рис. 5 (14)). Изображение ЭВП проволоочки, полученное с помощью ЭОПа, который располагался за интерференционным фильтром, представлено на Рис. 11 (в). Сравнение эопограмм на Рис. 11 (б) и (в) позволяет сделать вывод о том, что свечение «шубы» на (б) обусловлено в основном атомами W,

поскольку на рисунке (в) это свечение отсутствует, и изображение плазменного канала выглядит гораздо более чётким.

Для определения скорости радиального разлета плазмы использовалась стрик-камера PS-1/S1-M, специально адаптированная под условия настоящего эксперимента. Подробное описание стрик камеры приведено в работе (Алабин К.А., 2020). Стрик-камера имела 5 номиналов временных разверток (0,5 мкс; 1 мкс; 2 мкс; 5 мкс; 10 мкс). Временная синхронизация срабатывания стрик камеры осуществлялась с помощью сигнала производной тока. Щель располагалась перпендикулярно проволочке, а изображение проволочки на щели формировалась с помощью объектива. Типичная хронограмма процесса представлена на Рис. 14. Справа от хронограммы представлен сигнал ФЭУ, временная шкала графика синхронизована с хронограммой с учетом задержки срабатывания стрик-камеры. Внизу хронограммы наложена схема разрядной камеры, дающая представление о геометрических размерах снимка, а также поясняющая наличие теней на снимке. Данная методика позволяла по скорости разлета плазмы судить о величине энерговклада в проволочку.

#### **2.4. Спектральная часть комплекса**

Для проведения оптических спектральных измерений использовалось несколько типов спектрометров: OceanOptics USB4000, УМ-2, СТЭ-1, которые заметно различаются между собой по светосиле и своим спектральным характеристикам. Оптическое излучение, возникающее при ЭВП, содержит как непрерывный спектр, связанный с излучением нагретой W проволочки, так и линейчатый спектр – обусловленный свечением ионов и возбужденных атомов. Поэтому каждый из перечисленных выше спектрометров использовался для решения своей конкретной задачи, связанной с регистрацией либо непрерывной, либо линейчатой частями исследуемого спектра.

Для определения спектральной чувствительности спектрометров использовалась стандартная вольфрамовая ленточная лампа СИРШ 6-40, запитанная от стабилизированного источника тока. Первоначально, с помощью пирометра ЭОП-66 было проверено соответствие калибровочной лампы СИРШ 6-40 паспортным данным, указанным производителем. Затем была измерена функция спектральной чувствительности  $f(\lambda)$ , включающая спектральную чувствительность волокон и регистрирующих ПЗС линеек, всех типов спектрометров. Измерения проводились при нескольких значениях температуры калибровочной лампы.

Для спектрометра OceanOptics ширина щели была установлена производителем и не подлежала регулировке. Что же касается двух других типов спектрометров, то для каждого из них с помощью ртутной лампы (за основу бралось излучение с  $\lambda = 576,98$  нм и  $\lambda = 579,08$  нм) были определены значения нормальной ширины щели. Для спектрометра СТЭ-1 эта величина составила  $B_1 = 50$  мкм, а для УМ-2 –  $B_2 = 20$  мкм.

Для определения значения аппаратной функции всех спектральных приборов были проведены следующие измерения. Экспериментально наблюдаемая с помощью спектрографа ширина Hg линий  $\Delta_{\text{экс.}}$  в калибровочной ртутно-гелиевой лампе ДРГС-12 складывается из естественной ширины спектральных линий Hg  $\Delta_{\text{ест.}}$ , которой можно пренебречь, инструментального уширения из-за дифракции на входной щели  $\Delta_{\text{инс.}}$  и доплеровского уширения  $\Delta_D$ . Поскольку доплеровское уширение  $\Delta_D \sim \sqrt{\frac{T_i}{\mu}}$ , а для Hg величина  $\mu \sim 200$ , то величиной  $\Delta_D$  для ртути, по сравнению с доплеровским уширением для атомов водорода H, можно пренебречь. Будем считать, что все уширение линий Hg определяется инструментальным уширением  $\Delta_{\text{инс.}}$ . Экспериментально измеренная на спектрографе СТЭ-1 с шириной щели  $d = 50$  мкм полуширина линий ртути даёт:

для Hg  $\lambda = 576,98$  нм –  $\Delta_{\text{инс.}} = 0,038$  нм, для  $\lambda = 579,08$  нм –  $\Delta_{\text{инс.}} = 0,040$  нм. Будем считать, что  $\bar{\Delta} = 0,039$  нм.

Теперь посчитаем экспериментально измеряемую величину доплеровского уширения определённую с помощью СТЭ-1 для калибровочной лампы ДВС-25. Для линии  $H_{\alpha}$   $\Delta_{\text{экс.}} = 0,065$  нм.

$$\Delta_{\text{экс.}}^2 = \Delta_{\text{инст.}}^2 + \Delta_D^2 \rightarrow \Delta_D = \sqrt{\Delta_{\text{экс.}}^2 - \Delta_{\text{инст.}}^2} = 0,052 \text{ нм} \quad (4)$$

Для линии  $H_{\beta}$  на кварцевом стекловолокне  $\Delta_{\text{экс.}} = 0,048$  нм и соответственно  $\Delta_D = 0,028$  нм.

Тогда температура ионов в дуге водородной лампы будет:

$$1. \text{ по уширению линии } H_{\alpha} - T_n = \sqrt{\frac{\Delta_D}{0,51}} = 1 \text{ эВ}$$

$$2. \text{ по уширению линии } H_{\beta} - T_n = \sqrt{\frac{\Delta_D}{0,38}} = 0,86 \text{ эВ}$$

Теперь определим  $\Delta_{\text{инс.}}$  для УМ-2. Для линий ртути (с шириной щели  $d = 20$  мкм) имеем: Hg  $\lambda = 576,98$  нм  $\Delta_{\text{инс.}} = 0,56$  нм, для  $\lambda = 579,08$  нм,  $\Delta_{\text{инс.}} = 0,57$  нм. Будем считать, что  $\bar{\Delta} = 0,565$  нм. Очевидно, что при таком инструментальном уширении эффектом доплеровского уширения на калибровочной лампе можно пренебречь.

Для прибора OceanOptics величина инструментального уширения измеренная по такой же методике составила  $\Delta_{\text{инс.}} = 1,50$  нм

Так как дисперсия спектрометра УМ-2 существенно нелинейная, то представляется возможность измерить дисперсию прибора в синей области с помощью водородной лампы. Для  $H_{\alpha}$  полуширина составила  $\Delta_{\text{экс.}} = 0,56$  нм, что совпадает с уширением ртутных линий, поскольку они обе располагаются в красной области спектра. А уширение  $H_{\beta}$  составило  $\Delta_{\text{экс.}} = 0,20$  нм. Это свидетельствует о том, что в синей области спектра дисперсия прибора почти в 2,5 раза лучше.

Для калибровки положения спектральных линий в спектрометрах использовались водородная, ртутная, натриевая и неоновая спектральные

лампы. Чтобы исключить температурный дрейф спектрометров коррекция калибровок на всех спектрометрах осуществлялась каждый раз, непосредственно перед ЭВП. Все типы спектрометров с регистрацией исследуемого спектра на ПЗС линейки позволяли получать лишь интегральный по времени спектр. Время считывания кадра составляло от 30 до 100 мс в зависимости от типа спектрометра.

Спектрометр OceanOptics USB4000 имеет в качестве диспергирующего элемента дифракционную решетку 500 штр/мм и поэтому обладает линейной дисперсией, высокой световой чувствительностью, но невысоким спектральным разрешением. Важным достоинством данного типа спектрометра является широкий динамический диапазон по интенсивности (около 65 тыс. отсчетов на канал), который обеспечивается за счёт использования 32 битного АЦП для оцифровки ПЗС линейки. Линейность динамического диапазона была проверена с помощью калибровочной лампы СИРШ 6-40, лазера и нейтральных фильтров. Область спектральной чувствительности спектрометр OceanOptics лежит в диапазоне от 345 ÷ 1036 нм, что позволяло его использовать для получения обзорного спектра. Технические характеристики OceanOptics определили круг задач, в которых использование этого типа спектрометра было эффективным. Поэтому основной задачей этого прибора являлась регистрация непрерывной части спектра, поскольку из-за недостаточного спектрального разрешения, идентификация линейчатой часть спектра зачастую представлялась невозможной. «Узнаваемыми» были только самые яркие линии, а спектральные линии W сливались в, практически непрерывный, фон.

Вторым типом спектрометра, входящим в измерительный спектральный комплекс, являлся призмный спектрометр УМ-2, который позволял регистрировать оптическое излучение в диапазоне 400 ÷ 800 нм. Основным недостатком этого спектрометра является нелинейная дисперсия, преимуществом – высокая спектральная чувствительность и относительно

хорошее разрешение, что позволяло и регистрировать непрерывную часть спектра, и идентифицировать основные спектральные линии. Другим важным свойством спектрометра является то обстоятельство, что весь оптический спектр умещается на длине 30 мм, что позволяет использовать для регистрации спектра ПЗС-линейку, а также, при необходимости, усиливать изображение спектра с помощью ЭОПа.

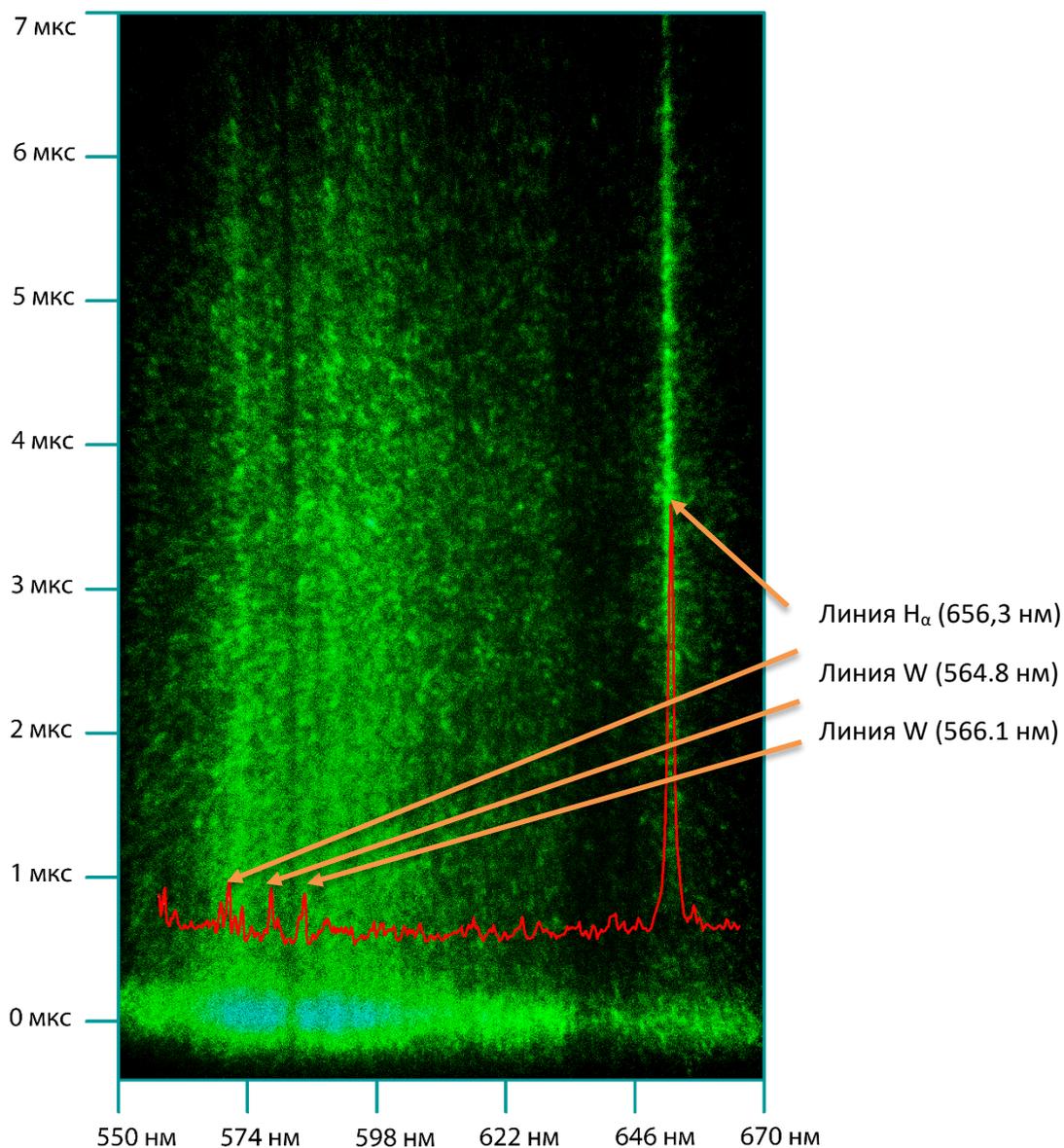


Рис. 15. Временная развертка оптического спектра ЭВП. Слева от снимка – временная шкала, снизу приведена шкала длин волн. Красным цветом на снимке изображен спектр УМ-2, полученный в том же эксперименте.

В диагностический комплекс входило два спектрометра УМ-2, один из которых использовался для регистрации обзорного спектра на ПЗС линейку, а другой был совмещен со стрик-камерой, что позволяло регистрировать динамику поведения спектральных линий во времени. На Рис. 15 представлена временная развертка оптического спектра ЭВП. Слева от снимка указана временная шкала, синхронизированная по частотной лазерной линейке. Под снимком приведена шкала длин волн, калиброванная по спектральным лампам. В нижней части рисунка отчетливо видна вспышка, связанная непосредственно с электровзрывом. Сопоставление снимка со спектрами, полученными с других спектральных методик, позволяет идентифицировать линии и проследить динамику их поведения во времени. На снимок наложен интегральный по времени спектр, полученный со спектрометра той же модели, что избавляет от корректировок снимков на нелинейность дисперсии спектрометра УМ-2. Наиболее яркие линии и их длины волн указаны на рисунке.

Для точной идентификации спектральных линий и изучения их профиля использовался спектрограф со скрещенной дисперсией СТЭ-1. Регистрация спектров осуществлялась в трех спектральных диапазонах:  $483 \div 505$  нм,  $564 \div 592$  нм,  $643 \div 670$  нм, на три ПЗС линейки Toshiba TCD1304. Вся система была изготовлена в Институте Спектроскопии РАН (МОПС, 2012).

Как указывалось выше для регистрации поведения оптических спектров во времени использовался спектрометр УМ-2 совмещенный со стрик-камерой однако эта методика обладает рядом ограничений она позволяет одномоментно регистрировать только часть (100 нм) оптического диапазона (см. Рис. 15), а ее максимальная развертка составляет 10 мкс. Для регистрации спектра во всем видимом диапазоне с временным разрешением использовалась следующая методика. Спектрометр УМ-2 совмещался с ЭОПом имеющим электростатическую фокусировку (ЭП-19), который использовался в качестве оптического затвора. ЭП-19 запитывался в импульсном режиме с амплитудой

$U \sim 15$  кВ и длительностью импульса  $\tau \sim 100$  мкс. Время подачи импульса питающего напряжения выбиралось исходя из условий эксперимента. Регистрация изображения осуществлялась на матрицу фотоаппарата Canon 1100D.

## Глава 3. Измерение температуры продуктов ЭВП методикой спектральной пирометрии.

### 3.1. Калибровка методики измерения температуры

Как упоминалось выше, в главе 1, в экспериментах по электровзрыву, температура продуктов реакции является расчетной (Бакшт Р.Б., 2013). Перед настоящей диссертационной работой стояла задача разработки методики измерения температуры продуктов ЭВП.

Поскольку непрерывная часть экспериментального спектра ЭВП связана с тепловым излучением продуктов электровзрыва, то представлялось логичным разработать методику измерения температуры  $\bar{T}$ , усреднённой по времени свечения непрерывного спектра. Такая характеристика позволяет судить об энергокладе в проволочку. Для решения этой задачи была предложена очень простая методика, основанная на регистрации непрерывной (планковской) части спектра с помощью спектрометра OceanOptics.

Суть методики состоит в том, что тепловое излучение представляет собой распределение Планка. Формула распределения Планка в которую введена излучательная способность объекта  $\varepsilon$  представляет собой:

$$I = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} / [\exp(C_2/\lambda T) - 1] \quad (5)$$

Логарифмируя это распределение для области Вина ( $C_2/\lambda T \gg 1$ ) получим:

$$\ln(\lambda^5 I) - \ln(\varepsilon C_1) = -C_2/(\lambda T) \quad (6)$$

здесь  $I$  – интенсивность излучения в Вт/см<sup>2</sup>·мкм,  $\lambda$  – длина волны в мкм,  $T$  – температура в °К,  $C_1 = 37418$  Вт·мкм<sup>4</sup>/см<sup>2</sup>,  $C_2 = 14388$  мкм/°К.

При переходе от линейных координат к нелинейным виновским координатам, где  $x = C_2/\lambda$  и  $y = \ln(\lambda^5 I)$ , распределения Планка преобразуется в прямую, наклон которой определяется значением температуры. Необходимо также учесть, что приемники с переносом заряда

(ПЗС линейки и матрицы) регистрируют не интенсивность света ( $\text{Вт}/\text{см}^2$ ), а полное число фотоэлектронов за время накопления спектра  $\Delta t$ . Полное число электронов в каждом элементе приемника связано с интенсивностью как  $I \sim N(h\nu)/\Delta t$ , где  $h\nu$  – энергия кванта,  $h$  – постоянная Планка, частота  $\nu = c/\lambda$  (где  $c$  – скорость света). Поэтому вместо выражения (6) можно записать:

$$\ln(\lambda^4 N) - \ln(\varepsilon C_1 \Delta t / hc) = -C_2 / (\lambda T) \quad (7)$$

при этом спрямление спектра происходит при осях  $x = C_2/\lambda$ , а  $y = \ln(\lambda^4 N)$ . Преобразуя, таким образом, зарегистрированный спектр можно легко определить температуру излучающего объекта в случаях, когда объект можно считать нагретым однородно, а его температуру стационарной. Пример спектра в линейных и виновских координатах представлен на Рис. 16.

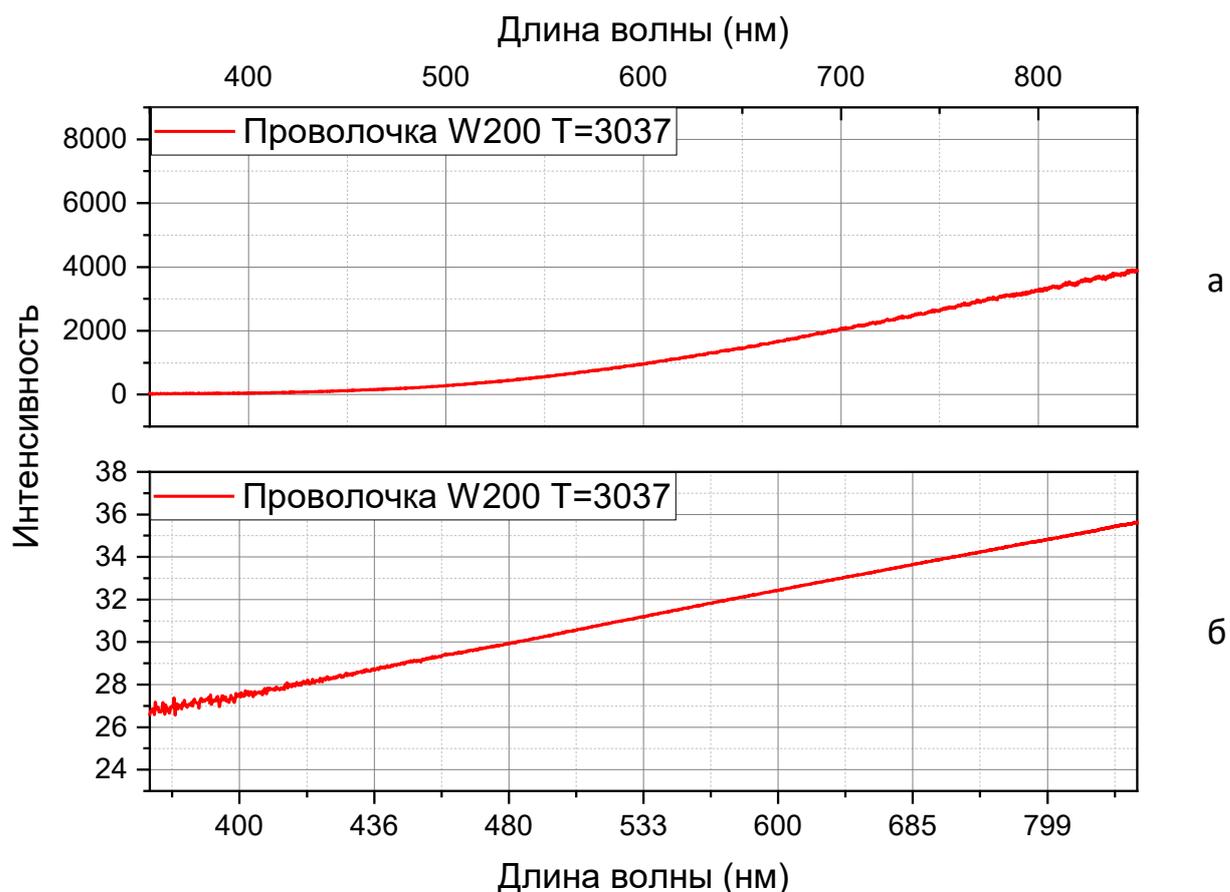
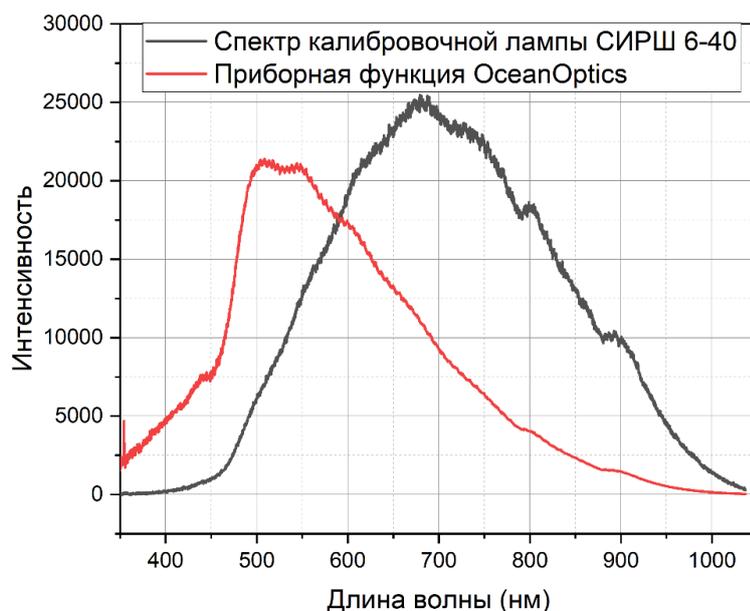
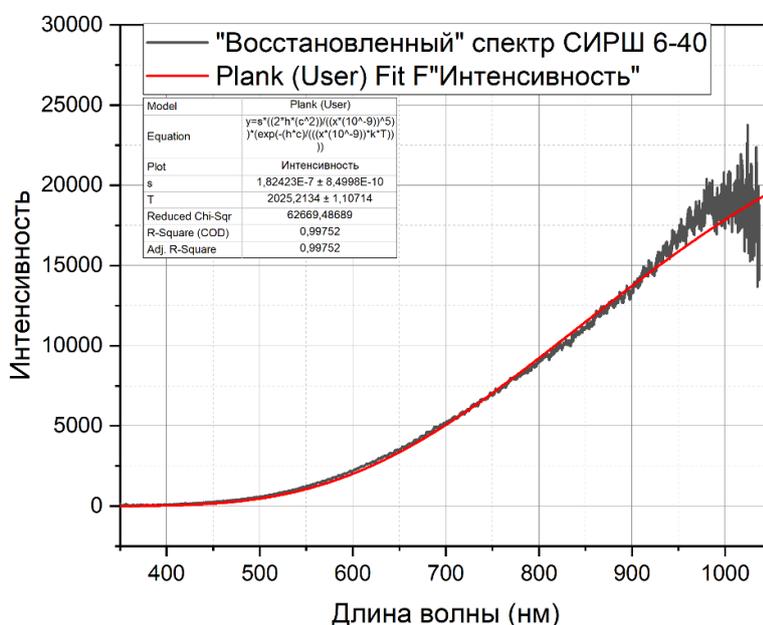


Рис. 16. Непрерывная часть видимой области спектра в обычных (а) и виновских (б) координатах.



а



б

Рис. 17. а – спектр калибровочной вольфрамовой лампы СИРШ 6-40 снятый с помощью спектрометра OceanOptics (черным) и приборная функция спектрометра OceanOptics (красным). б – «восстановленный» (с учетом приборной функции) спектр калибровочной лампы СИРШ 6-40 и его фиттирование распределением Планка

Для корректного измерения температуры плазмы по непрерывной части спектра необходимо знание спектральной чувствительности используемого спектрометра. Определения спектральной чувствительности спектрометра OceanOptics проводилось с помощью ленточной лампы СИРШ 6-40 и пирометра ЭОП-66, которые оба имеют в качестве источника излучения

вольфрам. Для питания вольфрамовой лампы использовался стабилизированный источник питания с контролем тока и напряжения. В качестве первого шага проводилось измерение пирометром температуры ленточной лампы СИРШ 6-40 при нескольких значениях тока накала. Далее с помощью спектрометра OceanOptics регистрировали спектр вольфрамовой лампы размещенной непосредственно перед световодом. Таким образом, была получена спектральная функция прибора, учитывающая все элементы: спектральную чувствительность ПЗС-линейки, спектральную характеристику используемого оптоволокна, излучательную способность вольфрама (см. Рис. 17 а). Свертка экспериментально регистрируемого спектра со спектральной функцией прибора позволяла получать реальный спектр излучения (см. Рис. 17 б).

Следующий шаг калибровки методики состоял в переходе к модельному объекту: нагретая проволока в разрядной камере. Верификация методики состояла в сравнении температуры нагретой вольфрамовой проволоки, определяемой по форме регистрируемого спектра и температуры, определяемой по температурному коэффициенту сопротивления.

В начале необходимо было убедиться в корректности измерений температуры проволоки по электротехническим параметрам. С этой целью были сняты вольт-амперные характеристики нагретых проволочек различного диаметра. Так как удельное сопротивление зависит от температуры:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t) \quad (8)$$

где  $\rho_0$  - удельное сопротивление проводника при 0 °С,  $t$  – температура,  $\alpha$  – температурный коэффициент сопротивления, то несложно вычислить температуру пользуясь справочными материалами. Зависимость удельного сопротивления вольфрамовых проволочек различного диаметра представлена на Рис. 18. Как видно из представленного графика удельное сопротивление не зависит от диаметра проволоки, что свидетельствует о корректности данных измерений.

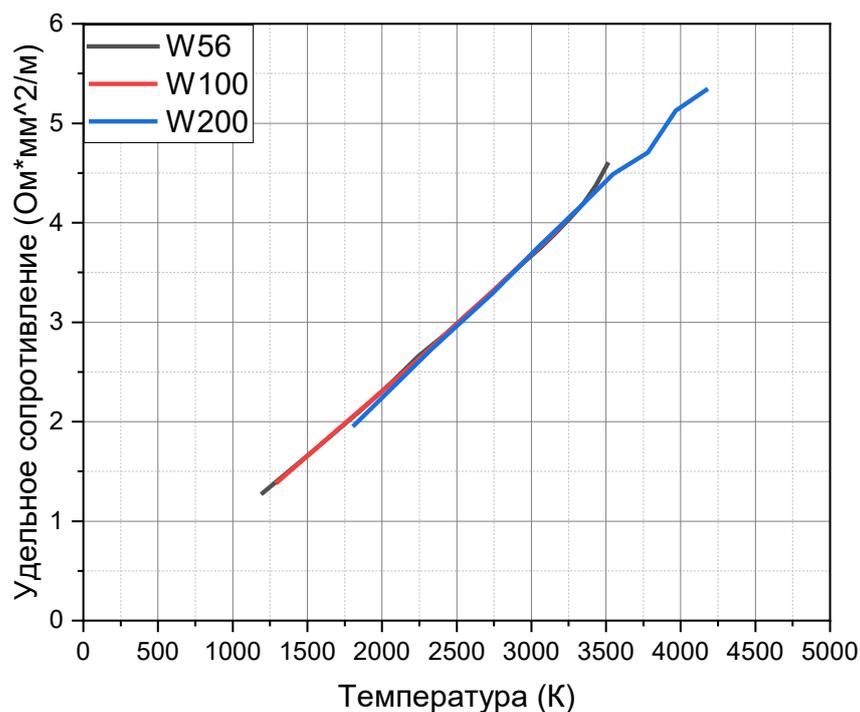
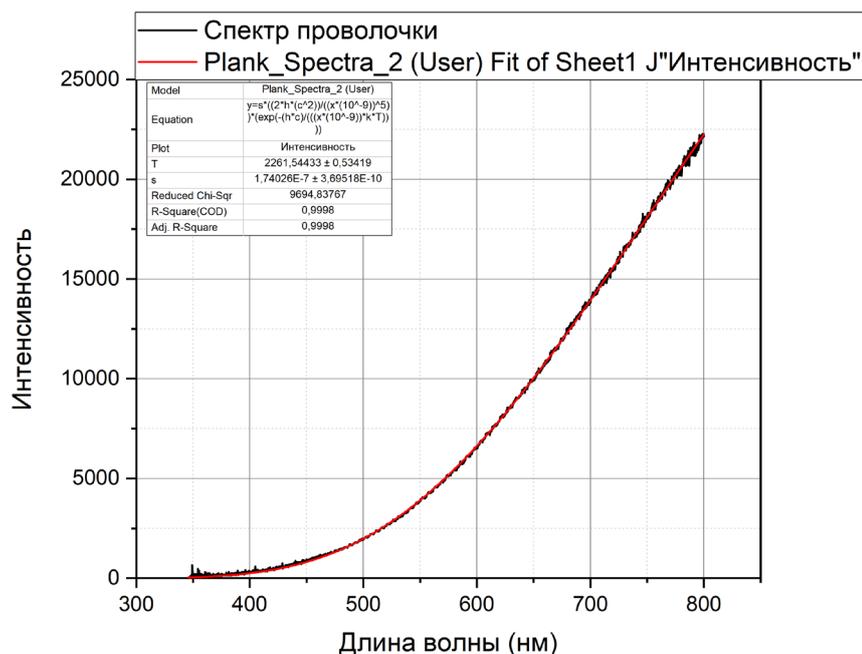
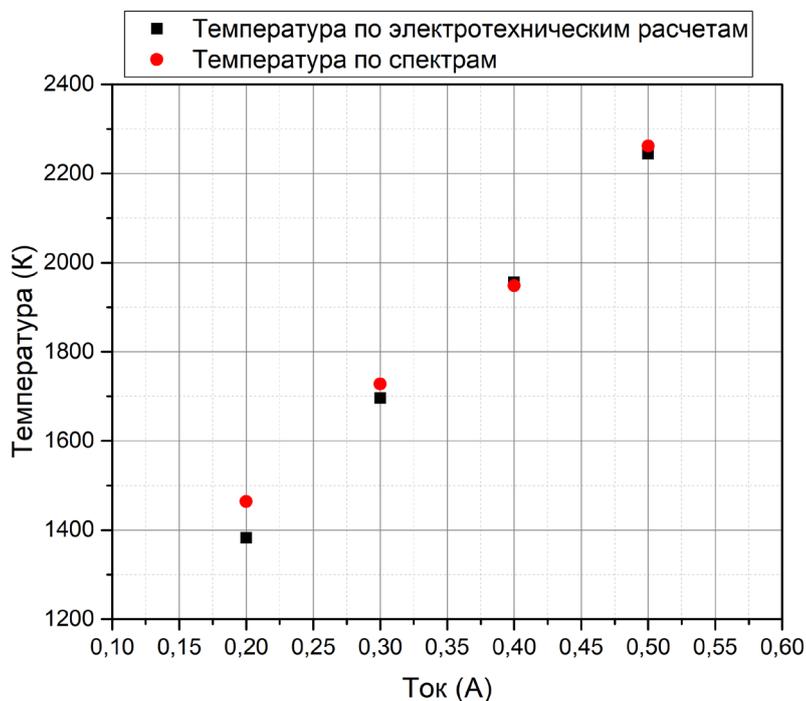


Рис. 18. Зависимость удельного сопротивления от температуры для различных диаметров вольфрамовых проволочек.

Далее, с помощью спектрометра OceanOptics регистрировался тепловой спектр нагретой вольфрамовой проволочки, и, по известной функции спектральной чувствительности прибора  $f(\lambda)$ , восстанавливалось истинное спектральное распределение нагретой до температуры  $T_0$  проволочки  $I(T_0, \lambda)$ . С помощью программы Origin, функция  $I(T_0, \lambda)$  фитировалась функцией распределения Планка для абсолютно черного тела с учетом спектрального коэффициента теплового излучения для вольфрама  $\varepsilon(T, \lambda)$  взятого из работы (Larrabee R.D., 1957). Параметром фитирования служила температура. Температура, при которой экспериментально измеренная функция  $I(T_0, \lambda)$  совпадала по своей форме с функцией Планка  $I_p(T, \lambda)$  умноженной на  $\varepsilon(T, \lambda)$  и принималась за искомую температуру  $T_0$  нагретой  $W$  проволочки. Вид экспериментально измеренной функции  $I(T_0, \lambda)$  представлен на Рис. 19 (а). На этот же график наложена функция Планка, с учетом спектрального коэффициента  $W$  при температуре  $T_0 = 2250$  °К. Из рисунка видно, что кривые находятся в хорошем согласии между собой.



а



б

Рис. 19. Сравнение методик оценки температуры нагретой вольфрамовой проволоки.  
 а) аппроксимация спектра нагретой проволоочки (черная линия) функцией спектрального распределения Планка (красная линия) при  $T = 2250 \text{ }^\circ\text{K}$  б) сравнение результатов измерения температуры по электротехническим (черные точки) и спектральным (красные точки) измерениям

Сравнение значений температуры проволоочки, измеренной по электротехническим параметрам, при различных значениях подводимой энергии, с данными полученными с помощью фитирования оптических спектров функцией

Планка, представлено на Рис. 19 (б). Из графика видно, что измерение температуры этими двумя способами дает вполне удовлетворительные результаты. Таким образом, можно утверждать, что методика «планковского пирометра» вполне удовлетворительно работает при стационарном нагреве проволоочки.

Что же касается измерения усредненной температуры  $\bar{T}$  вольфрамовой проволоочки непосредственно при ЭВП, то в этом случае оптический спектр состоит не только из непрерывной, но и из линейчатой части. Поскольку  $W$  имеет множество линий в регистрируемом диапазоне спектра, то необходимо учитывать их вклад в подложку спектра.

Для вычитания линейчатой части спектра была разработана следующая процедура. По спектрометру обладающему высоким разрешением (СТЭ-1) с помощью базы данных (Lines Data, 2023) идентифицировались все линии, присутствующие в диапазоне, наблюдаемом на спектрометре OceanOptics. Как описывалось выше, в главе 2 (см. Главу 2, Спектральная часть комплекса), спектральное разрешение прибора OceanOptics было определено с помощью ртутно-гелиевой лампы и оказалось равным 1,5 нм. Далее формировался математический профиль линий полученный в результате свертки:

$$I_{out} = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{in}(x')\delta(x - x')dx' \quad (9)$$

где  $I_{in}$  – естественная ширина линии,  $\delta(x - x')$  – дисперсия прибора. Соотношение амплитуд спектральных линий бралось из регистрируемого спектра. Сформированный таким образом математический спектр вычитался из экспериментального спектра Рис. 20 (а, б, в). Полученный непрерывный спектр перестраивался в виновских координатах Рис. 16. При переходе в нелинейные координаты Вина, планковское распределение становится прямой, по углу наклона которой можно определить температуру. Температура проволоочки в момент электровзрыва определяется по линейной части спектра в виновских координатах.

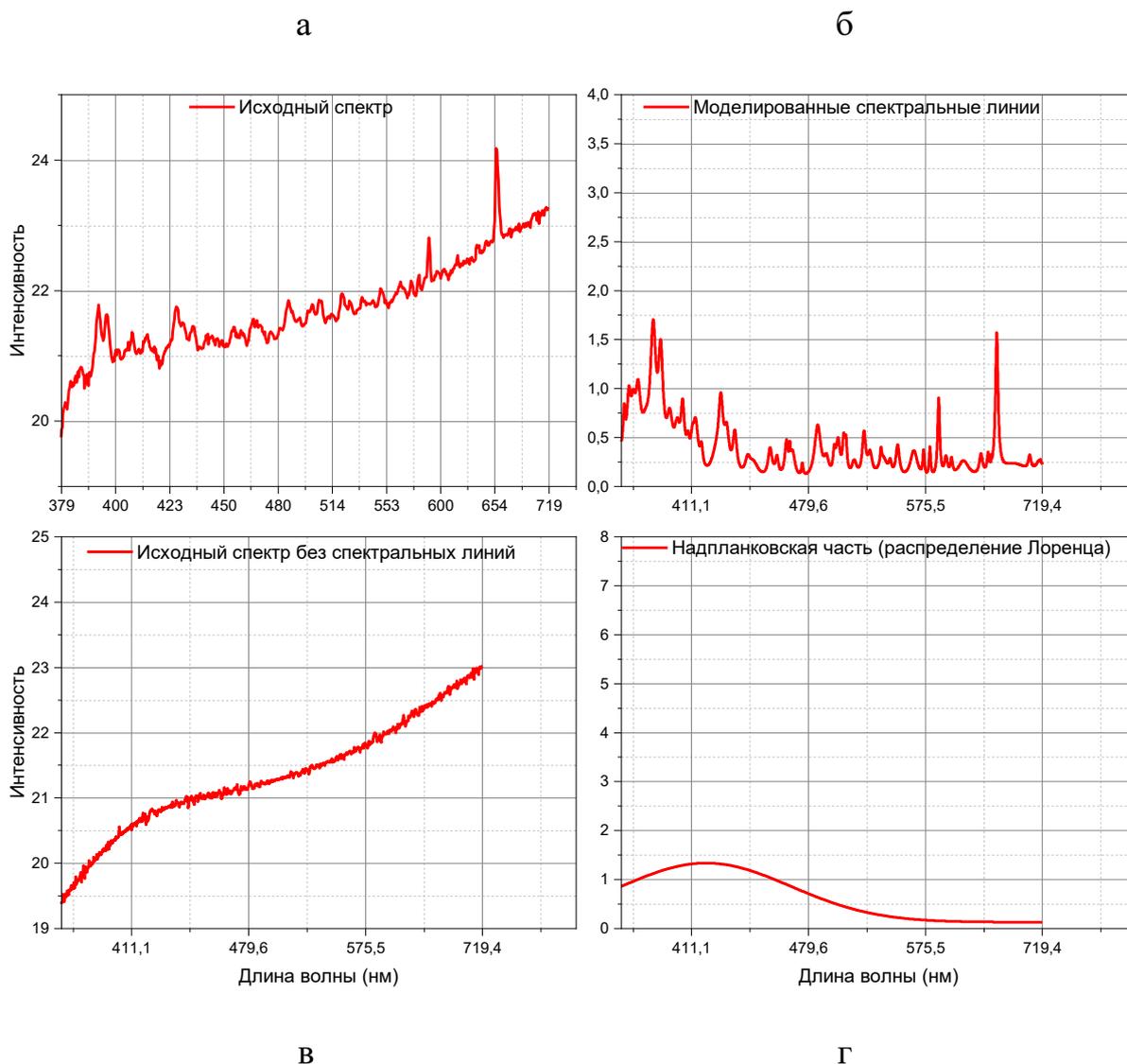


Рис. 20. Типичный спектр ЭВП в виновских координатах (а), математический спектр линий с учетом дисперсии прибора (б), спектр полученный путем вычитания смоделированного линейчатого спектра из спектра ЭВП (в), «надпланковская» непрерывная часть спектра (г)

При переходе от модельного объекта (нагретая проволока) к реальному эксперименту необходимо учесть, что процесс ЭВП неоднороден по углу визирования и нестационарен по времени. Вопрос о неоднородности по углу визирования рассматривается в книге (Магунов А.Н., 2010). Описанное численное моделирование в (Магунов А.Н., 2010) показало, что в диапазоне температур и длин волн, в которых проводился настоящий эксперимент, отличие от планковского распределения находится в пределах 3%.

### 3.2. Численное моделирование спектрального распределения

#### Планка для нестационарной по времени температуры

Чтобы учесть нестационарность температуры проволоочки во время электровзрыва было проведено численное моделирование распределения Планка для линейного и экспоненциального роста температуры.

Распределение Планка для спектральной интенсивности излучения  $I(\lambda, T)$  имеет вид:

$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T}\right) - 1} \quad (10)$$

$$a \equiv \frac{hc}{k} \sim 14388 [\mu m \cdot K]$$

Приемники с переносом заряда регистрируют не интенсивность света, а полное число фотоэлектронов за время накопления спектра  $\tau$  (Магунов А.Н., Спектральная пераметрия объектов с неоднородной температурой, 2010), которое можно рассчитать по формуле:

$$N(\lambda, T) = \int_0^\tau \frac{I(\lambda, T)}{hv} dt = \frac{\lambda}{hc} \int_0^\tau I(\lambda, T) dt = \frac{2c}{\lambda^4} \int_0^\tau \frac{dt}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T}\right) - 1} \quad (11)$$

Для случая постоянной температуры интеграл в выражении (11) сводится к простому умножению на время накопления спектра  $\Delta t$ . Для случая непостоянной температуры интегральное по времени распределение сигнала  $N(\lambda, T_{max})$  будет определяться видом функциональной зависимости температуры от времени  $T(t)$ .

Рассчитаем  $N(\lambda, T_{max})$  для линейного роста температуры за время  $\tau$ :

$$T = T_0 + \frac{T_{max} - T_0}{\tau} t$$

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c}{\lambda^4} \int_0^\tau \frac{dt}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T}\right) - 1} = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{(T_{max} - T_0)} \int_{T_0}^{T_{max}} \frac{dT}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T}\right) - 1}$$

$$x = \frac{\lambda T}{a}$$

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{a}{\lambda(T_{max} - T_0)} \int_{x_0}^{x_{max}} \frac{dx}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (12)$$

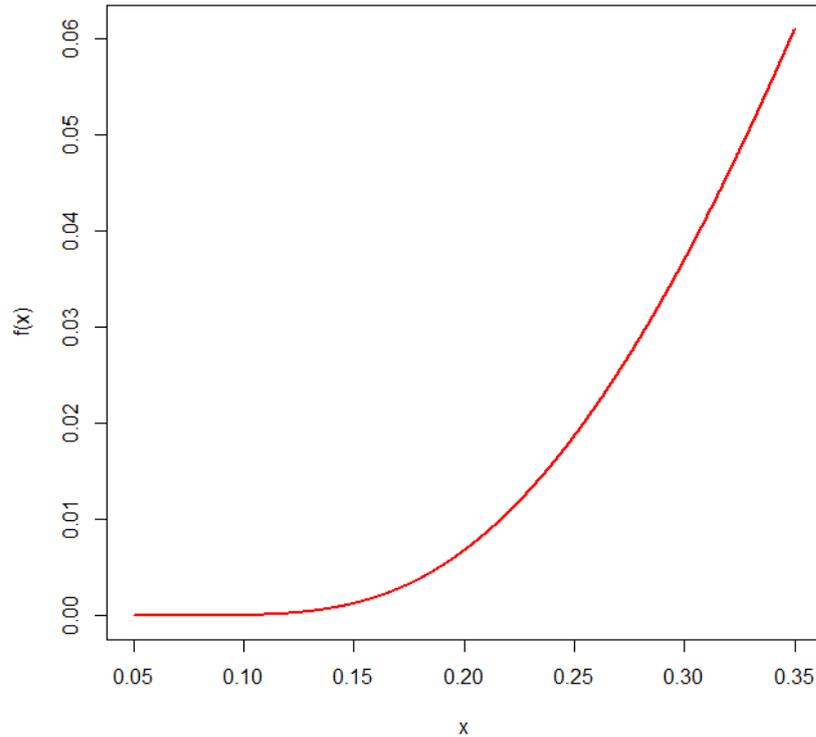


Рис. 21. Функция  $f(x) = \left[ \exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1 \right]^{-1}$

График подынтегрального выражения, где  $x$  величина безразмерная, имеет вид, представленный на Рис. 21. При длине волны  $\lambda \sim 1000$  нм значение  $x = \frac{\lambda T}{a} \sim 0.07$  соответствует температуре  $1000$  °К; а значение  $x \sim 0,35$  –  $5000$  °К. Видно, что малые значения  $x$  ( $< 0.1$ ) вклад в интеграл практически не дают, то есть начальные значения (при температурах меньше  $1000$  °К) не влияют на суммарный интеграл.

График безразмерного интеграла

$$F(x_{max}) = \int_0^{x_{max}} \frac{dx}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (13)$$

представлен на Рис. 22. В интересующем нас диапазоне:  $T < 5000$  °К и  $\lambda < 1000$  нм; (в этом случае:  $x = \frac{\lambda T}{a} < 0.35$ ) этот интеграл хорошо интерполируется функцией:

$$F_{Int}(x) = \frac{\beta \cdot \sqrt{x^3}}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (14)$$

На Рис. 22 представлена сама интегральная функция и её интерполяция для  $\beta = 0,358$ .

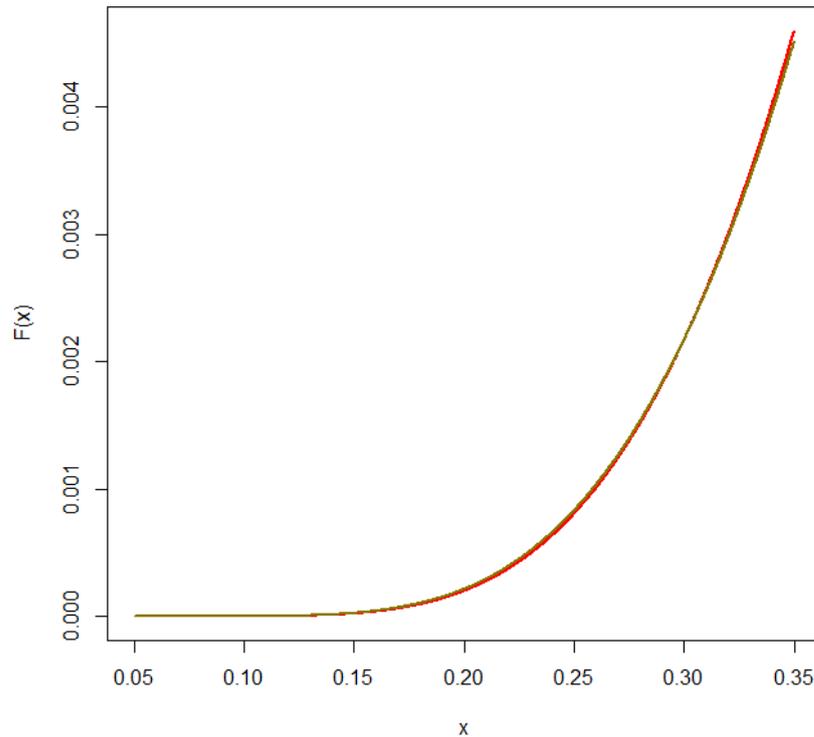


Рис. 22. Функции  $F(x)$  (красная) и  $F_{int}(x)$ .

Таким образом, для интерполяции  $N(\lambda, T_{max})$  можно использовать следующую функцию, где  $T_{max}$  – максимальная температура,  $T_0$  – начальная температура:

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{0.358}{\left(1 - \frac{T_0}{T_{max}}\right)} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\lambda T_{max}}{a}}}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T_{max}}\right) - 1} \quad (15)$$

В работе (Соболев Н.Н., 1947) делается вывод о росте температуры по закону  $\sim \exp(Bt^3)$ . Рассчитаем  $N(\lambda, T_{max})$  для такой зависимости температуры от времени:

$$T = T_0 \exp\left(\left(\frac{t}{\tau}\right)^3 \ln \frac{T_{max}}{T_0}\right) \quad (16)$$

В этом случае  $T(0) = T_0$  и  $T(\tau) = T_{max}$ . Для производной получаем:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T}{\tau} \cdot 3 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 \ln \frac{T_{max}}{T_0} = \frac{T}{\tau} \cdot 3 \left(\frac{\ln \frac{T}{T_0}}{\ln \frac{T_{max}}{T_0}}\right)^{\frac{2}{3}} \ln \frac{T_{max}}{T_0} = 3 \frac{T}{\tau} \cdot \left(\ln \frac{T}{T_0}\right)^{\frac{2}{3}} \left(\ln \frac{T_{max}}{T_0}\right)^{\frac{1}{3}}$$

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c}{\lambda^4} \int_0^\tau \frac{dt}{\exp(\frac{a}{\lambda T}) - 1} = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{3} \left(\ln \frac{T_{max}}{T_0}\right)^{-\frac{1}{3}} \int_{T_0}^{T_{max}} \frac{1}{T} \left(\ln \frac{T}{T_0}\right)^{-\frac{2}{3}} \frac{dT}{\exp(\frac{a}{\lambda T}) - 1} \quad (17)$$

Переходя к безразмерной переменной, получим:

$$x = \frac{\lambda T}{a}; \quad x_0 = \frac{\lambda T_0}{a}; \quad x_{max} = \frac{\lambda T_{max}}{a} \sim 0.35 \gg x_0$$

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{1}{3} \left(\ln \frac{x_{max}}{x_0}\right)^{-\frac{1}{3}} \int_{x_0}^{x_{max}} \frac{1}{x} \left(\ln \frac{x}{x_0}\right)^{-\frac{2}{3}} \frac{dx}{\exp(\frac{1}{x}) - 1} \quad (18)$$

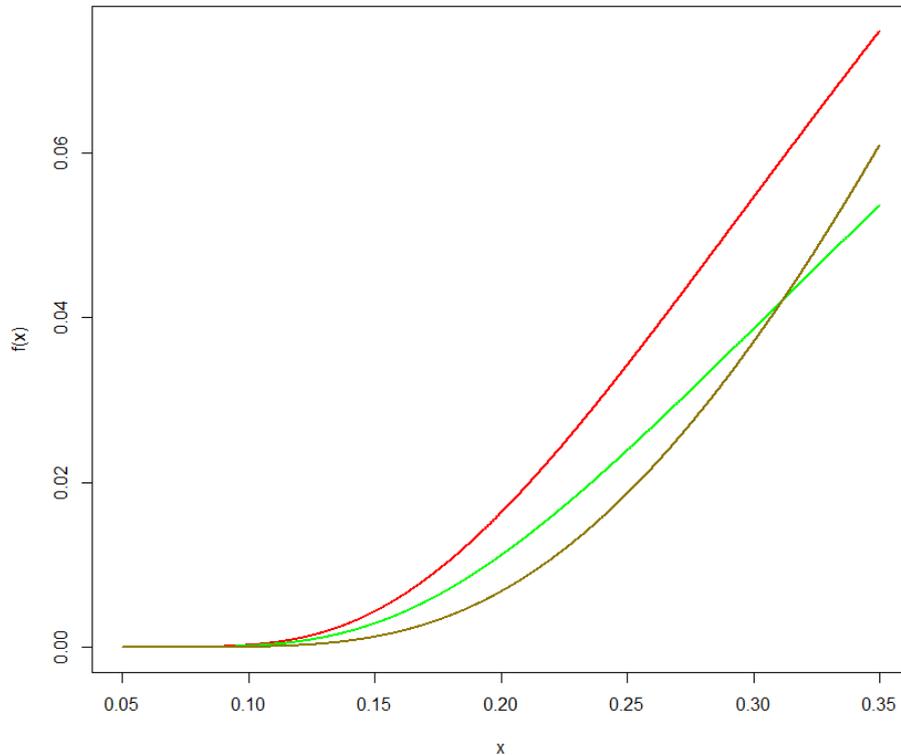


Рис. 23. Функции  $\frac{1}{x} \left(\ln \frac{x}{x_0}\right)^{-\frac{2}{3}} \left[\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1\right]^{-1}$  (красная и зеленая линии) и  $\left[\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1\right]^{-1}$ .

На Рис. 23 представлены данное подынтегральное выражение для  $x_0 = 0.01$  (красная линия); для  $x_0 = 0.001$  (зеленая линия) в сравнении с аналогичной функцией для линейного роста температуры (золотистая линия).

Из рисунка видно, что совпадение столь хорошее, что линии практически неразличимы.

График безразмерного интеграла

$$F(x_{max}) = \int_0^{x_{max}} \frac{1}{x} \left( \ln \frac{x}{x_0} \right)^{-\frac{2}{3}} \frac{dx}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (19)$$

представлен на Рис. 24. В интересующем нас диапазоне:  $T < 5000 \text{ }^\circ\text{K}$  и  $\lambda < 1000 \text{ нм}$ ; (в этом случае:  $x = \frac{\lambda T}{a} < 0.35$ ) этот интеграл хорошо интерполируется функцией:

$$F_{Int}(x) = \frac{\beta \cdot \sqrt{x}}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (20)$$

На Рис. 24 представлена сама интегральная функция  $x_0 = 0,05$  (красная) и её интерполяция  $\beta = 0,32$ .

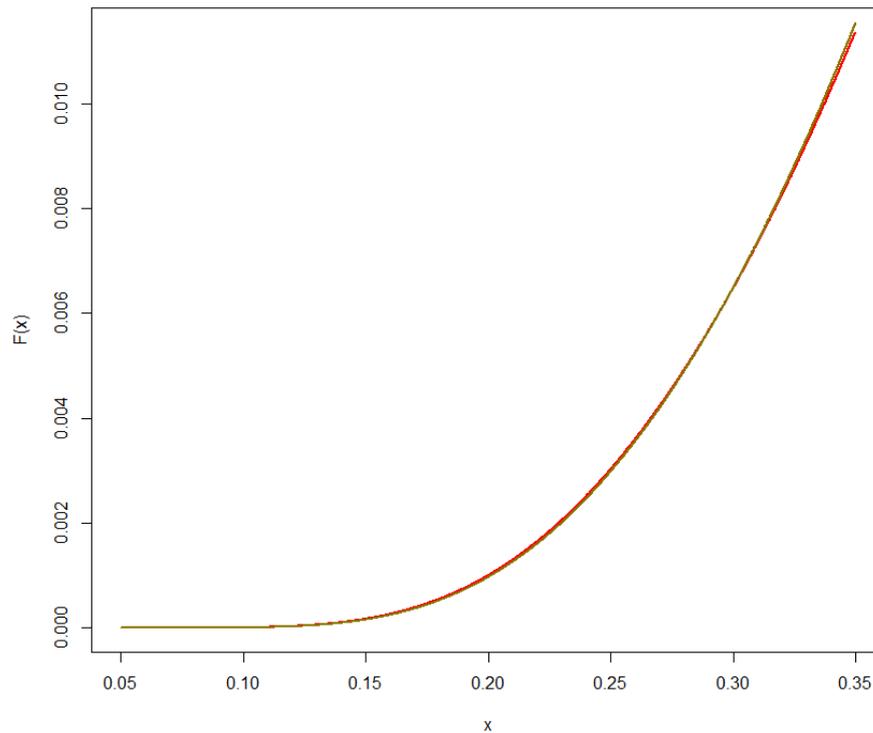


Рис. 24. Функции  $F(x)$  (красная) и  $F_{Int}(x)$ .

Таким образом, для интерполяции  $N(\lambda, T_{max})$  можно использовать следующую функцию,  $T_{max}$  – максимальная температура,  $T_0$  – начальная температура:

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{0.32}{3\left(\ln\frac{T_{max}}{T_0}\right)^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\lambda T_{max}}{a}}}{\exp\left(\frac{\lambda T_{max}}{a}\right)-1} \propto \frac{\sqrt{\frac{\lambda T_{max}}{a}}}{\exp\left(\frac{\lambda T_{max}}{a}\right)-1} \quad (21)$$

Так как логарифмическое выражение в знаменателе  $\left(\ln\frac{T_{max}}{T_0}\right)^{\frac{1}{3}}$  меняется слабо, то функциональная зависимость этого распределения от длины волны  $\lambda$  и максимальной температуры  $T_{max}$  совпадает с зависимостью, полученной для линейного роста температуры (отличие только в умножении на константу).

Рассчитаем  $N(\lambda, T_{max})$  для экспоненциального роста температуры от времени:

$$T = T_0 \exp\left(\frac{t}{\tau} \ln\frac{T_{max}}{T_0}\right) \quad (22)$$

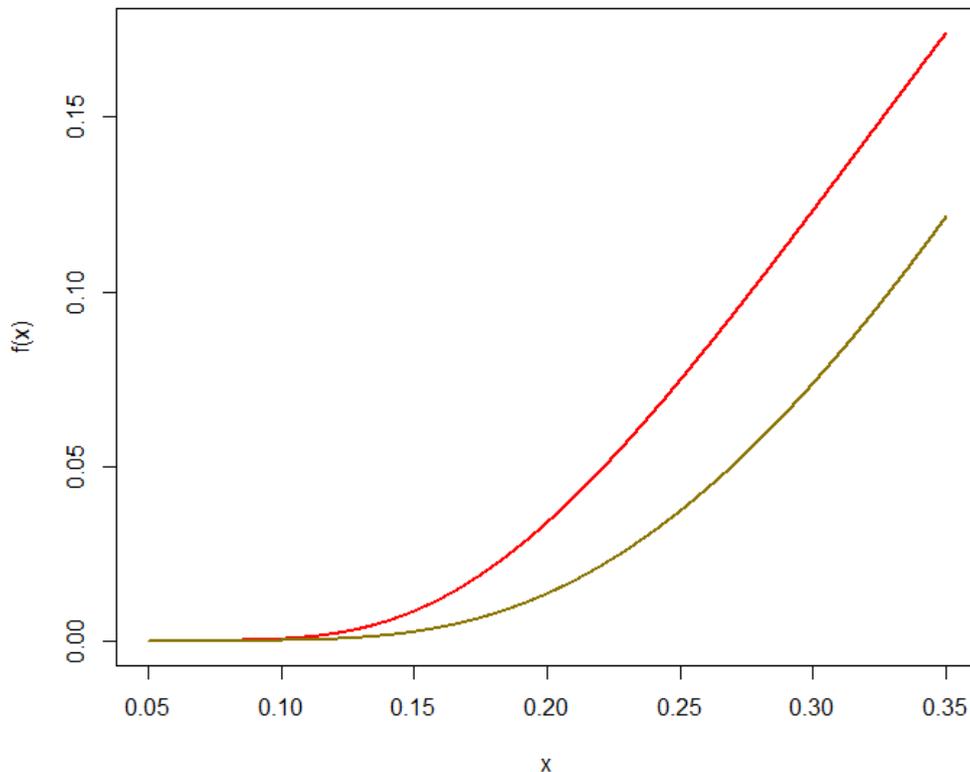


Рис. 25. Функции  $\frac{1}{x} \left[ \exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1 \right]^{-1}$  (красная линия) и  $\left[ \exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1 \right]^{-1}$  (золотистая).

В этом случае  $T(0) = T_0$  и  $T(\tau) = T_{max}$ . Для производной получаем:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{T}{\tau} \cdot \ln \frac{T_{max}}{T_0}$$

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c}{\lambda^4} \int_0^\tau \frac{dt}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T}\right) - 1} = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \left(\ln \frac{T_{max}}{T_0}\right)^{-1} \int_{T_0}^{T_{max}} \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T}\right) - 1} \quad (23)$$

Аналогично предыдущим случаям, переходим к безразмерной переменной

$$x = \frac{\lambda T}{a}; \quad x_0 = \frac{\lambda T_0}{a}; \quad x_{max} = \frac{\lambda T_{max}}{a} \sim 0.35 \gg x_0$$

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \left(\ln \frac{x_{max}}{x_0}\right)^{-1} \int_{x_0}^{x_{max}} \frac{1}{x} \cdot \frac{dx}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (24)$$

На Рис. 25 представлены данное подынтегральное выражение (красная линия) в сравнении с аналогичной функцией для линейного роста температуры (золотистая линия). Для удобства сопоставления функциональной формы, вторая функции перенормирована так, чтобы производные на правых концах были одинаковы.

График безразмерного интеграла

$$F(x_{max}) = \int_0^{x_{max}} \frac{1}{x} \cdot \frac{dx}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (25)$$

представлен на Рис. 26. В интересующем нас диапазоне:  $T < 5000 \text{ }^\circ\text{K}$  и  $\lambda < 1000 \text{ нм}$ ; (в этом случае:  $x = \frac{\lambda T}{a} < 0.35$ ) этот интеграл хорошо интерполируется функцией:

$$F_{Int}(x) = \frac{\beta \cdot \sqrt{x}}{\exp\left(\frac{1}{x}\right) - 1} \quad (26)$$

На Рис. 26 представлена сама интегральная функция (красная) и её интерполяция  $\beta = 0,43$ .

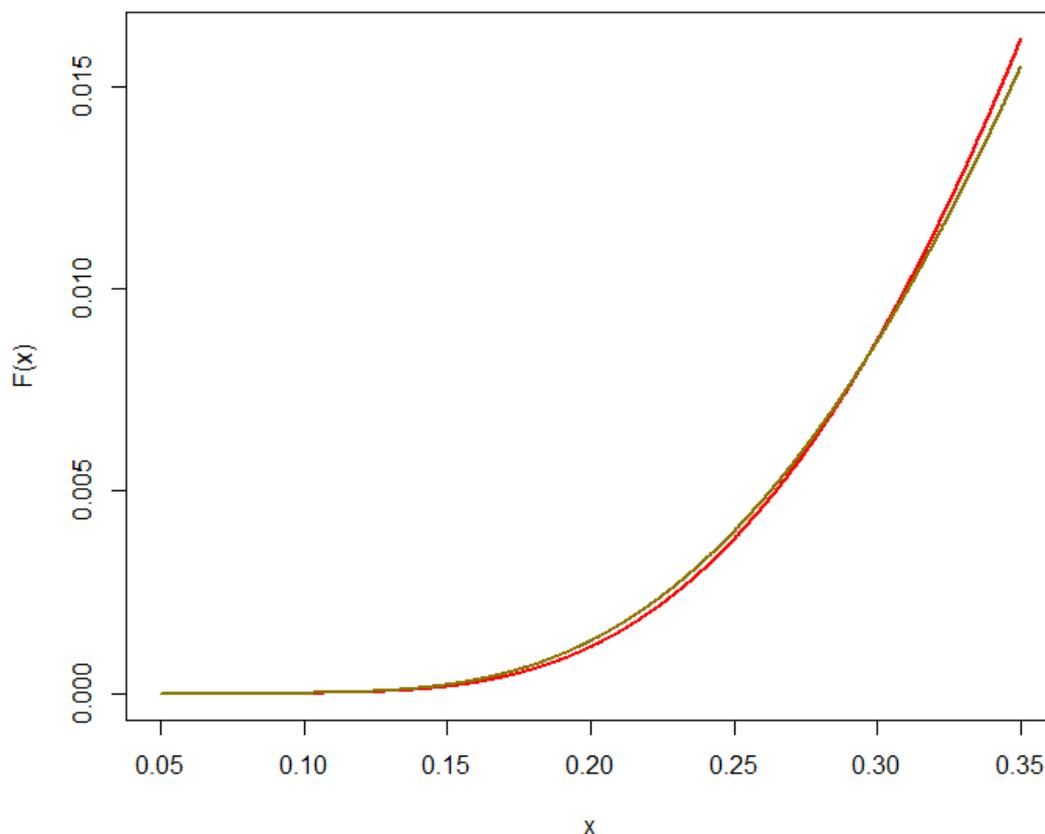


Рис. 26. Функции  $F(x)$  (красная) и  $F_{int}(x)$ .

Таким образом, для интерполяции  $N(\lambda, T_{max})$  использовать следующую функцию,  $T_{max}$  – максимальная температура,  $T_0$  – начальная температура:

$$N(\lambda, T_{max}) = \frac{2c\tau}{\lambda^4} \cdot \frac{0.43}{\ln \frac{T_{max}}{T_0}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{\lambda T_{max}}{a}}}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T_{max}}\right) - 1} \propto \frac{\sqrt{\frac{\lambda T_{max}}{a}}}{\exp\left(\frac{a}{\lambda T_{max}}\right) - 1} \quad (27)$$

Так как логарифмическое выражение в знаменателе  $\ln \frac{T_{max}}{T_0}$  меняется слабо, то функциональная зависимость этого распределения от длины волны  $\lambda$  и максимальной температуры  $T_{max}$  совпадает с зависимостью, полученной для линейного роста температуры (отличие только в умножении на константу).

### 3.3. Измерение абсолютного потока оптического излучения при ЭВП

В стационарном случае проволочка, нагретая до температуры  $T$ , излучает с единицы площади во всем диапазоне длин волн в телесный угол  $4\pi$  с интегральной энергетической светимостью:

$$E = \varepsilon\sigma T^4 \quad (28)$$

где  $\varepsilon$  — коэффициент серости вольфрама,  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана. В приводимых ниже рассуждениях и численных оценках будем считать вольфрамовую проволочку – серым телом. Так как мы будем рассматривать вольфрамовые проволочки при близких температурах, то такое приближение вполне оправдано.

Рассмотрим случай когда две проволочки одного и того же диаметра нагреты до различной температуры  $T_1 = 1500$  °К и  $T_2 = 2700$  °К. Если посчитать площадь под спектральным распределением энергетической светимости  $I(T, \lambda)$  во всем диапазоне длин волн, то согласно формуле (28) площади для указанных выше температур будут отличаться в 10,5 раз. Вид теоретического распределения Планка для указанных температур приведен на Рис. 27. Поскольку экспериментально спектрометр регистрирует спектр только в диапазоне длин волн  $350 \div 900$  нм, то необходимо вычислить такое же отношение в интересующем нас диапазоне длин волн. На Рис. 27 интересующий нас диапазон выделен вертикальными пунктирными линиями. Отношение площадей под кривыми планковского распределения, полученное с помощью численного интегрирования, составляет  $\gamma_T \sim 260$ .

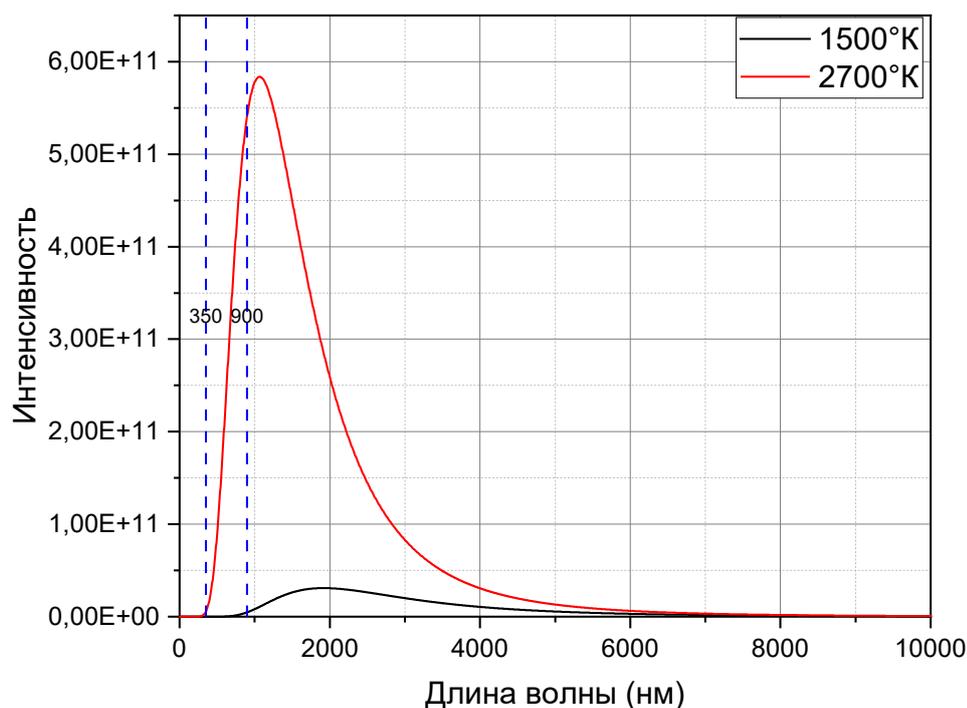


Рис. 27. Планковское распределение для температуры 1500°K и 2700°K. Вертикальными пунктирными линиями показан регистрируемый в экспериментах оптический диапазон.

На Рис. 29, с учётом функции спектральной чувствительности прибора, приведены распределения спектральной энергетической, зарегистрированные в опыте №412, который проводился в режиме ГС. Распределение, обозначенное красным, относится к проволочке стационарно прогреваемой при  $T_1 = 1500$  °K. Распределение, обозначенное черным, получено при ЭВП этой же проволочки, нагретой до максимальной температуры  $T_2 = 2700$  °K в момент ЭВП. Численное интегрирование площадей под экспериментально полученными спектрами (см. Рис. 29), дает в том же спектральном диапазоне величину отношения  $\gamma_3 = 103$ . Таким образом, двойное отношение составляет  $\gamma_T/\gamma_3 \approx 2,5$ . Величина соотношения обусловлена не стационарностью температуры при ЭВП.

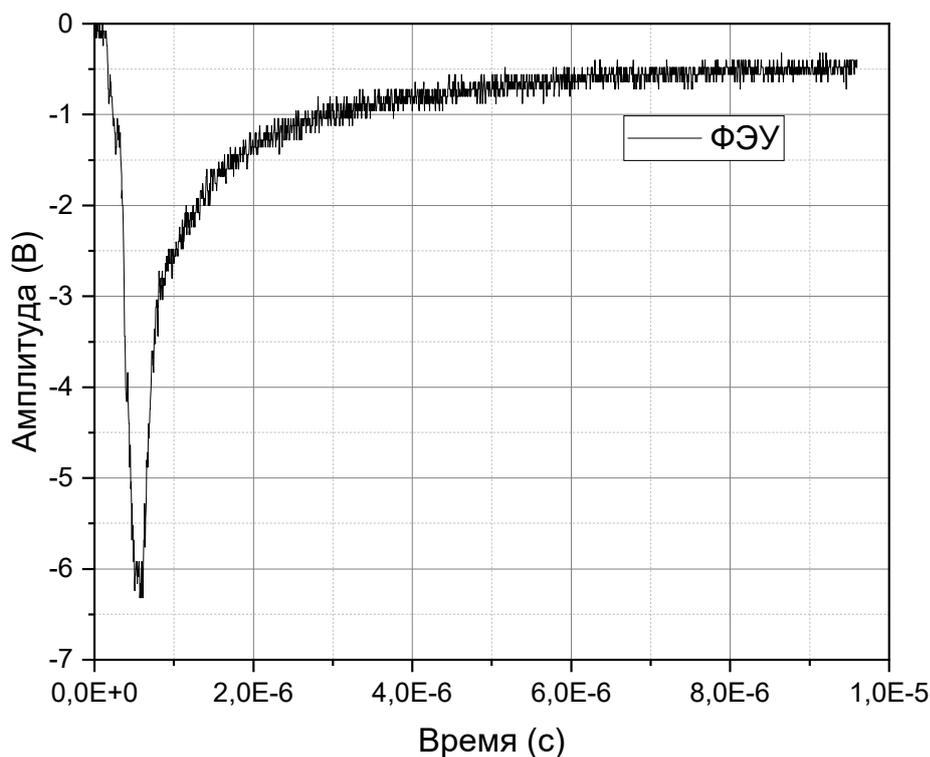


Рис. 28. Типичный импульс света полученный на ФЭУ в опыте.

В случае электровзрыва длительность экспозиции определялась по длительности импульса света на ФЭУ (Рис. 28) и составляла  $\Delta t_{\text{в}} \sim 2 \div 4 \cdot 10^{-6}$  с. Из Рис. 28 видно, что импульс света хорошо аппроксимируется треугольником, что эквивалентно постоянной во времени амплитуде умноженной на половинный временной интервал. Таким образом, при расчетах энергии излученной проволочкой при ЭВП  $W_{\text{в}}$  время экспозиции нужно уменьшить вдвое.

Поскольку стекловолоконно спектрометра в течение регистрации серии кадров на спектрометре не меняет своего положения, то угол визирования остаётся одним и тем же. Это означает, что при взятии отношения значений энергии излучённой стационарно нагретой проволочкой за  $\Delta t_{\text{п}} = 3 \cdot 10^{-2}$  с в заданный телесный угол и при ЭВП за время светового импульса электровзрыва  $\Delta t_{\text{в}} \sim 2 \div 4 \cdot 10^{-6}$  с, все геометрические множители сократятся. Следовательно, отношение излученной энергии за время электровзрыва

$W_B$  (при  $T_2 = 2700$  °К) к энергии стационарно прогреваемой проволоочки  $W_{II}$  (при  $T_1 = 1500$  °К) будет определяться формулой:

$$\frac{W_B}{W_{II}} = \frac{\gamma_T}{\gamma_3} \cdot \frac{\Delta t_B}{\Delta t_{II}} = 1,6 \cdot 10^{-4} \quad (29)$$

Таким образом, из (29) следует, что во время ЭВП величина экспериментально регистрируемой энергии непрерывной составляющей спектра на 4 порядка выше той величины, которую может излучить проволоочка диаметром  $\emptyset 200$  мкм при  $T_2 = 2700$  °К, в предположении постоянства диаметра проволоочки. Температура достаточно надёжно определялась исходя из формы планковского спектра (см. след. параграф). Следовательно, предположение, сделанное при наших рассуждениях, относительно постоянства диаметра проволоочки при ЭВП – является ошибочным, что подтверждается ЭОП-фотографиями.

Если излучение считать чисто поверхностным, то радиус проволоочки должен вырасти в 100 раз, при таком предположении плотность материала проволоочки должна упасть на 4 порядка и составить  $\sim 10^{19}$  атомов/см<sup>3</sup>, что соответствует плотности газа. Но в таком случае проволоочка не сможет излучать как абсолютно черное тело. Из этих соображений следует, что регистрируемое нами излучение должно носить объемный характер. А экспериментально наблюдаемый планковский спектр излучения объясняется свечением наночастиц вольфрама образовавшихся в результате электровзрыва. Таким образом ситуация при электровзрыве вольфрамовой проволоочки подобна горению пропановой горелки в которой наличие непрерывного спектра определяется присутствием наночастиц сажи в пламени (Магунов А.Н., 2012).

При стационарном нагреве, исходя из формулы (28), не сложно посчитать абсолютный световой поток излучаемый проволоочкой любого диаметра и, используя изложенные выше соображения, оценить абсолютный световой поток при ЭВП.

### 3.4. Измерение температуры продуктов ЭВП

По описанной выше методике была измерена температура продуктов взрыва при холодном и горячем старте ЭВП различного диаметра. При обработке экспериментальных спектров использовалась методика вычитания линейчатой части спектра, описанная в Главе 3 (см. Рис. 19). Далее непрерывная часть спектра аппроксимировалась с учетом нестационарности температуры, по формулам (21) и (27) из параграфа выше. С помощью моделирования определялась максимальная  $T_{max}$  и минимальная  $T_{min}$  температуры.

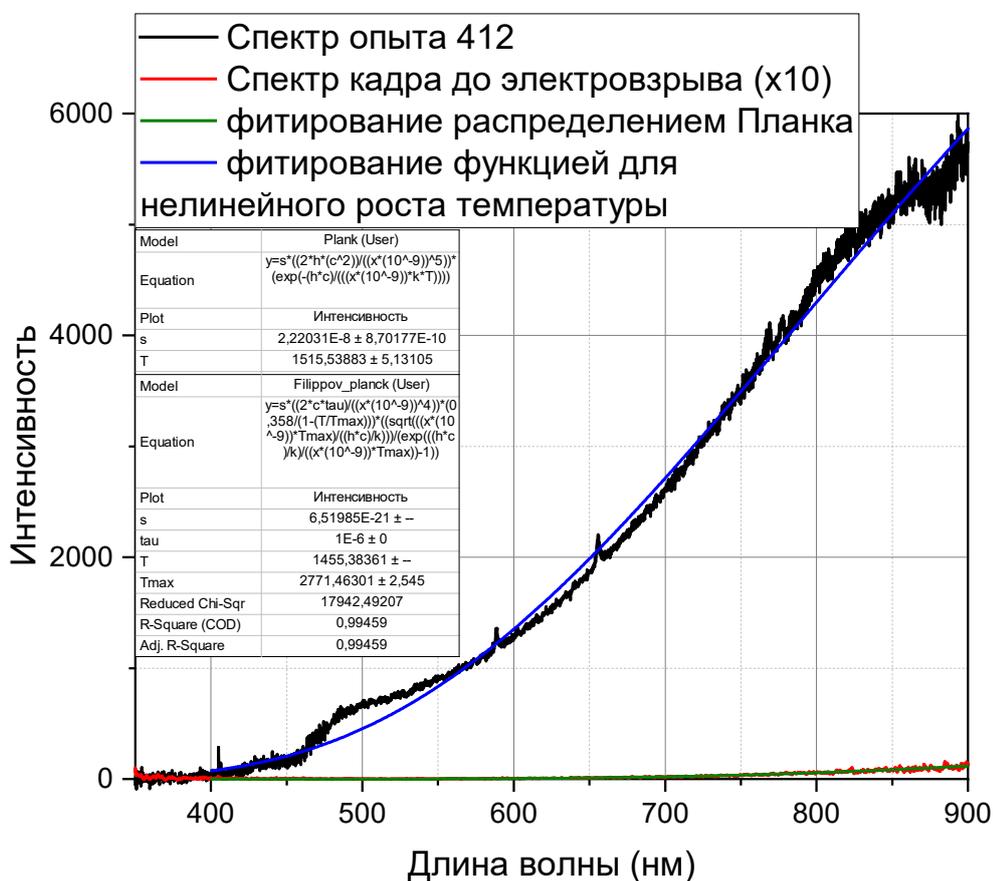


Рис. 29. Фитирование спектров полученных в кадре до ЭВП (красная линия) и во время ЭВП (черная линия)

Спектрометр OceanOptics работает в покадровом режиме с временем экспозиции кадра порядка 30 мс, а общее время серии составляет 15 секунд.

Что позволяет за время одной серии регистрировать порядка 4500 спектров. Благодаря 16-разрядному АЦП, спектрометр обладает широким динамическим диапазоном. Таким образом, в режиме «горячего старта» в одной серии регистрируется, как планковский спектр нагретой проволоочки непосредственно до электровзрыва, так и спектр электровзрыва. Предположив, что рост температуры является линейной функцией времени, экспериментально снятый спектр в опыте №412 был фитирован с помощью выражения (21). Свободными параметрами фитирования являлись начальная и конечная температура проволоочки. Из Рис. 29 видно, что учет линейной зависимости температуры от времени даёт значение максимальной температуры  $T_{max} = 2771$  °К, а начальной температуры  $T_{min} = 1455$  °К (Рис. 29, синяя линия). Температура определённая по форме спектра излучения стационарно нагретой проволоочки на основе кадра ПЗС спектрометра непосредственно предшествовавшего ЭВП, даёт значение температуры  $T_{in} = 1515$ °К (Рис. 29, зеленая линия). Таким образом, фитирование в предположении линейного роста температуры даёт значение начальной температуры, которое хорошо совпадает со стационарной начальной температурой нагретой проволоочки, измеренной экспериментально по предыдущему кадру. Следовательно, линейный рост температуры проволоочки при ЭВП является вполне удовлетворительным приближением, по крайней мере в режиме «горячего старта», для определения максимальной температуры  $T_{max}$  продуктов ЭВП.

Описанная методика представляет собой своеобразный «пирометр», в котором «образцовой нитью накала» служит функция Планка, а совпадение яркости заменено на совпадение форм двух спектральных распределений. На Рис. 30 приведены значения температур проволоочек при ЭВП (ГС и ХС) полученные с помощью методики спектрального пирометра для проволоочек различного диаметра. Из рисунка видно, что температура продуктов ЭВП зависит от диаметра проволоочки, а значит и от удельного энерговыклада на

атом. Температура продуктов ЭВП в режиме ГС немногим выше по сравнению с режимом ХС. При электровзрыве проволоочки  $\varnothing = 56$  мкм в режиме ХС распределение интенсивности излучения носит планковский характер. А при ЭВП в проволоочки того же диаметра в режиме ГС распределение интенсивности излучения в видимой области спектра не подчиняется распределению Планка.

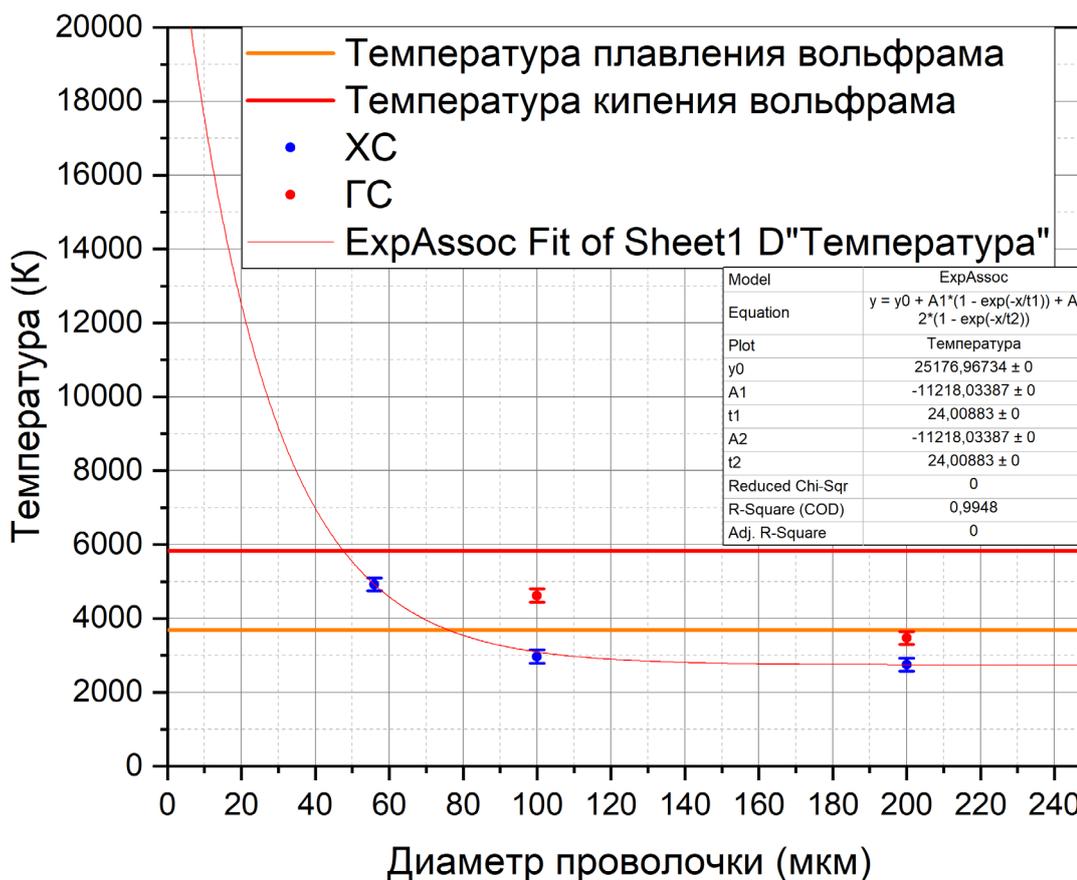


Рис. 30. Зависимость измеряемой температуры от диаметра проволоочки и начальной температуры проволоочки в эксперименте («холодный» старт – «ХС», «горячий» старт – «ГС»)

Для проволоочек диаметром 30 мкм планковской составляющей спектра не наблюдалось в обоих режимах ЭВП. Из графика следует, что если в результате ЭВП температура проволоочки превышает температуру кипения вольфрама, то планковского распределения непрерывного спектра не наблюдается. Таким образом, характер распределения интенсивности

излучения зависит от уровня энерговклада на атом проволоочки. Отсутствие планковской составляющей в распределении интенсивности излучения может объясняться тем обстоятельством, что при ЭВП проволоочек малых диаметров образующиеся наночастицы имеют размер порядка длины волны и перестают излучать как черное тело. Вопрос о размерах образующихся в результате ЭВП наночастиц в зависимости от уровня энерговклада исследовался в работе (Волков Н.Б., 2010).

Температура продуктов ЭВП зависит от энергии  $W$  введенной в проволоочку. Энерговклад в проволоочку можно оценить исходя из осциллограмм тока и напряжения по формуле:

$$W(t) = \int_0^t \left( U - L_0 \frac{dI}{dt} \right) \cdot I dt, \quad (30)$$

где  $L_0$  – индуктивность сборки. Значения индуктивности сборки  $L_0$  для проволоочек различного диаметра содержится в Таблице 2. Энерговклад в проволоочку рассчитывался до момента пробоя  $t = \tau_{пр}$ , который определялся по началу резкого спада напряжения и одновременному началу резкого роста тока на осциллограмме. После развития шунтирующего пробоя энергия конденсаторной батареи вкладывается не в проводник, а продукты взрыва проволоочки. Расчеты показали, что в зависимости от диаметра проволоочки энерговклад на атом отнесенный к энергии сублимации изменяется от  $(0,3 \div 0,7) E_{суб}$ , что качественно согласуется с измеренной температурой (см. Рис. 30).

Уровень энерговклада на атом проволоочки определяет так же пропорцию между линейчатой и сплошной частями спектра, что видно из Рис. 31. На рисунке представлен внешний вид спектров при режиме ГС для проволоочек диаметром  $\varnothing = 200$  мкм и  $\varnothing = 30$  мкм. Из рисунка видно, что интенсивность линейчатой составляющей спектра для проволоочки  $\varnothing = 30$  мкм гораздо выше, чем при ЭВП проволоочки  $\varnothing = 200$  мкм. Это означает, что при высоком уровне энерговклада на атом  $W$  значительная часть атомов подвержена сублимации.

В ходе исследований было обнаружено, что сплошной спектр помимо планковской составляющей дополнительно содержит в синей области (диапазон  $350 \div 500$  нм) «надпланковскую» часть. Сказанное иллюстрируется на Рис. 32, на котором в виновских координатах представлен спектр, полученный в опыте №565 при ГС и диаметре проволоочки  $\varnothing 56$  мкм. Довольно неожиданным результатом оказалась симметрия «надпланковской» части в нелинейных координатах Вина относительно её максимума. Обрезание кривой в коротковолновой области  $\lambda < 360$  нм связано с приборной функцией спектрометра. «Надпланковская» часть спектра хорошо аппроксимируется распределением Лоренца.

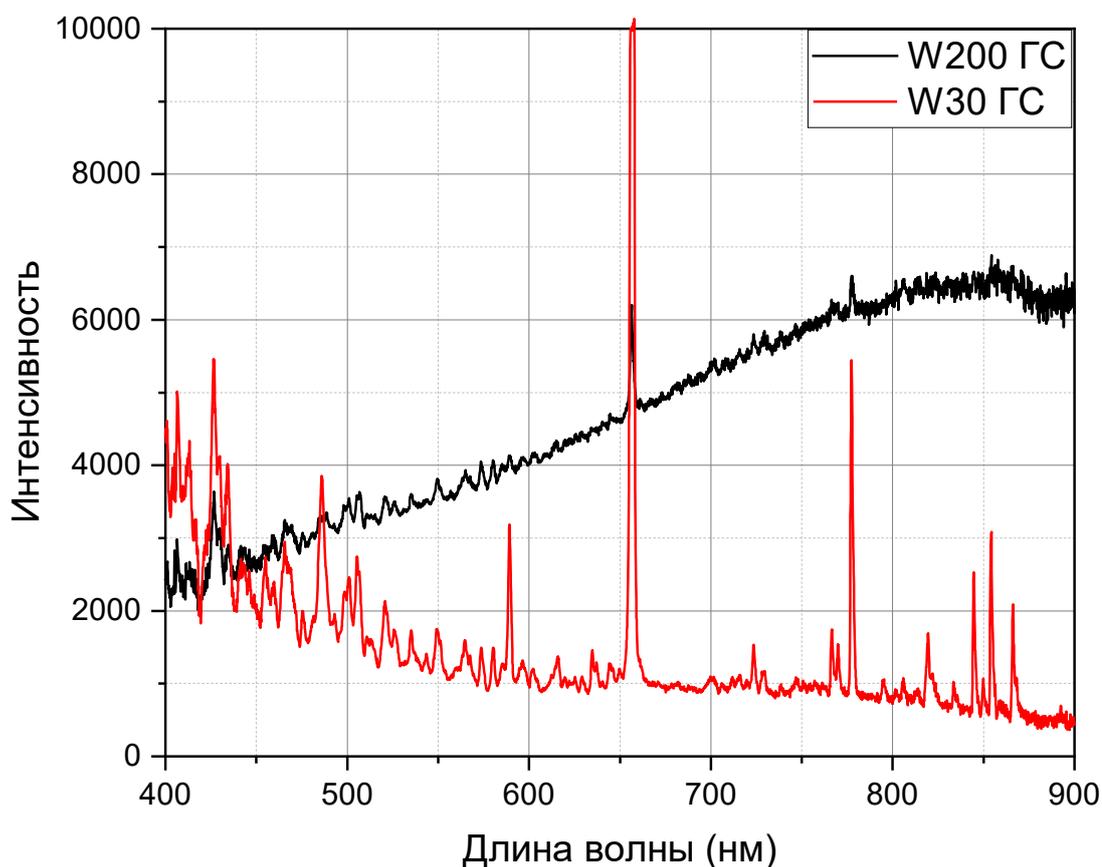


Рис. 31. Типичные спектры для проволоочки 200 мкм (черная линия) и 30 мкм (красная линия)

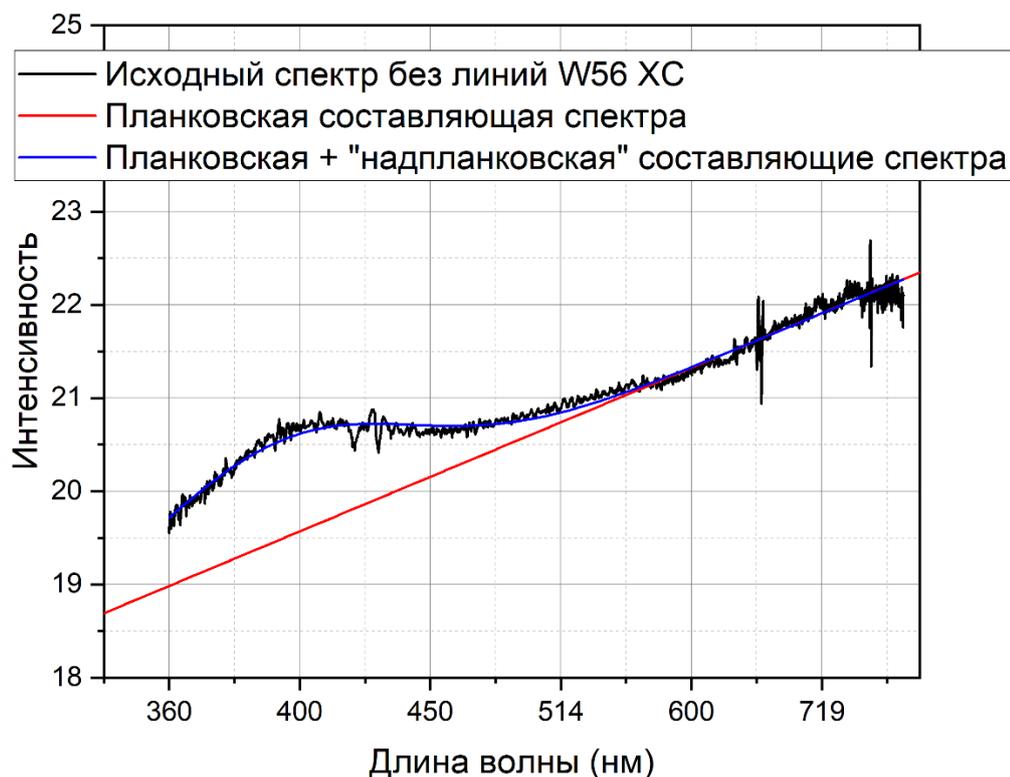


Рис. 32. Спектр опыта №565 проволоки  $\varnothing 56$  ГС с вычтенной линейчатой частью.

Анализ «надпланковской» части сплошного спектра показал, что она зависит от температуры ЭВП. На Рис. 33 представлена «надпланковская» часть спектра электровзрыва для проволочек  $\varnothing 56$  мкм и  $\varnothing 200$  мкм. Оценка температуры по планковской составляющей спектра дала значение  $T_{max} = 4920$  °К для проволоки  $\varnothing 56$  мкм и  $T_{max} = 2746$  °К для  $\varnothing 200$  мкм. Видно, что при уменьшении температуры продуктов ЭВП амплитуда «надпланковской» части спектра уменьшается, а её максимум смещается в сторону длинноволновую часть спектра. Иными словами наблюдается своеобразный закон Вина, но в нелинейных координатах. В настоящий момент представляется затруднительным однозначно указать причину возникновения в сплошном спектре дополнительной «надпланковской» части.

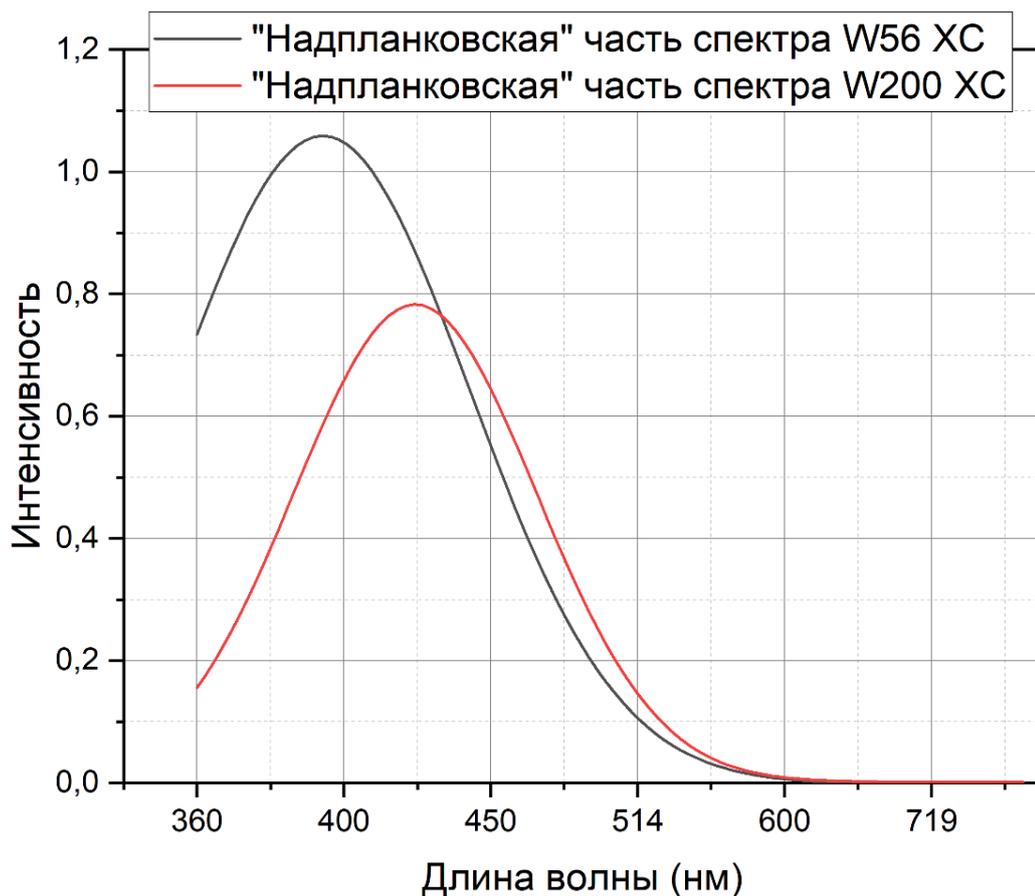


Рис. 33. Сравнение «надпланковской» части для разных диаметров проволоочки.

### 3.4. Измерение температуры по отношению спектральных линий

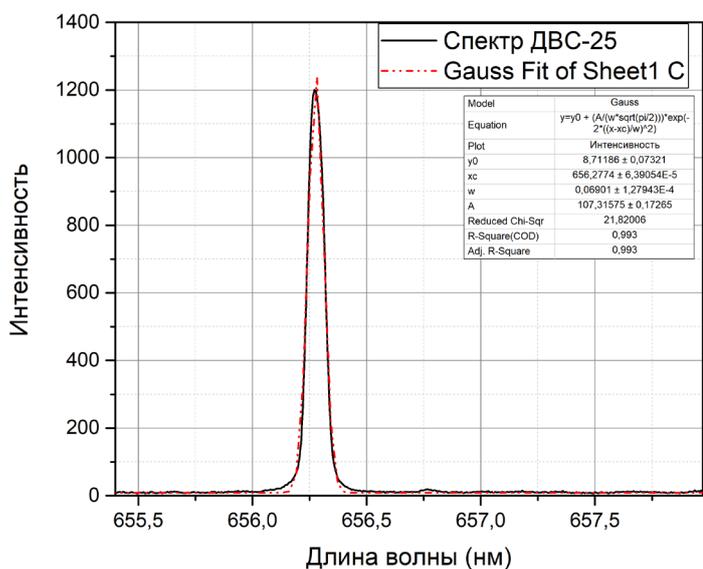
Высокое разрешение СТЭ-1 позволяло не только измерять полуширину спектральных линий, но и анализировать их профиль. На Рис. 34 (а) представлен профиль линии  $H_{\alpha}$  полученный на водородной калибровочной лампе ДВС-25, который хорошо аппроксимируется функцией Гаусса. Гауссов вид профиля линии говорит о тепловом (доплеровском) характере уширения линии  $H_{\alpha}$  при дуговом разряде в газе. На Рис. 34 (б) представлен профиль линии  $H_{\alpha}$ , полученный на спектре опыта №268, который аппроксимируется функцией Лоренца, что характерно для ударного штарковского уширения

С помощью СТЭ-1 можно определять электронную температуру «плазменной короны» по отношению спектральных линий. Отработка методики была проведена на водородной калибровочной лампе ДВС-25. Пренебрегая

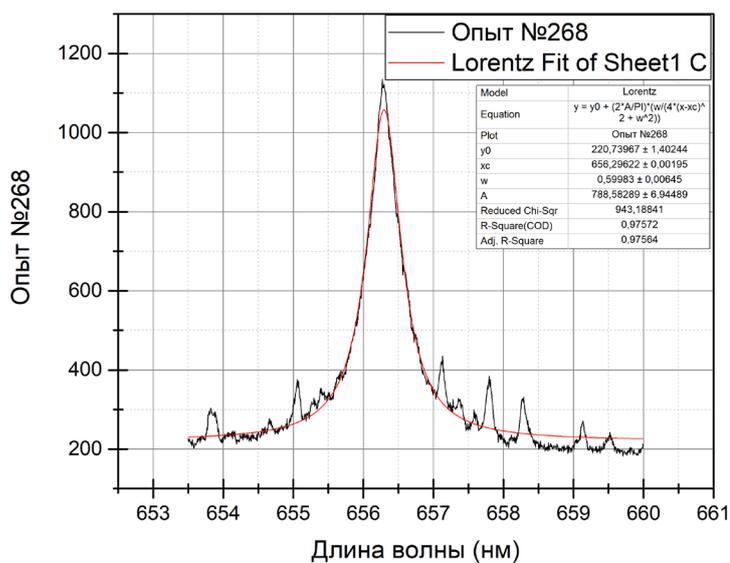
индуцированным излучением и считая плазму оптической тонкой, отношение интенсивностей спектральных линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  можно записать в виде:

$$\frac{I_{H_\alpha}}{I_{H_\beta}} = \frac{N_3}{N_4} \frac{A_{3 \rightarrow 2}}{A_{4 \rightarrow 2}} \frac{\lambda_{H_\beta}}{\lambda_{H_\alpha}}, \quad (31)$$

где  $N_3, N_4$  – населенности 3-го и 4-го уровней атома водорода,  $A_{3 \rightarrow 2}, A_{4 \rightarrow 2}$  – вероятности перехода с уровня 3 на уровень 2, и с уровня 4 на уровень 2,  $\lambda_{H_\alpha}, \lambda_{H_\beta}$  – длины волн  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  соответственно.



а



б

Рис. 34. Профиль линии  $H_\alpha$  полученный на спектрометре СТЭ-1: а) калибровочная лампа ДВС-25  
б) спектр полученный в опыте №268

Полагая, что для плазмы дугового разряда выполнены условия модели локального термодинамического равновесия, отношение заселенностей  $N_3, N_4$  можно найти из распределения Больцмана, а электронную температуру  $T_e$  рассчитать по известной формуле:

$$T_e = \frac{E_4 - E_3}{\ln\left(\frac{{}^{16}\text{I}_{H\alpha} A_{4 \rightarrow 2} \lambda_{H\alpha}}{{}^9\text{I}_{H\beta} A_{3 \rightarrow 2} \lambda_{H\beta}}\right)} \quad (32)$$

Взяв значения амплитуд интенсивностей линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$  измеренных с помощью СТЭ-1, для калибровочной лампы ДВС-25 получим  $T_e = 0,5$  эВ.

Эмиссионный спектр излучения плазмы, полученный в результате ЭВП, позволял измерить температуру электронов в возникшей вольфрамовой плазме. Для расчетов была взята модель локального термодинамического равновесия (ЛТР) (Хаддлстоун Р., 1967; Сборник докладов, 1960). Так как измерение абсолютной интенсивности линий – задача очень непростая, в расчетах использовались относительные интенсивности спектральных линий, которые были получены с помощью спектрометра СТЭ-1 с высоким разрешением. Учитывая вероятность или силу осциллятора перехода (Корлисс Ч., 1968) температура электронов вольфрамовой плазмы была определена для нескольких пар спектральных линий с помощью формулы:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{\lambda_1^3}{\lambda_2^3} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right) \quad (33)$$

где  $I_i$  – относительная интенсивность спектральных линий вольфрама;  $g_i$  – статистический вес уровней;  $f_i$  – сила осциллятора перехода;  $\lambda_i$  – длина волны спектральной линии;  $\Delta E$  – разность энергий возбуждения исследуемых линий;  $T_e$  – электронная температура плазмы.

В таблице 3 представлены необходимые для расчета значения относительных интенсивностей линий вольфрама, полученных экспериментально и табличные значения, приведенные в (Корлисс Ч., 1968):

Таблица 3. Значения для расчета электронной температуры плазмы.

$\lambda, \text{Å}$	I, отн.ед.	gf, ед.	E, см-1	$T_e, \text{K}$
5864,63	800	0,036	36874	4568
5804,87	1200	0,45	43452	
5947,58	870	0,016	30587	5295
5735,09	1000	0,82	44920	
6964,12	130	0,0022	14355	
7140,54	310	0,0046	14000	

Из Таблице 3 видно, что средняя температура электронов в вольфрамовой плазме, образованной в результате ЭВП составляет  $\sim 0,4$  эВ.

В экспериментальной работе (Волков А.А., 2002) на установке с подобными электротехническими параметрами была определена температура и плотность плазмы, которая составила  $0,2 \div 0,5$  эВ и  $10^{-1} \div 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup> соответственно.

Оценка электронной плотности  $N_e$  производилась из анализа зарегистрированного с помощью спектрометра СТЭ-1 профиля спектральных линий и табличных данных содержащихся в Приложении III из (Грим Г., 1978). На Рис. 35 представлены зависимости значений плотностей и температур штарковского контура  $N_\alpha$  (Грим Г., 1978), которые были экстраполированы для профиля  $N_\alpha$  измеренного в эксперименте. При температуре  $T = 0,5$  эВ (5800 °К) для штарковского контура спектральной линии  $N_\alpha$  значение полуширины контура на полувысоте  $w = 2,07$  нм соответствует плотности плазмы  $N_e \sim 3 \div 5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Из рисунка видно, что ширина штарковского контура очень слабо зависит от температуры, следовательно, плотность плазмы можно определить, даже зная температуру не слишком точно.

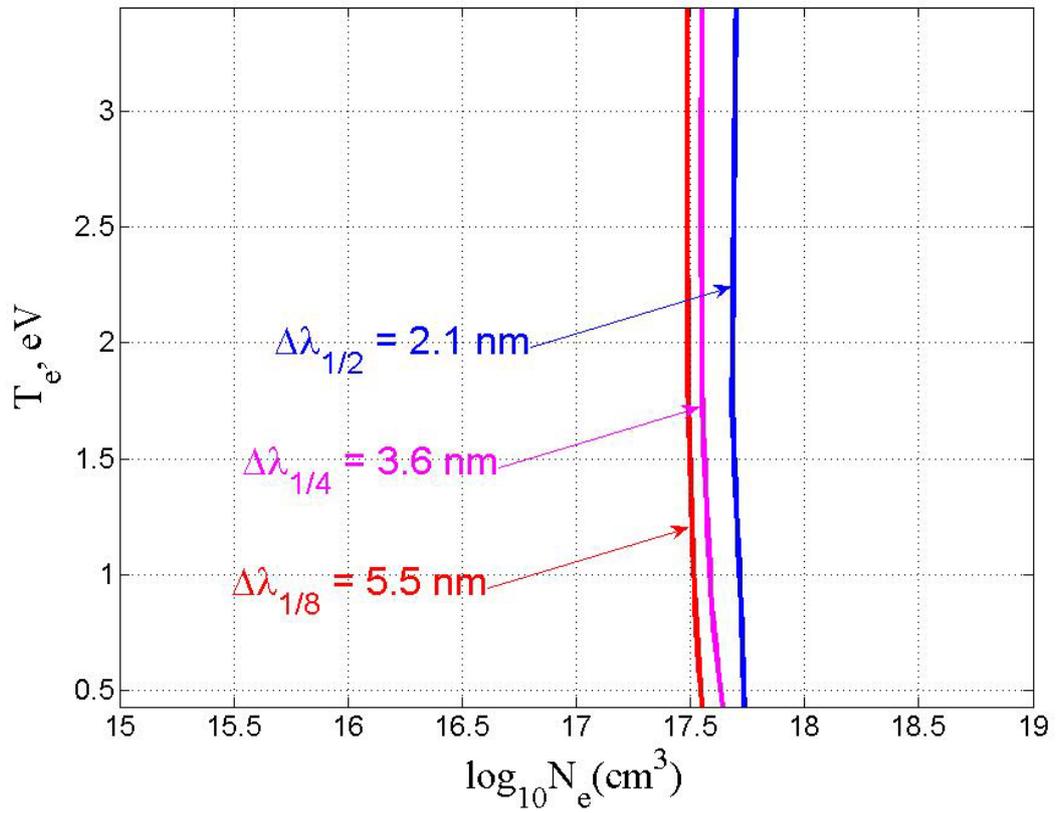


Рис. 35. Полуширина итарковского контура  $H\alpha$ , как функции температуры и плотности плазмы.

Таким образом, описываемая методика позволяла оценивать плотность электронов в плазме по измеренному профилю уширения спектральных водородных линий бальмеровской серии.

## Глава 4. Исследование динамики оптического излучения во время электровзрыва.

Динамика поведения интенсивности оптического излучения имеет сложную форму с тремя ярко выраженными пиками интенсивности Рис. 36. В ходе проведения исследовательских работ было выявлено, что форма оптического излучения зависит от следующих параметров: полярности высокого напряжения (плюс или минус), диаметра разрядной камеры, диаметра проволоочки и скорости ввода энергии Первые два максимума интенсивности света упоминаются во многих опубликованных работах (например, (Волков А.А., 2002)). Что касается возникновения через  $\sim 200$  мкс третьего пика интенсивности свечения (световое «эхo»), то оно является отличительной чертой настоящего исследования.

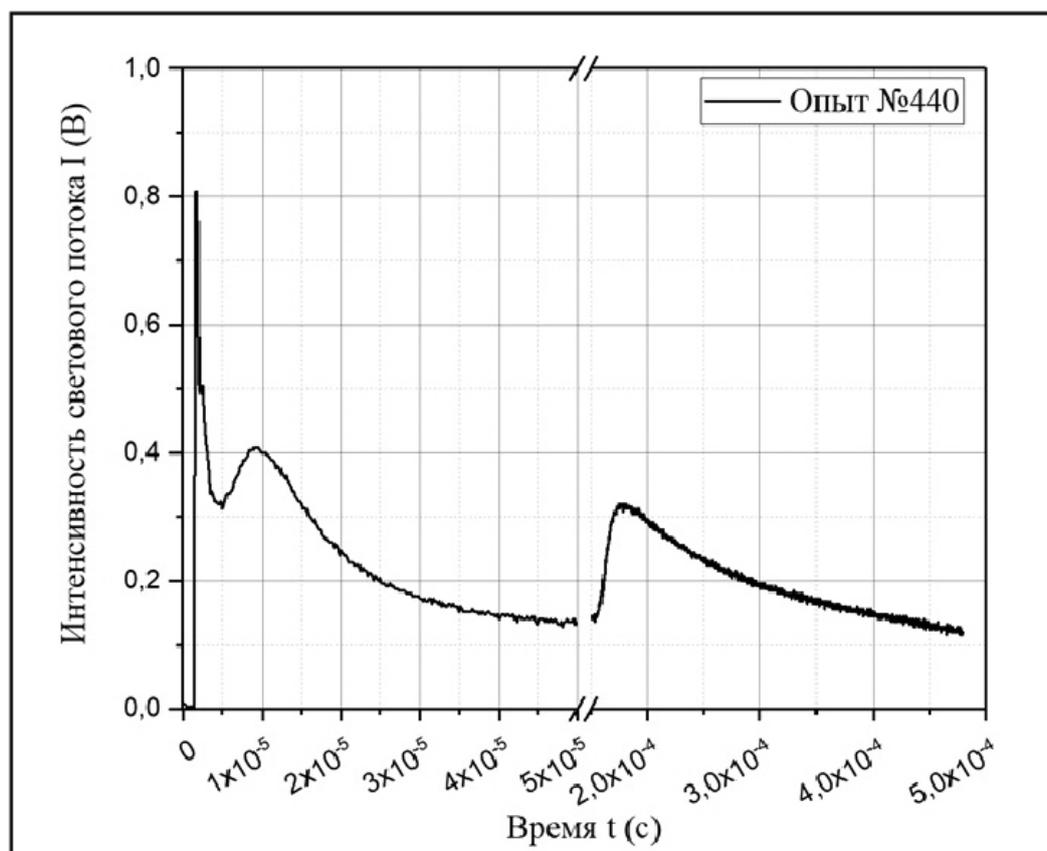


Рис. 36. Опыт №440, проволочка  $d = 132$  мкм,  $l = 40$  мм, полная энергетика, отрицательная полярность высоковольтного электрода, холодный старт

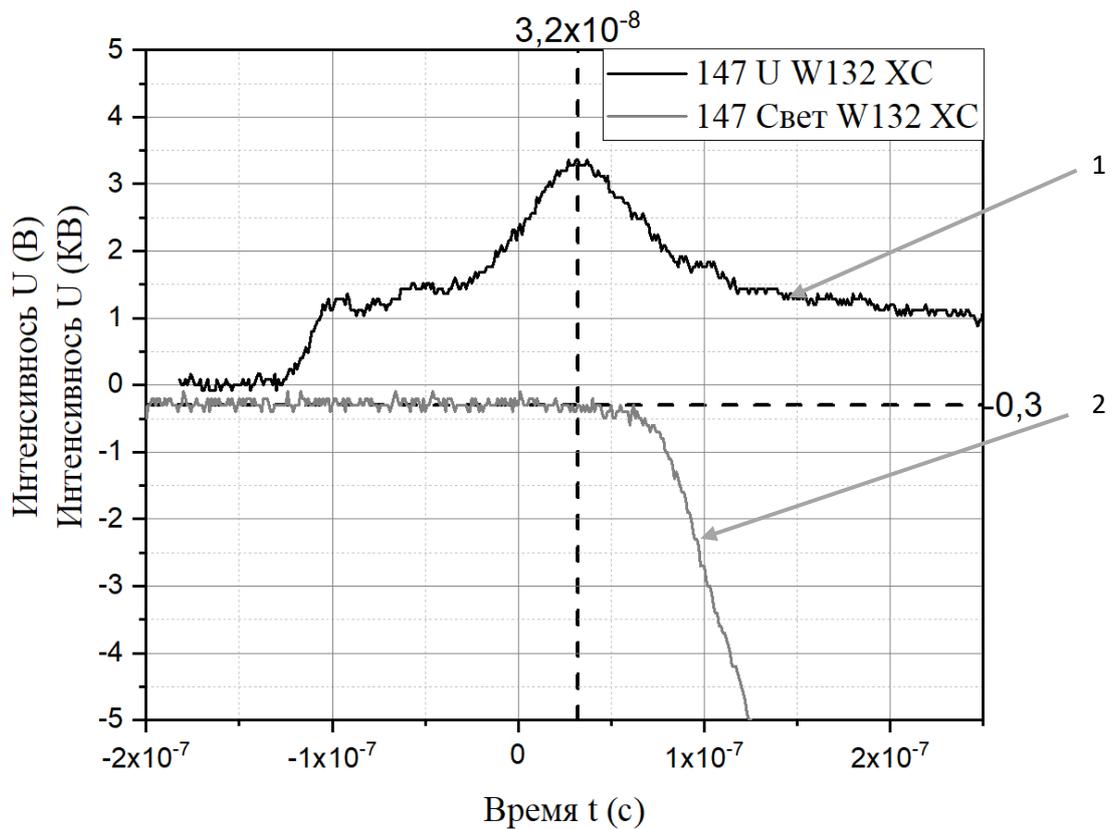


Рис. 37. Опыт №147, проволочка W, диаметр 132, холодный старт. Сравнение осциллограммы напряжения (1) и интегрального света (2)

Для анализа временной динамики интенсивности (интегрального по спектру) света условно разобьём временную шкалу на три диапазона: от 0 до 1 мкс; от 1 до 10 мкс; от 10 до 300 мкс.

Первый временной диапазон характеризуется ростом тока и основным энерговкладом в проволочку. Из Рис. 36 видно, что динамика светового импульса имеет относительно крутой ( $\sim 100$  нс) передний фронт. Начало светового импульса, как видно из Рис. 37 практически совпадает с максимумом напряжения. Что не является удивительным поскольку момент электровзрыва принято связывать с максимумом напряжения. Из Рис. 39, на котором представлена хронограмма участка спектра ( $550 \div 670$  нм), видно, что основная интенсивность максимума света в первом временном диапазоне определяется сплошным

спектром, что совпадает с наблюдениями других исследовательских групп (например, (Рейтель Р., 1963)).

Покадровое фотографирование ЭВП и одновременная хронограмма разлета светового фронта, полученная с помощью стрик-камеры (Алабин К.А., 2020) с щелью установленной поперек оси проволоочки позволяет судить о скорости распространения фронта свечения по радиусу разрядной камеры. На Рис. 38 приведена типичная хронограмма разлета светящегося фронта вольфрамовой проволоочки при ЭВП, полученная с помощью стрик-камеры (а) и покадровая съемка, полученная с помощью ЭОПов (б). На Рис. 38 (а) четко выделяется 3 расширяющихся световых фронта. Можно предположить, что наблюдаемые световые фронты соответствуют трем основным фазовым состояниям вещества проволоочки в ЭВП: первый фронт – легкая плазменная «шуба», второй фронт, со слабо выраженными границами, соответствует переходному состоянию и третий фронт – керн нагретой проволоочки. Из Рис. 38 (б) видно, что в начальный момент источником света является приосевая область камеры. Из ЭОП-фотографии видно, что к 500 нс образуется плазменная «шуба», свечение которой является заметно неоднородным по длине.

Как видно из Рис. 39, интенсивность непрерывного спектра затухает примерно к 500 нс, а дальше вся интенсивность оптического излучения определяется линейчатой частью. Таким образом, можно сказать, что свечение во втором временном диапазоне является преимущественно линейчатым. Максимум интенсивности света приходится примерно на 5 мкс от начала ЭВП, что совпадает с временем пролета плазменной «шубы» до стенок камеры.

Третий временной диапазон характеризуется вспышкой света, возникающей примерно через 100-200 мкс от начала разряда, которую мы будем называть световым «эхом». Основной особенностью светового «эхо» отличающего его от максимумов интенсивности светового излучения в начальной стадии электровзрыва является его позднее появление, когда конденсаторная батарея уже полностью разряжена. Хотя исследованием электровзрыва вольфрамовых

проволочек занималось множество научных групп, ни в одной из публикаций не упоминается о появлении светового «эхо» после окончания импульса тока. Отличительная черта настоящих исследований заключается, в том, что в отличие от экспериментов по ЭВП многих других экспериментальных групп, электровзрыв проводился в объеме, отсеченном от вакуумной системы откачки. Если ЭВП проводился при постоянной откачке, без отсечения, то световое «эхо» в экспериментах не наблюдалось. А поскольку подавляющее большинство экспериментов по ЭВП в вакууме проводится при постоянной откачке, то становится понятным почему возникновение светового «эхо» не попало в поле зрения исследований.

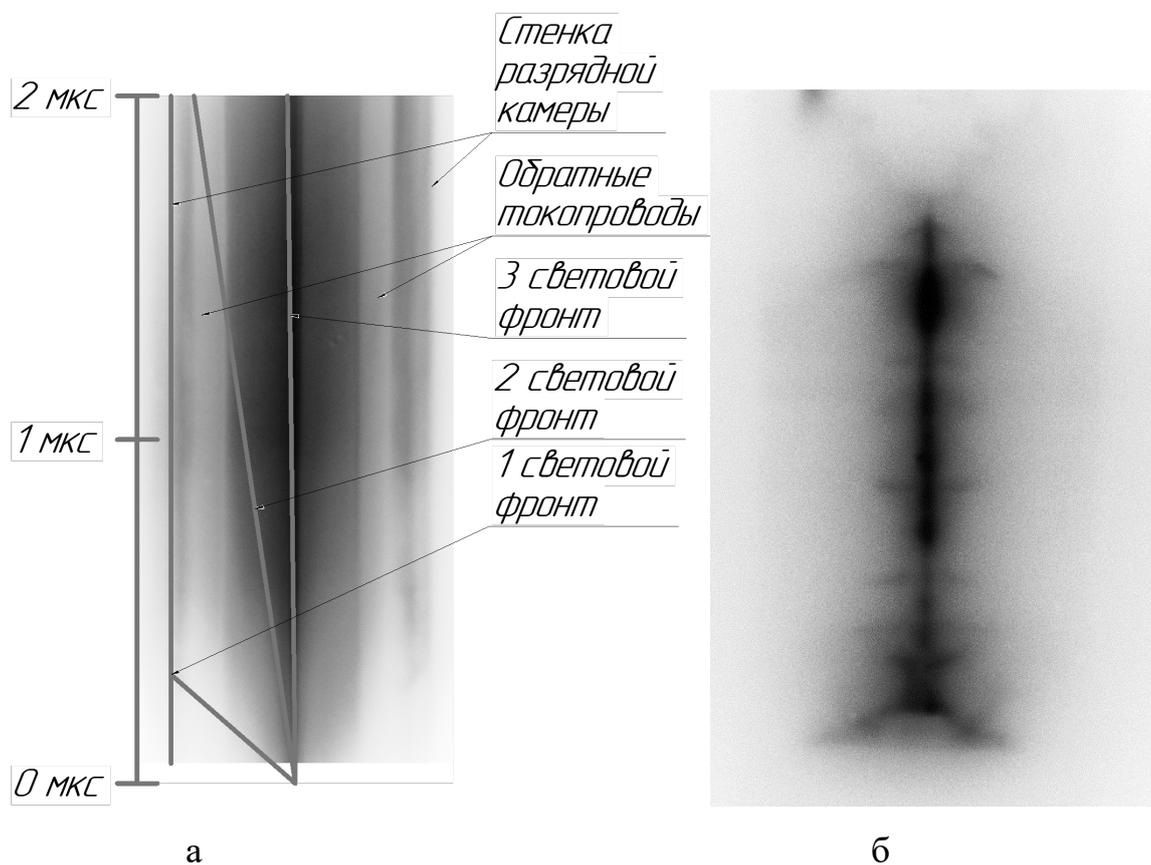


Рис. 38. Опыт №425

а) Развертка разлета плазмы, 2 мкс, время запуска 50 нс от начала разряда б) ЭОП-фотография – время экспозиции 100 нс, время срабатывания 400 нс от начала разряда

Эксперименты, проведенные на установке «Гелиос» показали, что при ЭВП вольфрамовых проволочек диаметром меньше 100 мкм световое «эхо» не возникает. Также было установлено, что время возникновения светового «эхо» зависит от диаметра кварцевой разрядной камеры. Серия опытов, проведенная с различными диаметрами кварцевых разрядных камер (22 мм, 28 мм, 36 мм, 49 мм, 54 мм), позволила установить зависимость времени появления светового «эхо» от диаметра камеры. Результаты измерений времени возникновения светового «эхо» для камер различного диаметра представлены на Рис. 40. Эксперименты проводились для проволочек двух диаметров 100 мкм и 132 мкм. Из рисунка видно, что для проволочек одного диаметра для различных диаметров разрядных камер, время появления светового «эхо» хорошо аппроксимируется прямой. Это позволяет говорить о постоянстве радиальной скорости причины, приводящей к возникновению светового «эхо». Из Рис. 40 также видно, что величина этой скорости также зависит от диаметра проволочки. Наиболее разумное предположение, которое можно сделать на основании данных представленных на Рис. 40 состоит, в том, что возникновение светового «эхо» связано с взаимодействием горячих микрочастиц взорвавшейся проволочки («пыли») со стенкой кварцевой камеры. При таком предположении, причина возникновения светового «эхо» может состоять во взаимодействии микрочастиц со связанной водой на стенках кварцевой камеры (окисление). А время появления светового «эхо» определяется временем пролета микрочастиц до стенок камеры. Радиальная скорость расширения продуктов электровзрыва постоянна и составляет  $(1.29 \pm 0.08) \cdot 10^4$  см/с для проволочки 100 мкм,  $(1.57 \pm 0.15) \cdot 10^4$  см/с для проволочки 132 мкм. Результаты измерений позволяют сделать вывод о том, что радиальная скорость распространения продуктов электровзрыва не пропорциональна массе, так как при увеличении диаметра проволочки со 100 мкм до 132 мкм, погонная масса проволочки увеличилась в 1,7 раза, а радиальная скорость расширения уменьшилась на 20%.

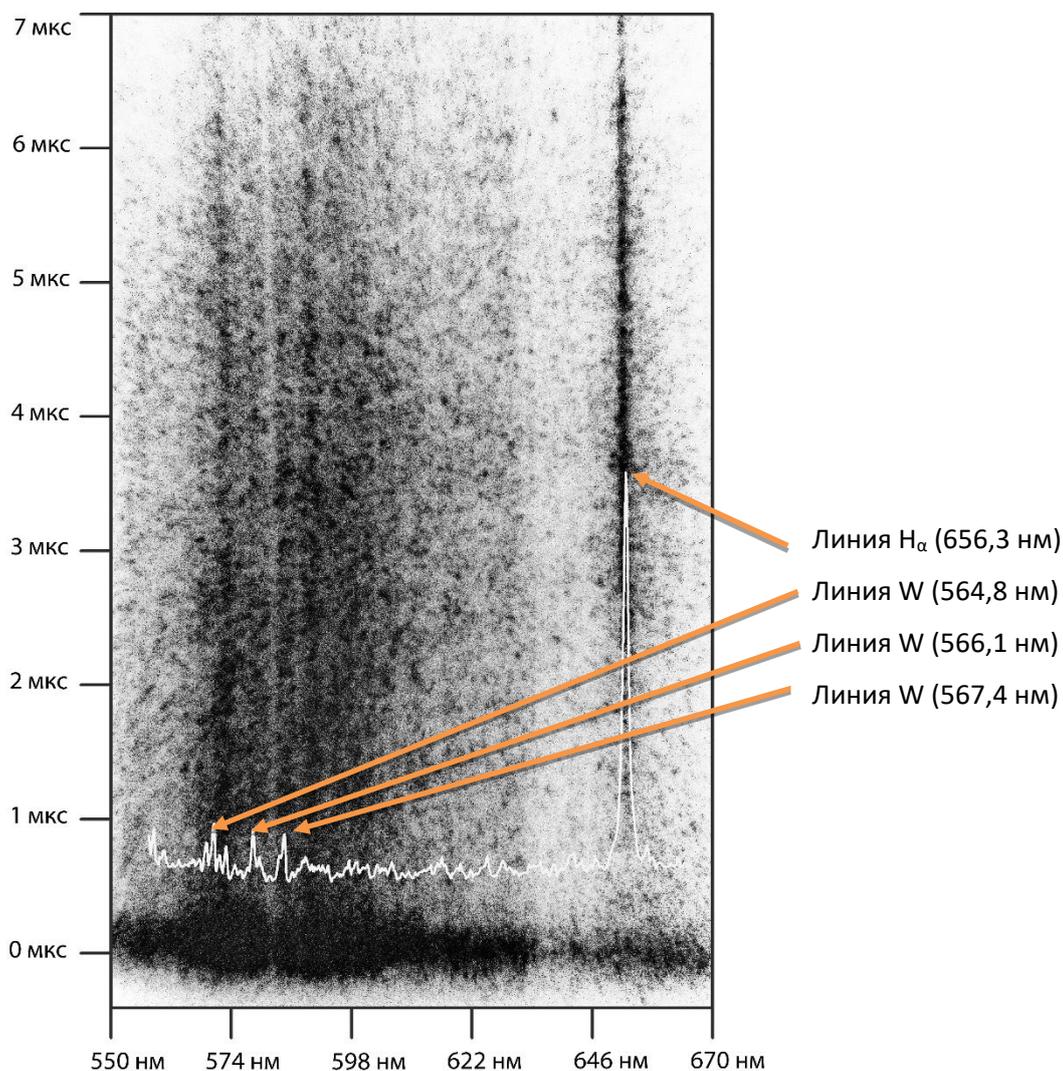


Рис. 39. Опыт №294. Временная развертка оптического спектра ЭВП. Слева от снимка – временная шкала, снизу приведена шкала длин волн. На снимок наложен спектр, полученный в том же эксперименте.

Для выяснения зависимости времени появления светового «эхо» от энерговклада в проволочку была проведена серия экспериментов с «горячим стартом». На Рис. 41 представлен график времени появления светового «эхо» в зависимости от начальных условий опыта: электровзрыв прогретой до  $T = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$  (W-132 ГС) и при  $T = 300 \text{ }^\circ\text{K}$  (W-132 ХС) вольфрамовой проволоки. Из представленного рисунка видно, что для разрядной камеры одного и того же диаметра световое «эхо» возникало заметно позже при ЭВП в режиме ГС. Полученные результаты показывают, что время появления светового «эхо» не

пропорционально энерговыделению в проводник. Более того, зависимость от энерговыделения является обратной тому, что можно было бы ожидать.

Однако серия экспериментов с апериодическим разрядом (0,5Э) показала, что время появления светового «эхо» для W проволоочки диаметром 132 мкм, при прочих равных условиях, смещается в сторону увеличения на значительную величину с  $201 \pm 12$  мкс для обычного разряда до  $293 \pm 12$  мкс для апериодического разряда. Результаты этих экспериментов качественно соответствуют предположению о том, что чем выше скорость энерговыделения, тем раньше возникает световое «эхо».

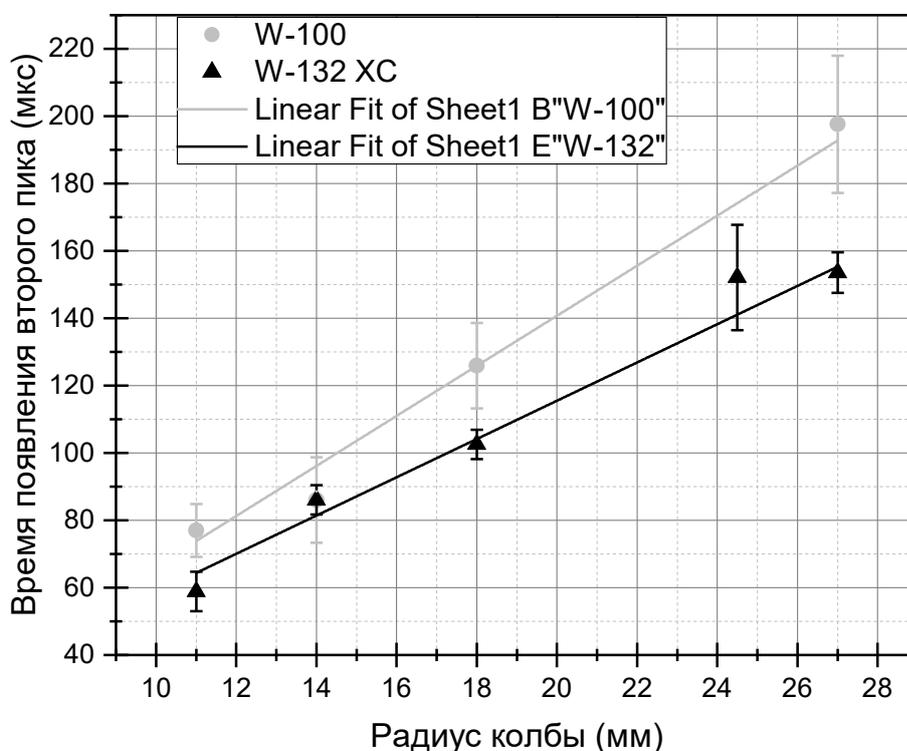


Рис. 40. Зависимость времени появления светового «эхо» в от радиуса разрядной камеры для проволок диаметром 100 мкм (серым) и 132 мкм (черным), данные фитированы линейными функциями

Достаточно неожиданный результат был получен с помощью методики покадрового фотографирования в момент времени максимума светового «эхо». На Рис. 42 (б) представлена ЭОП-грамма изображения свечения разрядной камеры опыта №452. Время экспозиции кадра составляет  $\sim 100$  нс, время подачи импульса

напряжения на ЭОП синхронизовано с запуском системы УМ+ЭОП. Из Рис. 42 (б) видно, что свечение имеет резко неоднородный характер. На фотографии явно просматривается регулярная структура неоднородности свечения, что является весьма неожиданным. ЭОП-грамма представленная на Рис. 42 (б) не является уникальной. Регулярная структура неоднородности свечения, в большей или меньшей степени, видна на всех ЭОП-граммах, снятых в момент возникновения светового «эхо».

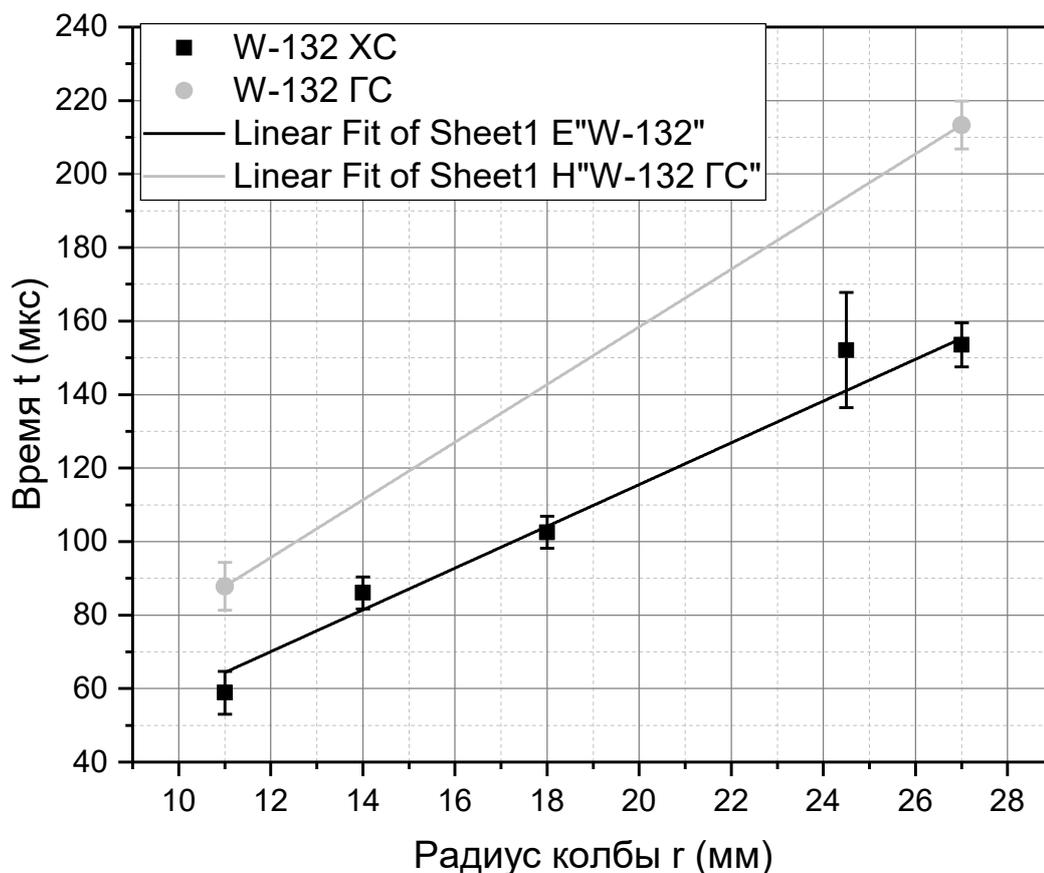


Рис. 41. Зависимость времени появления светового «эхо» от начального прогрева проволоочки. ХС – без предварительного прогрева, ГС – с прогревом до  $T = 2000^{\circ}\text{K}$

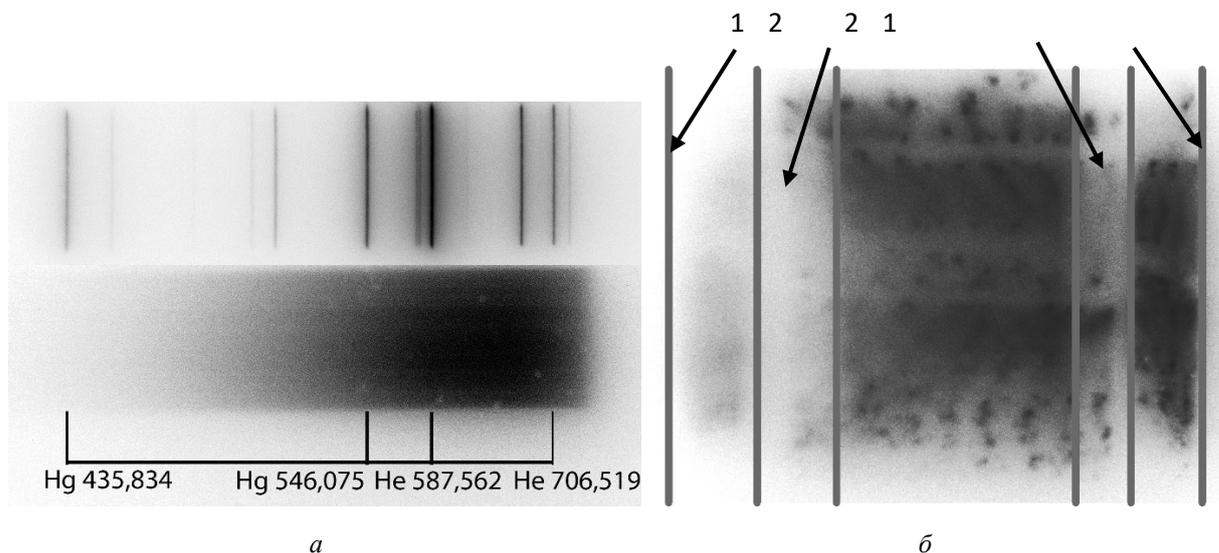


Рис. 42. Опыт №452, а) Спектр светового «эхо» снятый с помощью системы УМ+ЭОП, сверху представлен калибровочный спектр ртутно-гелиевой лампы ДРГС-12

б) ЭОП-фотография светового «эхо», 1 – границы камеры, 2 – тени от обратных токопроводов

Методика покадрового фотографирования показала, что свечение носит объемный характер, а у стенки камеры не наблюдается повышения яркости изображения, что обязано было бы регистрироваться при протекании плазменно-химических реакций на стенках камеры. Этот вывод следует также из данных, полученных с помощью стрик-камеры. На Рис. 43 представлена развертка свечения ЭВП в момент максимума светового «эхо» полученная с помощью стрик-камеры с целью установленной перпендикулярно оси разрядной камеры. Из рисунка видно, что свечение имеет объемный характер, равномерно по сечению разрядной камеры и однородно во времени.

Наличие трех максимумов света позволяет предположить, что они обусловлены различными физическими процессами. Поскольку световые импульсы накладываются один на другой, то для оценки удельного вклада каждого из процессов в общую интенсивность света было проведено численное моделирование с помощью программы OriginPro. Моделирование показало, что экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется суммой трех функций, каждая из которых в свою очередь является суммой экспонент с различными периодами. На Рис. 44 (а, б, в) представлен вид аппроксимационных функций для соответствующего временного диапазона. А на Рис. 44 (г) сумма всех трех

аппроксимационных функций (2) совмещенная с экспериментальным сигналом фотодиода. Из рисунка видно, что результаты аппроксимации находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальной кривой. Аналитический вид функций позволил с помощью численного моделирования оценить удельный вклад светового пика в общий интеграл светового импульса и таким образом вычислить соотношение световой энергии содержащейся в каждом из пиков. Если принять значение интеграла под первым пиком за единицу, то соотношение составило 1, 10 и 20, для первого, второго пика и светового «эхо» соответственно.

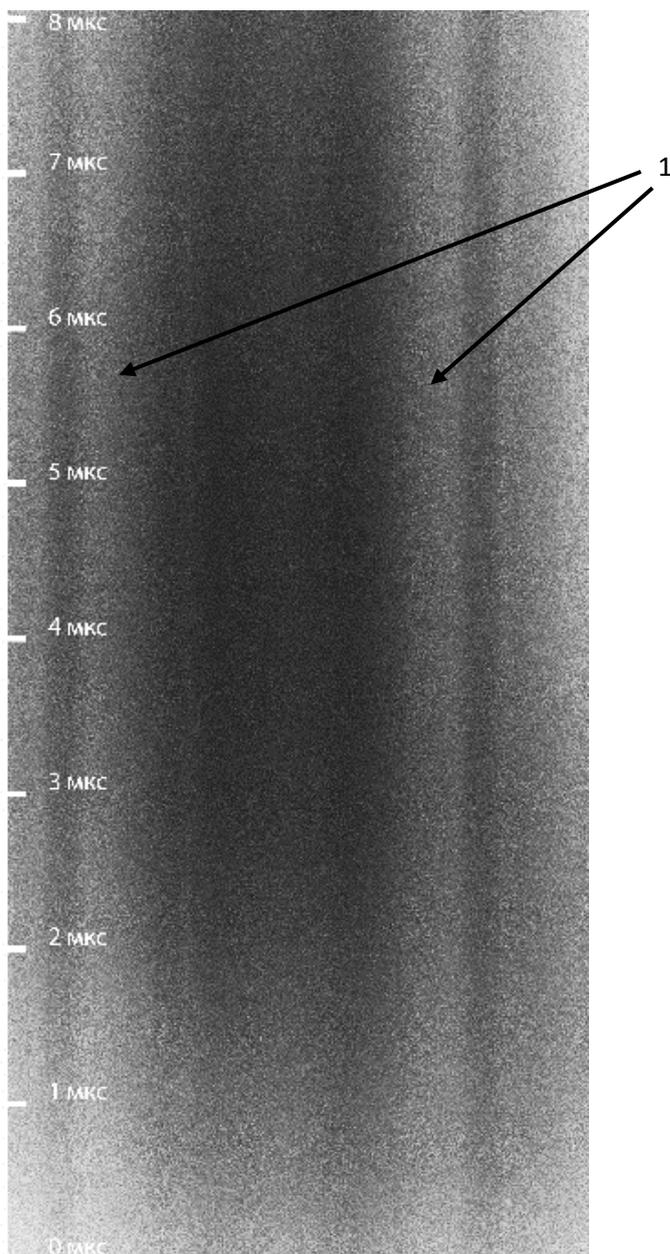


Рис. 43. Опыт 423. Развертка 10 мкс, задержка 150 мкс от начала ЭВП, в момент максимума светового «эхо». 1 – тени от обратных токопроводов

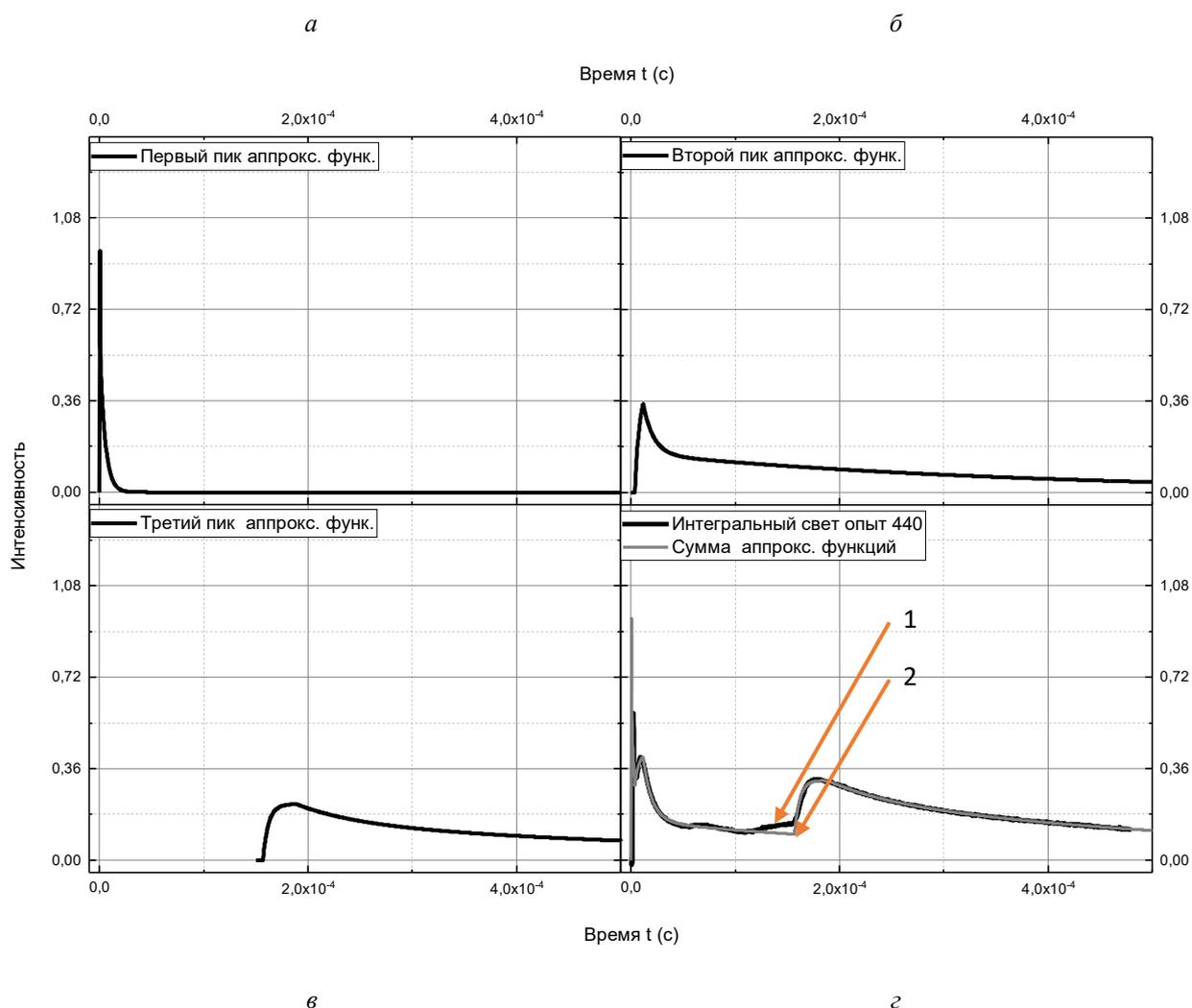
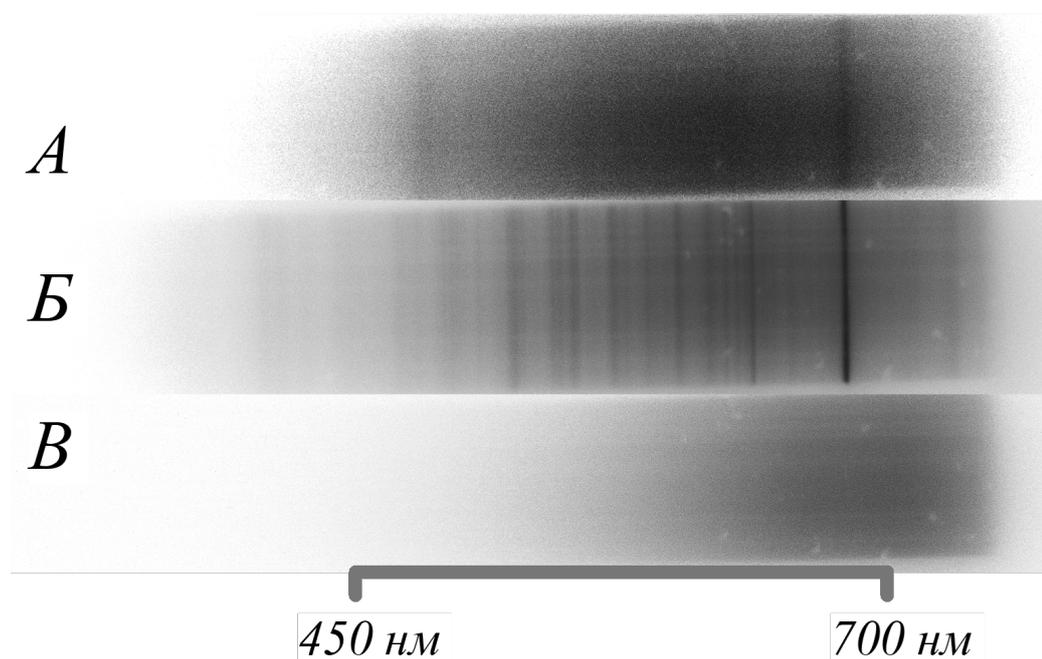


Рис. 44. Аппроксимационные кривые пиков света (а, б, в – первый, второй и третий пик интенсивности излучения соответственно) и их сумма (2 на графике г) в сравнении с динамикой поведения света в эксперименте (1 на графике г)

Поскольку все три аппроксимационные функции имеют существенно различный вид, то вполне естественно предположить, что и форма непрерывной части спектра должна быть различной в каждом временном интервале.

С помощью системы, состоящей из монохроматора УМ-2, совмещенного с ЭП-19 удалось зарегистрировать спектры оптического излучения на различных этапах протекания электровзрыва. Поскольку каждый этап ЭВП характеризуется своей динамикой светового импульса, то время экспозиции кадров было различным: первый этап  $t_1 = 0,1$  мкс, второй этап  $t_2 = 1$  мкс и третий этап  $t_3 = 50$  мкс. На Рис. 45 представлены фотографии спектров для каждого из максимумов

оптического излучения во время ЭВП. Как видно из рисунка, спектр полученный в первый временной диапазон представляет собой смесь непрерывного планковского спектра и спектральных линий водорода ( $H_{\alpha}$  656,279 нм,  $H_{\beta}$  486,135 нм), во втором временном диапазоне наблюдаются в основном линии вольфрама и линия водорода  $H_{\alpha}$ , в третьем диапазоне линейчатая часть отсутствует, всё излучение составляет непрерывный планковский спектр. Результаты, полученные данной методикой, хорошо согласуются с данными, полученными с помощью стрик-камеры (Рис. 39).



*Рис. 45. а) 1 временной диапазон, опыт №486, выдержка 100 нс, задержка 450 нс от начала разряда*

*б) 2 диапазон, опыт №490, выдержка 1 мкс, задержка 10 мкс*

*в) 3 диапазон, опыт №452, выдержка 50 мкс, задержка 175 мкс*

Фотометрирование полученных спектров позволило сравнить вид непрерывной части спектра. На Рис. 46 представлены фотометрические кривые спектров для каждого временного диапазона. Все кривые приведены к общему масштабу. Сравнение между собой формы непрерывной планковской составляющей спектров позволяет сказать, что каждый временной диапазон обладает своей температурой. Исходя из формы планковского спектра и закона

смещения Вина видно, что температура в третьем временном диапазоне заметно ниже, чем в первых двух. Измерение температуры по планковской составляющей спектров, сделанных без временного разрешения, даёт усредненное значение с учетом статистического веса каждого из временных диапазонов.

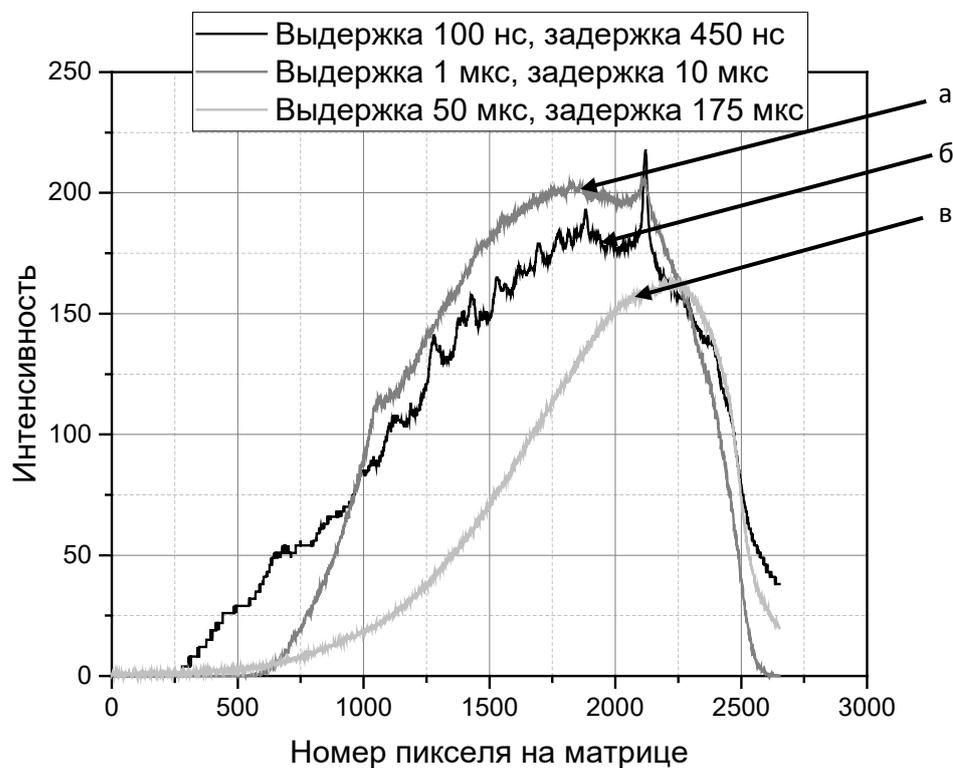


Рис. 46. Фотометрия снимков, полученных системой УМ+ЭОП для опытов 486 (а), 490 (б) и 452 (в). Графики приведены к общему масштабу.

Таким образом, в результате исследования были выявлены следующие закономерности:

1. Вспышка света («эхо») возникает в момент, когда конденсаторная батарея полностью разряжена;
2. Световое «эхо» наблюдается только при перекрытой вакуумной откачке;
3. Световое «эхо» наблюдается при диаметре вольфрамовой проволоочки более 100 мкм;

4. При «горячем старте» максимум светового «эхо» сдвигается вправо на  $\Delta t = (59,8 \pm 13)$  мкс по шкале времени;

5. При уменьшении скорости ввода энергии (0,5Э) также наблюдается запаздывание появления светового «эхо» на  $\Delta t = (92 \pm 24)$  мкс;

6. Время появления светового «эхо» с хорошей точностью линейно зависит от диаметра разрядной камеры;

7. Свечение в момент светового «эхо» резко неоднородно и носит объемный характер;

8. Неоднородность свечения имеет явно выраженную периодическую структуру;

9. Спектр свечения светового «эхо» является непрерывным, а распределение по длинам волн носит планковский характер;

10. Временная эволюция непрерывной части спектра носит монотонный характер и направлена в сторону в сторону уменьшения температуры с увеличением временного интервала от момента ЭВП.

Линейная зависимость времени появления светового «эхо» от диаметра разрядной камеры позволяет предположить, что возникновение светового «эхо» является следствием плазменно-химических реакций, связанных с взаимодействием горячих наночастиц вольфрамовой пыли со стенкой камеры. В рамках такого предположения становится понятным, что время задержки выделения световой энергии («эхо») определяется временем пролета нагретой вольфрамовой пыли до стенки камеры.

Постоянство радиальной скорости разлета говорит о безстолкновительном механизме разлета. В противном случае ситуация была бы аналогичной расширению газа и в соответствии с законами термодинамики радиальная скорость не могла бы сохранять своего постоянного значения.

Планковский вид спектра светового «эхо» позволяет предположить, что наблюдаемое свечение обусловлено нагретой вольфрамовой пылью. Характеристики образующихся наночастиц при ЭВП подробно исследовались

в работах томских ученых (Ильин А.П., 2003), в которых было показано, что средний размер наночастиц сильно зависит от условий ЭВП, в тоже время распределение наночастиц по размерам носит гладкий характер. В тоже время как видно на ЭОП-грамме представленной на Рис. 42 (б) неоднородности носят макроскопический характер, который сложно связать с наночастицами. Также остаётся непонятным причина возникновения регулярной структуры этих неоднородностей.

Из снимков спектров в период времени до появления светового «эхо» и в момент появления светового «эхо» можно заключить, что температура в момент появления «эхо» не увеличивается, наблюдается только увеличение интенсивности свечения. Этот факт ставит под сомнение гипотезу о протекании плазменно-химических реакций между вольфрамом и влагой на стенке камеры или взаимодействии вольфрамовой пыли с материалом самой стенки.

Предположение о протекании процессов на стенке камеры противоречит ЭОПной фотографии и данным, полученным со стрик-камеры в момент возникновения светового «эхо» (Рис. 42 (б) и Рис. 43).

На основании полученных к сегодняшнему дню экспериментальных результатов сделать однозначный вывод о физической природе механизма, приводящего к появлению светового «эхо» сделать затруднительно. С одной стороны, зависимость времени появления светового «эхо» от диаметра диэлектрической разрядной камеры указывает на взаимодействие продуктов электровзрыва со стенкой. Но при таком предположении, свечение должно было бы наблюдаться на стенках камеры, тем не менее ЭОП-фотографии и результаты, полученные с помощью стрик-камеры, показывают, что свечение носит объемный характер. Для получения окончательного вывода необходимо проведение дальнейших исследований.

## Заключение

1. Созданный диагностический комплекс позволил добиться хорошей воспроизводимости экспериментальных результатов ЭВП и исследовать динамику, образующейся во время ЭВП плазмы. Диагностический комплекс позволил создать следующие технологии подготовки к эксперименту:
  - a. Технология кипячения проволочек в щелочи позволила избавиться от углеродных покрытий и окислов вольфрама на поверхности проволоки (по отсутствию спектральных линий примесей).
  - b. Очистка внутренней поверхности кварцевой разрядной камеры тлеющим разрядом в атмосфере аргона, позволила избавиться от поверхностной влаги и газов, абсорбированных на поверхности (контролировалась по остаточному давлению).
  - c. Исследование профиля линии водорода  $H_{\alpha}$  позволило определить необходимое время прогрева проволоки, что хорошо совпадает с результатами, представленными в работе (Русских А.Г., 2006), авторами, которой использовались другие маркеры оценки.
2. Использование фильтра  $H_{\alpha}$  для изучения динамики ЭВП с помощью ЭОПов, позволило значительно улучшить контрастность методики.
3. Использование щелевой развертки совмещенной с спектрографом УМ-2 позволило исследовать временную динамику спектров, а совмещение ЭОПа спектрометром УМ-2 в режиме покадровой съемки со позволило исследовать спектр «светового эхо».
4. Использование методики «спектрального пирометра» позволило экспериментально измерять температуру продуктов ЭВП по непрерывной составляющей спектра.
5. С помощью методики «спектрального пирометра» удалось установить, что интенсивность непрерывной части спектра регистрируемого излучения на 5 порядков превышает интенсивность лучистого потока, который

соответствует излучению с поверхности нагретой вольфрамовой проволочки при данном диаметре и температуре.

6. Исследование обнаруженного в синей области сплошного спектра непланковского характера показало, что с увеличением температуры его интенсивность увеличивается.
7. При исследовании «светового эхо» были получены следующие закономерности: «световое эхо» появляется при диаметре вольфрамовой проволочки более 100 мкм; при «горячем старте» максимум интенсивности сдвигается вправо на  $\Delta t = 59,8 \pm 13$  мкс по шкале времени; при уменьшении скорости ввода энергии (0,5Э) также наблюдается запаздывание появления светового «эхо» на  $\Delta t = 92 \pm 24$  мкс; время появления светового «эхо» с хорошей точностью линейно зависит от диаметра разрядной камеры; свечение в момент светового «эхо» резко неоднородно и носит объемный характер; неоднородность свечения имеет явно выраженную периодическую структуру; спектр свечения светового «эхо» является непрерывным, а распределение по длинам волн носит планковский характер; временная эволюция непрерывной части спектра носит монотонный характер и направлена в сторону уменьшения температуры с увеличением временного интервала от момента ЭВП.

## Благодарности

В заключение, автор считает своим приятным долгом выразить искреннюю признательность и благодарность своему научному руководителю – доктору физико-математических наук Уруцкоеву Леониду Ирбековичу за предоставление интересной темы исследования, постановку задачи, постоянное внимание к работе, плодотворное обсуждение результатов и за передаваемый опыт и знания.

Автор выражает благодарность кандидату технических наук Алабину Кириллу Алексеевичу за помощь в проведении экспериментов и в обработке экспериментальных результатов.

Автор выражает признательность доктору технических наук Чеснокову Александру Владимировичу и доктору физико-математических наук Свиридову Александру Петровичу за постоянное внимание к работе и плодотворное обсуждение; доктору физико-математических наук Филиппову Дмитрию Витальевичу за помощь в математическом моделировании; доктору физико-математических наук Лисице Валерию Степановичу и доктору физико-математических наук Кукушкину Александру Борисовичу за помощь в расчетах электронной плотности и температуры плазмы; кандидату технических наук Силькису Эммануилу Гершовичу за помощь при отладке системы регистрации «МОРС».

Автор настоящей работы считает также своей приятной обязанностью выразить благодарность сотрудникам ООО «ЭРА-СФТИ» и ГНУ «Сухумский Физико-Технический Институт» Академии Наук Абхазии: Аршба Р.М., Войтенко Д.А., Пилиа Н.Д., Торосян А.К., Саресян Г.В. за помощь в проведении экспериментов.

Автор также признателен за поддержку работы Лазба Борису Аркадьевичу и Марколия Анатолию Ивановичу.

## Список литературы

1. **Абрамсон И.С. 1942:** Абрамсон И.С. и Маршак И.С. (1942). О мощной электрической искре в воздухе при атмосферном давлении. *ЖТФ*, 12, 632
2. **Алабин К.А. 2020:** Алабин К.А., Воробьев Н.С., Заровский А.И., Пелипенко В.И. и Чиковани Н.З. (2020). Электронно-оптическая камера для исследования процессов в нано-микросекундном диапазоне. *Приборы и техника эксперимента*(3).
3. **Бакшт Р.Б. 2013:** Бакшт Р.Б., Ткаченко С.И., Романова В.М., Мингалеев А.Р., Орешкин В.И., Тер-Оганесьян А.Е., Хаттатов Т.А., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. (2013). Динамика стратообразования и развитие перегретой неустойчивости при электрическом взрыве проводников. *Журнал технической физики*(8), 43
4. **Беляев В.С. 2003:** Беляев В.С., Костенко О.Ф. и Лисица В.С. (2003). Циклотронный механизм ускорения электронов в субпикосекундной лазерной плазме. *Письма в ЖЭТФ*, 77(12), стр. 784–787.
5. **Бирюков А.О. 2012:** Бирюков А.О. (2012). *Особенности электрического взрыва вольфрамовой проволоки в вакууме*. Канд. дисс., Москва.
6. **Бор О. 1971:** Бор О. и Моттelson Б. (1971). *Структура атомного ядра* (Т. 1). Москва: Мир.
7. **Бор О. 1977:** Бор О. и Моттelson Б. (1977). *Структура атомного ядра* (Т. 2). Москва: Мир.
8. **Бурцев В.А. 1990:** Бурцев В.А., Калинин Н.В. и Лучинский А.В. (1990). Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. 289.
9. **Волков А.А. 2002:** Волков А.А., Гребенев Е.В., Дыдыкин П.С., Ермолович В.Ф. Иванов М.М., Ивановский А.В. и др. (2002). Исследование электрического взрыва проволок микросекундным импульсом тока в продольном магнитном поле. *Журнал технической физики*, 72(5), 115-120.

10. **Волков Г.С. 2004:** Волков Г.С., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н. и Олейник Г.М. (2004). Рентгеновское зондирование приосевой области плазмы многопроволочного лайнера на установке Ангара-5-1. *30(2)*, 115-128
11. **Волков Н.Б. 2010:** Волков Н.Б. (2010). Механизмы генерации наноразмерных металлических частиц при электрическом взрыве проводников. *ЖТФ*, *80(4)*, 77-80.
12. **Воробьев В.С. 1997:** Воробьев В.С. и Малышенко С.П. (1997). Рановесие фаз в жидком проводнике с током в геометрии z-пинча. *ЖЭТФ*, *111(6)*, 2016-2029.
13. **Грим Г. 1978:** Грим Г. (1978). *Уширение спектральных линий в плазме*. Москва: Мир.
14. **Демирханов Р.А. 1975:** Демирханов Р.А. (1975). Частное сообщение.
15. **Дронова А.П. 1963:** Дронова А.П. и Колесникова В.Н. (1963). *Сборник статей, Взрывающиеся проволочки*. (Рухадзе А.А., Ред. и Антропова Е.Т., Перев.) Москва: Издательство иностранной литературы.
16. **Иваненков Г.В. 2004:** Иваненков Г.В., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Романова М.В., Глазырин И.В., Котова О.Г. и Слесарёва А.Н. (2004). *Обзор литературы по моделированию процессов электрического взрыва тонких металлических проволочек*. Москва: ФИАН.
17. **Ильин А.П. 2003:** Ильин А.П. (2003). Развитие электровзрывной технологии получения нанопорошков в НИИ Высоких Напряжений при Томском Политехническом Университете. *36(1)*, 133-139.
18. **Кадомцев Б.Б. 1970:** Кадомцев Б.Б. (1970). Тяжелый атом в сверхсильном магнитном поле. *ЖЭТФ*, *85*, стр. 1765-1769.
19. **Кадомцев Б.Б. 1971:** Кадомцев Б.Б. и Кудрявцев В.С. (1971). Атомы в сверхсильном магнитном поле. *Письма в ЖЭТФ*, *13(1)*, стр. 61–64.
20. **Кадомцев Б.Б. 1972:** Кадомцев Б.Б. и Кудрявцев В.С. (1972). Вещество в сверхсильном магнитном поле. *ЖЭТФ*, *62(1)*, стр. 144-152.

21. **Кварцхава И.Ф. 1955:** Бондаренко В.В., Кварцхава И.Ф., Плютто А.А. и Чернов А.А. (1955). Сопротивление металлов при больших плотностях тока. *ЖЭТФ*, 28(2), 191-198.
22. **Кварцхава И.Ф. 1956:** Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В., Меладзе Р.Д. и Суладзе К.В. (1956). Электрический взрыв проволочек в вакууме. *ЖЭТФ*, 31(5(11)).
23. **Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В. 1956:** Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В., Плютто А.А. и Чернов А.А. (1956). Осциллографическое определение энергии электрического взрыва проволок. *ЖЭТФ*, 31(5(11)), стр. 745-751.
24. **Кварцхава И.Ф., Плютто А.А. 1956:** Кварцхава И.Ф., Плютто А.А., Чернов А.А. и Бондаренко В.В. (1956). Электрических взрыв металлических проводников. 30(1).
25. **Кварцхава И.Ф. 1958:** Кварцхава И.Ф., Бондаренко В.В., Меладзе Р.Д. и Суладзе К.В. (1958). Электрический взрыв спиральных проволочек в вакууме. *ЖЭТФ*, 35(4(10)), стр. 911-915.
26. **Кварцхава И.Ф. 1960:** Кварцхава И.Ф., Меладзе Р.Д. и Суладзе К.В. (1960). *ЖТФ*, 30(3), стр. 289.
27. **Колесникова В.Н. 1965:** Колесникова В.Н. и Ловецкий Е.Е. (1965). *Сборник статей, Электрический взрыв проводников.* (Рухадзе А.А., Ред. и Антропова Е.Т., Перев.) Москва: Издательство "Мир",.
28. **Корлисс Ч. 1968:** Корлисс Ч. и Бозман У. (1968). *Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов.* (Р. Золина, Ред. и О. Н. Митропольская, Перев.) Москва: Издательство "Мир".
29. **Лебедев С.В. 1957:** Лебедев С.В. (1957). Взрыв металла под действием электрического тока. *ЖЭТФ*, 32(2), 199-206.
30. **Ложкарев В.В. 2005:** Ложкарев В.В., Гаранин С.Г., Герке Р.Р. и др. (2005). 100-тераваттный фемтосекундный лазер на основе параметрического усиления. *Письма в ЖЭТФ*, 82(4), стр. 196–199.

31. **Лохте-Хольтгрёвен В. 1971:** Лохте-Хольтгрёвен, В. (1971). *Методы исследования плазмы*. Москва: Мир.
32. **Магунов А.Н. 2010:** Магунов А.Н. (2010). Спектральная пераметрия объектов с неоднородной температурой. *80(7)*, 78-82
33. **Магунов А.Н. 2012:** Магунов А.Н. (2012). Спектральная пирометрия. Москва: физматлит, стр. 248.
34. **Магунов А.Н. 2012:** Магунов А.Н. (2012). Спектральная пирометрия: особенности, преимущества, ограничения. *Фотоника*, *31(1)*, стр. 40-45.
35. **Мартынюк М.М. 1999:** Мартынюк М.М. (1999). Фазовые переходы при импульсном нагреве. 332
36. **Мейфилд Е. 1963:** Мейфилд Е. (1963). Взрывающиеся проволочки. В Рухадзе А.А. (Ред.), *Радиационные измерения температуры взрывающихся проволочек. 1*, стр. 134 - 141. Москва: Иностранной литературы.
37. **Ораевский В.Н. 1977:** Ораевский В.Н., Рез А.И. и Семикоз В.Б. (1977). Спонтанное рождение позитронов кулоновским центром в однородном магнитном поле. *ЖЭТФ*, *72(3)*, стр. 820–833.
38. **Орешкин В.И. 2012:** Орешкин В.И., Химченко К.В., Русских А.Г., Левашов П.Р. и Чайковский С.А. (2012). Образование страт при быстром электрическом взрыве цилиндрических проводников. *50*, 625 - 637.
39. **Рейтель Р. 1963:** Рейтель Р., Блэкберн Дж., Сэй Г. и Сколпик С. . (1963). Токовая пауза при взрыве проволочки. В *Взрывающиеся проволочки* (стр. 21-33). М.: Изд-во Иностр. лит.
40. **Русских А.Г. 2004:** Русских А.Г., Бахшт Р.Б., Лабеецкий А.Ю., Орешкин В.И., Шишлов А.В. и Чайковский С.А. (2004). Исследование взрыва вольфрамовых микропроводников в вакууме. *Физика Плазмы*, *30(11)*, стр. 1015-1024.
41. **Русских А.Г. 2006:** Русских А.Г., Бакшт Р.Б., Лабеецкий А.Ю., Левашов П.Р., Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Шишлов А.В.,

- Федюнин А.В., Чайковский С.А. (2006). Влияние полярности высоковольтного электрода и предварительного прогрева вольфрамового микропроводника на его энергетические характеристики при взрыве в вакууме. *Физика плазмы*, 32(10), 893-906.
42. **Соболев Н.Н. 1947:** Соболев Н.Н. (1947). Исследование электрического взрыва тонких проволочек. *ЖЭТФ*, 17(11), стр. 986-997.
43. **Соболев Н.Н. 1960:** Соболев Н.Н. (1960). Оптическая пирометрия плазмы. Москва: Издательство иностранной литературы.
44. **Стародубцев С.В. 1958:** Стародубцев С.В. и Романов А.М. (1958). *Радиоактивные превращения ядер и атомная оболочка*. Ташкент: АН Узбекской ССР.
45. **Уруцкоев Л.И. 2004:** Уруцкоев Л.И. и Филиппов Д.В. . (2004). Условие бета-стабильности ядер нейтральных атомов. *УФН*, 174(12), 1355-1358.
46. **Уруцкоев Л.И. 2012:** Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В., Рухадзе А.А., Бирюков А.О., Марколия А.А., Алабин К.А., Белоус П.В. (2012). Разработка методики исследования газовой фазы электрического взрыва проводников. *Прикладная физика*(4), 60-68.
47. **Уруцкоев Л.И., Рухадзе А.А. 2012:** Уруцкоев Л.И., Рухадзе А.А., Филиппов Д.В., Бирюков А.О., Шпаковский Т.В., Стешенко Г.К., Марколия А.А., Алабин К.А., Леванов А.А., Белоус П.В. (2012). Исследование спектрального состава оптического излучения при электрическом взрыве вольфрамовой проволочки. *Краткие сообщения по физике ФИАН*(7), 15-22.
48. **Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В. 2012:** Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В., Бирюков А.О., Войтенко Д.А., Астапенко Г.И., Алабин К.А., Шпаковский Т.В. (2012). Исследование возможности инициирования альфа-распада вольфрама с помощью электровзрыва. *Прикладная физика*(4), стр. 60-68.

49. **Уруцкоев Л.И. 2017:** Уруцкоев Л.И., Филиппов Д.В., Бирюков А.О., Астапенко Г.И., Алабин К.А. и Марколия А.А. (2017). Исследование возможности инициирования альфа-распада вольфрама с помощью электровзрыва. *Прикладная физика и математика*(1), 3-27.
50. **Филиппов Д.В. 2007:** Филиппов Д.В. (2007). Увеличение вероятности запрещенных электронных  $\beta$ -распадов в сверхсильном магнитном поле. *Ядерная физика*, 70(12), 2068-2076.
51. **Филиппов Д.В. 2007:** Филиппов Д.В. (2007). Увеличение вероятности разрешенных электронных  $\beta$ -распадов в сверхсильном магнитном поле. *Ядерная физика*, 70(2), 280-287.
52. **Филиппов Д.В. 2008:** Филиппов Д.В. (2008). Влияние ионизации и возбуждения атомов электромагнитным полем на условия стабильности ядер и процессы радиоактивного распада. Москва: Дисс. на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук.
53. **Филиппов Д.В. 2012:** Филиппов Д.В., Уруцкоев Л.И., Бирюков А.О., Рухадзе А.А., Белоус П.В. (2012). Потеря устойчивости тяжелых ядер в сверхсильном магнитном поле // *Прикладная физика* (4), стр. 5-14.
54. **Фортов В.Е. 2000:** Фортов В.Е. (Ред.). (2000). *Энциклопедия низкотемпературной плазмы*
55. **Хаддлстоун Р. 1967:** Хаддлстоун Р. и Леонард С. (Ред.). (1967). *Диагностика плазмы*. Москва: Мир.
56. **Anderson J.A. 1920:** Anderson, J.A. (1920). The Spectrum of Electrically Exploded Wires. *Astrophys. J.*, 51, стр. 37-48.
57. **Anderson J.A. 1925:** Anderson J.A., Smith S. (1925). General Characteristics of Electrically Exploded Wires. *Astrophys. Journ.*, 64, 295-314.
58. **Ardenne M. 1984:** Ardenne M. (1984). *Mein Leben für Fortschritt und Forschung*. München.

59. **Bainbridge K.T. 1951:** *Bainbridge K.T., & Goldhaber M. (1951). Influence Of The Chemical State On The Lifetime Of An Isomer. Phys. Rev., 84(6), сmp. 1260-1262.*
60. **Bosch F. 1996:** Bosch F., Faestermann T., Friese J., & et al. (1996). Observation Of Bound-state  $\beta$ -decay Of Fully Ionized Re-187: Re-187 – Os-187 Cosmochronometry . *Phys. Rev. Lett., 77(26), сtp. 5190–5193.*
61. **Chace W.G. 1959:** Chace W.G., Morgan R.L., Saari K.R. (1959). Exploding Wires Phenomenon. B H. M. W.G. Chace (Ред.), *Conductivity During "Dwell Time" of a Wire Explosion* (сtp. 59-71). New York: Plenum Press.
62. **Cozzini M. 2004:** Cozzini M., Agloher G., Bucci C. et al. (2004). Detection of the natural alfa decay of tungsten. *Phys. Rev. C 70, 064606.*
63. **Erma V.A. 1957:** Erma V.A. (1957). *Phys. Rev. Electron Effects on Barrier Penetration, 105, сtp. 1784-1791.*
64. **Filippov D.V. 2004:** Filippov D.V., Rukhadze A.A., & Urutskoev L.I. (2004). Effects of atomic electrons on nuclear stability and radioactive decay. *Ann. Fond. L.de Broglie, 29(3), сtp. 1207–1217.*
65. **Filippov D.V. 2007:** Filippov D.V. (2007). Increase in the Probability of Forbidden Electron Beta Decays in a Superstrong Magnetic Field. *Physics of Atomic Nuclei, 70(12), сtp. 2016–2024.*
66. **Hätting H. 1970:** Hätting H., Hünchen K., & Wäffer H. (1970). Evidence for Parity-Forbidden  $\alpha$ -Particle Decay from the 8.87-MeV 2- State in O-16. *Phys. Rev. Lett., 25(14), сtp. 941-943.*
67. **Ivanenkov G.V. 2000:** Ivanenkov G.V., P. S. (2000). Formation, cascade development, and rupture of the X-pinch neck. *Journal of Experimental and Theoretical Physics(91), 469-478.*
68. **Jung M. 1992:** Jung M., Bosch F., Beckert K., & et al. (1992). First observation of bound-state decay. *Phys. Rev. Lett, 69(15), сtp. 2164-2167.*

69. **Larrabee R.D. 1957:** Larrabee R.D. (1957). The Spectral Emissivity and Optical Properties Of Tungsten : Tech. Rept.. - M.I.T. : Research Lab. of Electronics, 328.
70. **Leininger R.F. 1949:** Leininger R.F., Segrè E., & Wiegand C.E. (1949). Experiments on the Effect of Atomic Electrons on the Decay Constant of Be-7. II. *Phys. Rev.*, 76(7), стр. 897-898.
71. **Segre E. 1949:** Segrè E., & Wiegand C. E. (1949). Experiments on the Effect of Atomic Electrons on the Decay Constant of Be-7 (I). *Phys. Rev*, 75(1), стр. 39-43.
72. **Spielman R. 1998:** Spielman, R., Deeney, C., Chandler, G., Douglas, M., Fehl, D., Matzen, M., McGurn, J. (1998). Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ. 5, 2105-2112.
73. **Vaudet G. 1935:** Vaudet G., & Servant R. (1935). Spectres de fils explodes dan l'ultraviolet lointain et la region Schumann. *Compt. rend*(201), 195-197.
74. **Vaudet G. 1938:** Vaudet, G. (1938). Etude et Emploi d'une Source Lamineuse de Grande. *Ann. de Phys.*, 9, стр. 645-722.
75. **Wagner U. 2004:** Wagner U., Tatarakis M., Gopal A., & et al. (2004). Laboratory measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas. *Phys. Rev. E.*, 80, стр. 026401.
76. **Wendt G.L. 1922:** Wendt G.L., & Irion C.E. (1922, May 8). Experimental Attempts to Decompose Tungsten at High Temperatures. *Amer Chem Soc*(44), 1887-1894.
77. **Wrana J. 1939:** Wrana J. (1939). I'Vorgange beim Schmeizen and Verdampfen von Drahten. *Elektrotech*, 59, стр. 656-672.
78. **Сборник докладов 1960:** Сборник докладов. (1960). Температура и ее измерение. (А. Арманд, и К. Вульфсон, Eds.) Москва: Издательство иностарнной литературы.

79. **МОРС 2012**: МОРС (2012). Фотоэлектронные кассеты для эмиссионных спектрографов // Многоканальные оптические регистраторы спектра. - <http://www.ooo-mors.ru/catal1.htm>.
80. **Lines Data 2023**: NIST Atomic Spectra Database. - <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.