

На правах рукописи



КАВЫРШИН ДМИТРИЙ ИГОРЕВИЧ

**ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ
КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ АТМОСФЕРНОГО
ДАВЛЕНИЯ**

01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Москва – 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Объединенном институте высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН).

Научный руководитель: Д.ф.-м.н., с.н.с. Чиннов Валерий Федорович, главный научный сотрудник лаборатории №2.2.2.2. – оптической спектроскопии, ФГБУН Объединенный институт высоких температур РАН;

Официальные оппоненты: Д.ф.-м.н. Шахатов Вячеслав Анатольевич, ведущий научный сотрудник лаборатории "Плазмохимии и физикохимии импульсных процессов", ФГБУН Институт нефтехимического синтеза им. А. В. Топчиева РАН;

К.ф.-м.н. Огинов Александр Владимирович, ведущий научный сотрудник лаборатории проблем новых ускорителей, ФГБУН Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН;

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук.

Защита состоится «__» _____ 2017 г. в 11 ч. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 002.110.02 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Объединенного института высоких температур Российской академии наук по адресу: 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, экспозал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Федерального государственного бюджетного учреждения науки Объединенного института высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН) и на сайте института http://jiht.ru/science/dissert-council/diss_texts/

Отзывы на автореферат просьба присылать по адресу: 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2, ОИВТ РАН.

Автореферат диссертации разослан «__» _____ 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 002.110.02 к.ф.-м.н.



М. М. Васильев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Объектом исследования в данной работе является сильноточный разряд атмосферного давления в гелии. Газовый разряд в гелии обладает широким набором необычных свойств, резко отличающих его от большинства плазменных объектов, в которых неравновесность проявляется не столь ярко, и делающих гелиевую плазму крайне сложным для исследования объектом ввиду необходимости больших энергозатрат для ее получения и неприменимости равновесных приближений для ее описания. В связи с этим не существует общепринятой единой методики описания неравновесной плазмы гелия и определения ее параметров, в частности температуры электронов T_e , из анализа гелиевого спектра. По этой причине регистрируемые экспериментальные данные требуют особого рассмотрения и разработки специфических подходов для их обработки и моделирования процессов, протекающих в гелиевом разряде.

Цели и задачи исследования

Целью данной работы является получение и исследование сильноионизованной квазистационарной плазмы гелия атмосферного давления. В рамках данного исследования будут решены следующие задачи:

- 1) Создание диагностического комплекса, включающего в себя генератор сильно ионизованной стационарной и квазистационарной плазмы гелия, и средства электрических и оптических измерений;
- 2) Получение комплекса экспериментальных данных, и прежде всего спектроскопических данных, об абсолютных интенсивностях излучения спектральных линий разной кратности ионизации и непрерывного излучения плазмы;
- 3) Разработка и обоснование методик определения на основе собранных данных основных параметров плазмы: концентрации электронов n_e , температуры электронов T_e , температуры тяжелых частиц T_g ;
- 4) Анализ термодинамического состояния исследуемой электродуговой плазмы и установление характеристик неравновесности.

Научная новизна полученных результатов

Создана установка для получения сильноионизованной (со степенью ионизации более 50%) стационарной плазмы гелия атмосферного давления с температурой электронов T_e до 35 000 К, и ее импульсного квазистационарного подогрева до 43 000 К.

Получены количественные данные о заселенностях возбужденных состояний HeI в более широком, чем в прежних исследованиях, диапазоне энергий возбуждения 20.9 ÷ 24.2 эВ, экспериментальное распределение которых не описывается законом Больцмана с электронной температурой.

Установлены характер и механизмы неравновесности такой плазмы и обоснованы методики определения ее основных параметров. Для метода определения температуры электронов T_e по отношению интенсивностей атомарных и ионных спектральных линий даны рекомендации по выбору таких пар линий HeI и HeII, отношение интенсивностей которых наименее чувствительно к неравновесности заселения их излучающих уровней.

Выполнено независимое измерение одного из важнейших параметров неравновесной плазмы – температуры тяжелых частиц, с использованием смешанного контура редко исследуемой инфракрасной линии HeI 1083 нм.

Благодаря абсолютной калибровке интенсивностей излучения и высокому спектральному разрешению были проверены и уточнены литературные данные о константах Штарк-эффекта и вероятностях спонтанных переходов большой группы линий HeI, используемых при анализе заселенностей возбужденных состояний и независимом определении концентрации электронов n_e в плазме.

Практическая значимость полученных результатов

Полученные количественные данные по неравновесной заселенности большого числа (более 20) возбужденных состояний HeI в диапазоне энергий 20.9 ÷ 24.2 эВ (при потенциале ионизации $I = 24.59$ эВ) послужат дальнейшему развитию теоретических моделей описания кинетики заселения-расселения возбужденных состояний атомов сильноионизованной гелиевой плазмы.

Разработанные методики определения параметров гелиевой плазмы и константы Штарк-эффекта линий HeI найдут применение в задачах диагностики неравновесной плазмы гелия.

Методы исследования

В качестве основного метода исследования гелиевой дуги в данном исследовании выступала эмиссионная спектроскопия. При анализе регистрируемых спектров основное внимание уделялось контурам и интенсивностям спектральных линий. Были выполнены калибровки, позволяющие на основе данных об интенсивностях линий определить абсолютные значения заселенности соответствующих им излучающих состояний атомов и ионов гелия. Контурные спектральных линий анализировались с целью определения концентрации электронов n_e и температуры тяжелых частиц (атомов и ионов) T_g . Для получения вспомогательных данных о характере горения гелиевой дуги (ее пространственном положении, энерговкладе и пр.) использовались электрические измерения и скоростная видеосъемка.

Научные положения, выносимые на защиту

1) Экспериментальный стенд для получения и исследования сильноионизованной (со степенью ионизации более 50%) стационарной плазмы гелия атмосферного давления с температурой электронов до 35 000 К и до 43 000 К при импульсном квазистационарном подогреве, и полученные на нем экспериментальные данные о контурах и интенсивностях излучения спектральных линий атомов и ионов гелия с высоким пространственным и спектральным разрешением;

2) Процедуры автоматизированной обработки эмиссионных спектров для определения на основе экспериментальных данных радиальных распределений концентрации и температуры электронов в столбе дуги и температуры тяжелых частиц на оси разряда;

3) Экспериментальное распределение абсолютных заселенностей атомов гелия по возбужденным состояниям в более широком, чем в прежних исследованиях, диапазоне энергий возбуждения $20.9 \div 24.2$ эВ. Заселенности высоковозбужденных состояний HeI с энергией связи, много меньшей реализованной в эксперименте температуры электронов, существенно ниже своих равновесных значений, при этом наблюдаемая крутизна спада заселенностей возрастает по мере приближения к порогу ионизации;

4) Экспериментальные данные о динамике изменений температуры и концентрации электронов при импульсном подогреве плазмы стационарной дуги и определение с их помощью величины отрыва электронной температуры от газовой;

5) Установление характера и механизмов неравновесности исследованной сильно ионизованной пространственно неоднородной плазмы гелия. Обнаруженная в исследуемых дугах аномальная, неравновесная заселенность высоковозбужденных состояний HeI обусловлена ионизацией этих состояний электронным ударом и доминирующей, по отношению к обратному процессу трехчастичной электрон-ионной рекомбинации, ролью механизма потерь заряженных частиц в результате амбиполярной диффузии;

6) Наблюдаемая в стационарном и квазистационарном разрядах неравновесность ионизационного типа вызвана высокой пространственной неоднородностью среды, которая обуславливает интенсивный поток амбиполярной диффузии, соответствующий потоку ступенчатой ионизации в горячей зоне дуги.

Достоверность и апробация результатов

Экспериментальные данные получены при помощи современных измерительных средств, обеспечивающих высокое пространственно-временное и спектральное разрешение. Достоверность результатов анализа обеспечивается путём использования всей совокупности развитых в плазменной диагностике

независимых спектроскопических методик и модельных описаний, а также критического анализа границ их применимости.

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях: 5th International Symposium on Non-equilibrium Processes, Plasma, Combustion, and Atmospheric Phenomena, 2012; VII Всероссийской конференции по физической электронике ФЭ-2012; XXXI, XXXII International Conferences on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG), 2013, 2015; XLI и XLII Международных Звенигородских конференциях по физике плазмы и УТС, 2014-2015 гг.; XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, 2015; VIII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology, 2015; XXXI International Conference on Equations of State for Matter, 2016; 15th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, 2016 и др.

Публикации

По материалам диссертационной работы опубликовано 6 статей в рецензируемых научных журналах из перечня ВАК (список публикаций приведен в конце автореферата).

Личный вклад автора

Все представленные в работе результаты были получены автором лично или при его определяющем участии. Автор принимал активное участие в постановке целей и задач научного исследования, в составлении программы экспериментов и их подготовке. Автором разработан и реализован экспериментальный стенд для получения и исследования сильноионизованной плазмы гелия атмосферного давления. Проведены экспериментальные исследования и анализ полученных результатов, на основе которых были сформулированы выводы и положения, вошедшие в диссертацию.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, трех глав и выводов. Полный объем диссертации 143 страницы текста, включая 63 рисунка и 6 таблиц. Список литературы содержит 83 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы исследований, сформулированы цели и задачи работы, обозначены основные трудности, которые предстоит преодолеть на пути их выполнения. Также в этой части работы приводится обзор имеющихся на сегодняшний день основных публикаций, посвященных изучению плазменных объектов, аналогичных рассматриваемому в представленной работе. Анализ рассмотренных литературных источников подтвердил необходимость развития методов исследования и описания неравновесной плазмы, а также позволил выделить представляющиеся наиболее многообещающими подходы к решению данной задачи.

В первой главе с целью анализа динамики заселения-расселения возбужденных состояний в неравновесной плазме гелия формулируется столкновительно-излучательная модель ее описания. В рамках данной модели составляется список основных процессов, определяющих компонентный состав плазмы, и записывается система уравнений баланса, описывающих изменение концентрации каждой из компонент. Далее приводятся литературные данные об аналитических и экспериментальных сечениях для определения скоростей обозначенных процессов и результаты моделирования состава плазмы гелия атмосферного давления.

Во второй главе рассматриваются конструкционные особенности диагностического плазмотрона, специально разработанного и созданного для проведения данной работы, а также используемых систем питания и измерений.

Особым требованием при проектировании плазмотрона было наличие секционированного анода в целях обеспечения возможности исследования излучательных свойств генерируемой плазмы на различных расстояниях от катода. Первостепенной задачей при этом было создание такого дизайна, при котором наличие смотровых щелей сочеталось бы как можно с более узкими электрически изолированными друг от друга секциями с индивидуальным водяным охлаждением всех элементов системы: катодного узла и самого катода, сопла, фланцев и колец, из которых набирается канал дуги.

Стоит отметить, что создание стационарно горящей дуги в гелии осуществляется в два этапа: на первом этапе производится пробой аргона, как газа с заметно меньшим потенциалом ионизации, чем у гелия (15.75 эВ против 24.59 эВ), а затем в уже горящую дугу постепенно начинает подмешиваться гелий до тех пор, пока аргон не будет полностью замещён. При этом расход гелия изменяется в пределах от 0.02 г/с до 0.04 г/с, обеспечивая среднемассовую скорость ≤ 100 м/с.

Была выполнена оценка энерговклада, необходимого для получения дуги с электронной температурой ~ 4 эВ, при которой ожидается реализация состояния плазмы с $[He] \ll [He^+] \approx [He^{++}] < n_e$. Значения тока дуги и падения напряжения на элементах плазмотрона автоматически регистрировались по ходу эксперимента. Было установлено, что электрические характеристики дуги ведут себя стабильно, причем падение напряжения дуги практически неизменно для токов дуги $100 \div 400$ А. Напряженность продольного электрического поля, оцениваемая по величине падения напряжения на дуге ($U_{КА} \approx 59.0$ В) и на регулируемом промежутке катод - сопло ($U_{КС} \approx 15.3$ В) при учете ее длины $l_D \approx 30$ мм и геометрии расширяющегося канала, составляет $E_z \approx (20 \pm 5)$ В/см.

Оптический радиус дуги, регистрируемый спектроскопически вертикальной ПЗС-линейкой системы МАОС-2, составляет (0.20 ± 0.03) см. В плазме с током 400 А ожидаемая концентрация электронов в осевой области $n_e(0) \sim 1 \cdot 10^{17}$ см³,

плотность тока составляет $j = I_D / \pi r_0^2 \approx 3 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$, а удельный энерговклад $\varepsilon = jE = 0.6 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^3$. Проводимость плазмы в приосевой зоне составляет $\sigma(0) \approx j/E \approx 150 \text{ 1/Ом}\cdot\text{см} \approx \sigma^{\text{сп}}$, что примерно соответствует температуре $T \approx 2.4 \text{ эВ}$ ($\sigma^{\text{сп}}$ – «спитцеровская» проводимость полностью ионизованной плазмы согласно [1]). В рамках канальной модели [2], в которой для простоты цилиндрический столб дуги разделён на две зоны – зону проводимости и зону “холодного” газа, легко оценить зависимость температуры электронов проводящего столба от энерговклада в предположении, что им передаётся электрическая мощность источника, а теряют энергию они за счёт упругих соударений с тяжёлыми частицами. Из-за резкой зависимости теплопроводности плазмы от температуры [3] для достижения более высоких температур приходится непропорционально увеличивать мощность. Согласно [2] этот факт может быть наглядно продемонстрирован с помощью формулы, показывающей явную зависимость температуры проводящего канала от вкладываемой в дугу мощности:

$$T_K = \sqrt{\frac{I}{8\pi\lambda_K k} W}, \quad (1)$$

где I – эффективный потенциал ионизации, а λ_K – теплопроводность токового канала, а $W = I \cdot E$ – вкладываемая мощность.

Из формулы (1) видно, что температура растёт даже медленнее, чем $W^{1/2}$, так как теплопроводность гелия за исключением интервала $T = 23 \div 29 \text{ кК}$ повышается с ростом T , исходя из чего можно сделать вывод о том, что для того, чтобы разогреть плазму до более высоких температур, потребуется существенно увеличить силу тока дуги. Обеспечить стационарное протекание тока $\sim 1 \text{ кА}$ на имеющейся установке невозможно в силу недостаточности системы охлаждения для эффективной утилизации столь интенсивного теплового потока. В связи с вышесказанным для достижения более высоких температур и степеней ионизации ($n_e > n_a$) было решено наложить на стационарно горящую дугу импульс, обеспечивающий квазистационарное (длительность импульса много больше времени ионизации) возрастание T_e от 2 до $3 \div 4 \text{ эВ}$.

Важнейшей технической задачей проекта явилось нахождение оптимальных условий наложения импульса, обеспечивающих необходимый «подогрев» электронной компоненты и избежание электро- и газодинамического «срыва» разряда. При этом для того чтобы нагрев плазмы мог считаться квазистационарным, время подогревающего импульса должно превышать характерные времена установления стационарных состояний при электронном нагреве, ступенчатом возбуждении и ионизации плазмы. Варьирование параметров импульсного питания, геометрии плазматрона, режима течения газа и др. позволило добиться устойчивого поведения дуги при наложении на нее импульса тока с амплитудой до 2 кА. Для генерации импульса был использован

источник импульсного питания ГОС-301, представляющий собой батарею из 20 соединенных параллельно конденсаторов ёмкостью 100 $\mu\text{Ф}$ каждый. Источник обеспечивал возможность выдавать импульсы до 5 кВ длительностью 1 ÷ 2 мс. Схема питания плазмотрона представлена на рисунке 1.

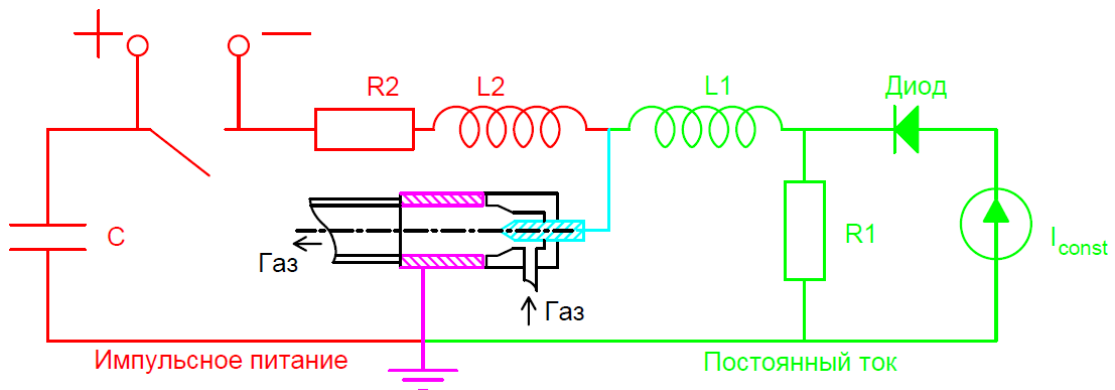


Рис. 1. Схема комбинированного питания плазмотрона.

Импульсный источник и источник постоянного тока I_{const} , поддерживающий горение стационарной дуги, одновременно соединены с плазмотроном. При замыкании ключа происходит разрядка конденсаторов, приводящая к импульсному возрастанию силы тока дуги. Во избежание протекания обратного тока через источник стационарного питания I_{const} в схеме предусмотрен защитный диод, этой же цели служит $R1$ – балластное сопротивление в 5 Ом, принимающее на себя весь ток импульса в случае обрыва дуги. $L1$ – дроссель с индуктивностью 19 мГн, служащий для сглаживания пульсаций тока от стационарного источника питания. $L2$ с индуктивностью 0.1 мГн увеличивает протяженность импульса тока при разрядке батареи конденсаторов, $R2$ имитирует совокупное сопротивление источника импульсного питания и составляет 0.2 Ом.

Для выполнения задачи эксперимента было необходимо обеспечить длительность электрического импульса около 1 мс с энергией 1 ÷ 2 кДж. Импульс накладывался на стационарно горящую гелиевую дугу. Измерения тока и напряжения производились осциллографом TPS-2014В фирмы Tektronix. Для измерения тока использовались: пояс Роговского с интегрирующей схемой, пояс Роговского с программным интегрированием и замеры напряжения с шунта с известным и не зависящим от температуры сопротивлением. Для измерения напряжения были изготовлены делители напряжения. Осциллограмма тока дуги при наложении импульса в 2 кВ представлена на рисунке 2. В результате удалось получить практически колоколообразную форму импульса с шириной, превышающей 1 мс, что и являлось задачей при создании схемы питания. Также на рисунке приведена рассчитанная по формуле (1) зависимость температуры проводящего канала от подводимой мощности, на которой отмечена точка, соответствующая данному импульсу тока.

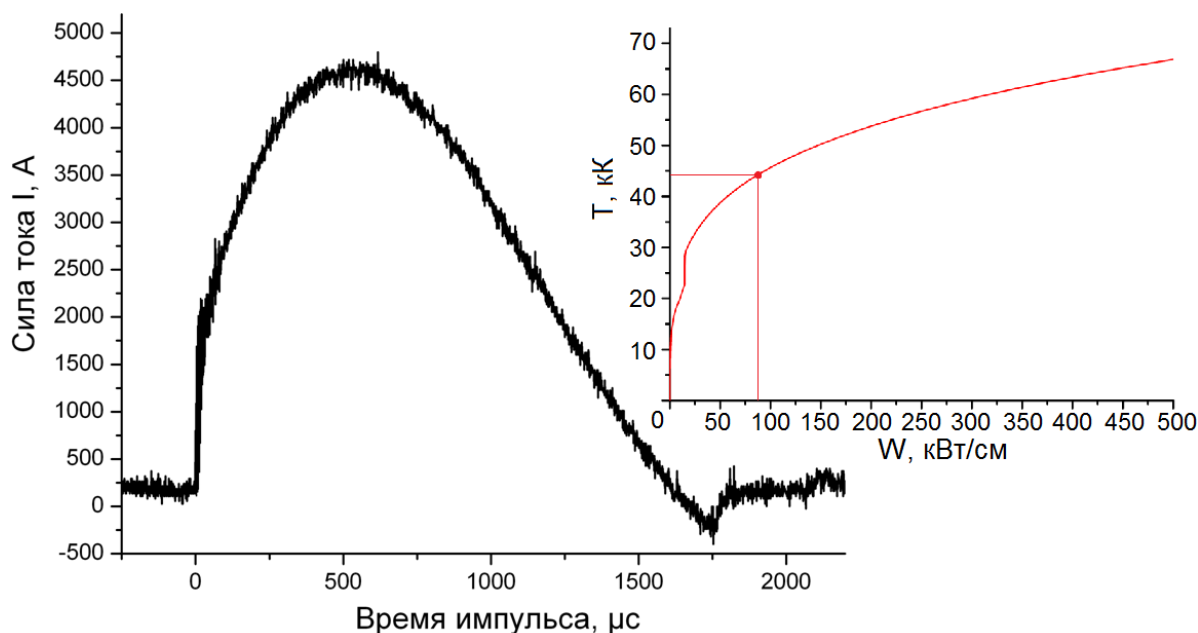


Рис. 2. Осциллограмма силы тока дуги в течение импульса.

Наблюдение гелиевой плазмы осуществлялось через симметрично расположенные по обеим сторонам плазматрона смотровые окна из кварцевого стекла. Регистрация оптических данных о разряде производилась при помощи двух работающих совместно устройств регистрации: спектрографа ДФС-452 с возможностью установки на выходе системы МАОС-2 с двумя ПЗС-линейками, ПЗС-камеры Andor или более быстродействующей камеры Andor iStar, а также трехканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec. Входная щель спектрографа ДФС-452 выбиралась узкой и составляла, как правило, $20 \div 25$ мкм, при размере пикселя линейки 8 мкм и матрицы 25 мкм. В итоге аппаратная функция системы ДФС – Andor составила $\delta_{\text{апп}} \approx 0,3 \text{ \AA}$, что позволяет разрешить контуры гелиевых линий, характерные ширины которых в исследуемом режиме составляют порядка 1 \AA и более. Также использование ПЗС-матрицы позволяет получать пространственное распределение излучения дуги по ее радиусу. Спектрометр AvaSpec имеет существенно худшее разрешение, однако, благодаря тому, что регистрирует спектры одновременно в диапазоне $200 \div 1100$ нм, позволяет нам соотнести интенсивности отдельных линий, зарегистрированных на матрицу Andor.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рисунке 3. Плазма гелия 5 горит в плазматроне, имеющем два смотровых оконца 6, расположенных напротив друг друга. По одному направлению наблюдений световой поток из плазматрона проходит через линзу 4, в результате чего в плоскости наблюдений проецируется увеличенное втрое и перевёрнутое изображение наблюдаемого плазменного объекта. Полученное изображение можно сканировать при помощи коллиматора 3, установленного на штативе, позволяющем осуществлять перемещения в пространстве с точностью 0,5 мм. Далее свет по оптоволокну 2 передаётся в спектрометр AvaSpec 1, соединённый с персональной ЭВМ.

Установленное на ЭВМ программное обеспечение позволяет в реальном времени просматривать обзорный спектр исследуемой плазмы и сохранять его в электронном виде. Идущий по второму оптическому плечу световой поток проходит через фокусирующую линзу 7, проходит через делитель 8, а далее попадает в спектрограф ДФС-452. Делитель 8 позволяет не разбирая оптической схемы снимать эталонные источники (вольфрамовую, дейтериевую и галогенную лампы 9 для калибровки спектрометра 10). Выполненные калибровочные процедуры позволяют перейти от относительных измерений к абсолютным интенсивностям спектральных линий и концентрациям излучающих атомов и ионов гелия.

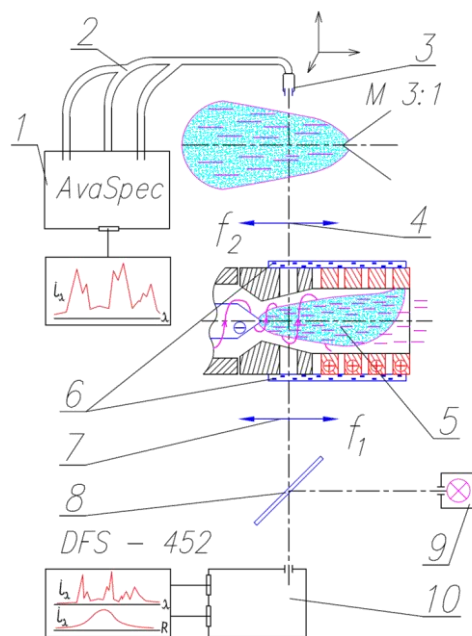


Рис. 3. Схема эксперимента.

В третьей главе рассматриваются зарегистрированные в ходе экспериментов спектральные данные, и на их основе проводится вычисление концентраций электронов и возбужденных состояний атомов, температуры тяжелых частиц и температуры электронов. На рисунках 4 и 5 представлен участок спектра плазмы гелия $440 \div 475$ нм, зарегистрированный на матрицу Andor с пространственным разрешением по радиусу дуги и на спектрометр AvaSpec соответственно. Видно, что двукратное увеличение силы тока (с 200 до 400 А) приводит к росту интенсивности линий HeI и континуума всего на $20 \div 30\%$ и резкому, четырехкратному увеличению интенсивности ионной линии HeII 468.6 нм.

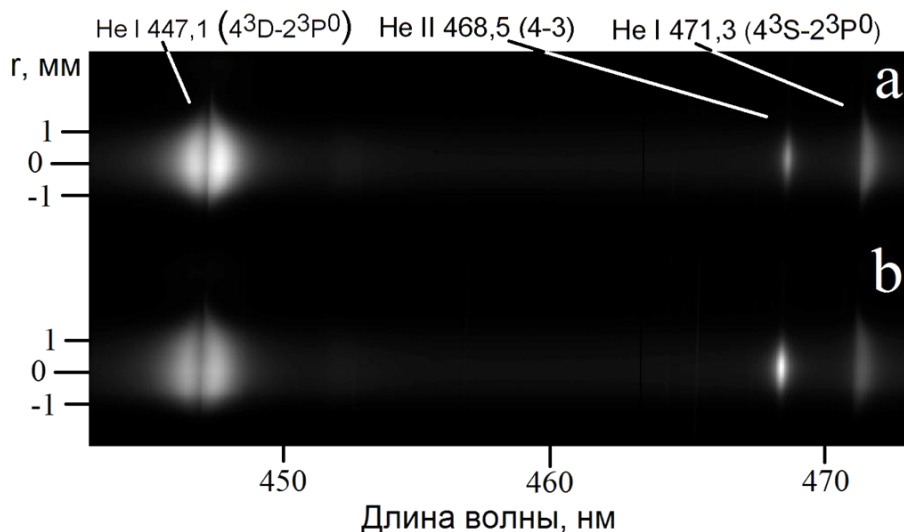


Рис. 4. Пример участка спектров, снятых камерой Andor, расстояние от катода 1 мм. Спектр *a* соответствует силе тока 200А, спектр *b* - 400 А.

При исследовании комбинированного разряда с импульсно подогреваемой плазмой для детального изучения временных изменений излучательных характеристик гелиевой плазмы спектральный анализ выполнен с использованием аппаратуры высокого пространственного ($30 \div 50$ мкм) и временного ($5 \div 50$ мкс) разрешения с использованием спектрометра ДФС-452 и быстродействующей ПЗС-камеры Andor iStar на выходе.

Для обработки экспериментально полученных спектральных данных использовалась специально разработанная программа автоматизированной обработки спектров. Для отождествления экспериментально зарегистрированных линий используется база данных спектральных линий

NIST [4]. Процедура обработки требует от оператора лишь ввода исходного спектра и таблицы спектральных линий, а также коррекции выходных

данных (контроля за наличием ошибок в обработке), все же операции выполняются автоматически. Такой подход позволяет оперативно обрабатывать большие массивы экспериментальных данных. При обработке экспериментального спектра определяются положения центров присутствующих на нем пиков, далее для каждой выявленной линии обработка включает в себя следующие этапы:

1) Определяется спектральный интервал, которому принадлежит рассматриваемая линия;

2) В базе данных спектральных линий [4] выполняется поиск табличной линии, с наибольшей степенью вероятности соответствующей данной экспериментальной линии;

3) Производится обратное преобразование Абеля зарегистрированного «хордового» контура спектральной линии для получения истинного контура линии, как функции радиуса разряда;

4) Контур линии аппроксимируется функцией Фойгта [5]. Полуширина и другие параметры линии определяются как параметры функции, при которых

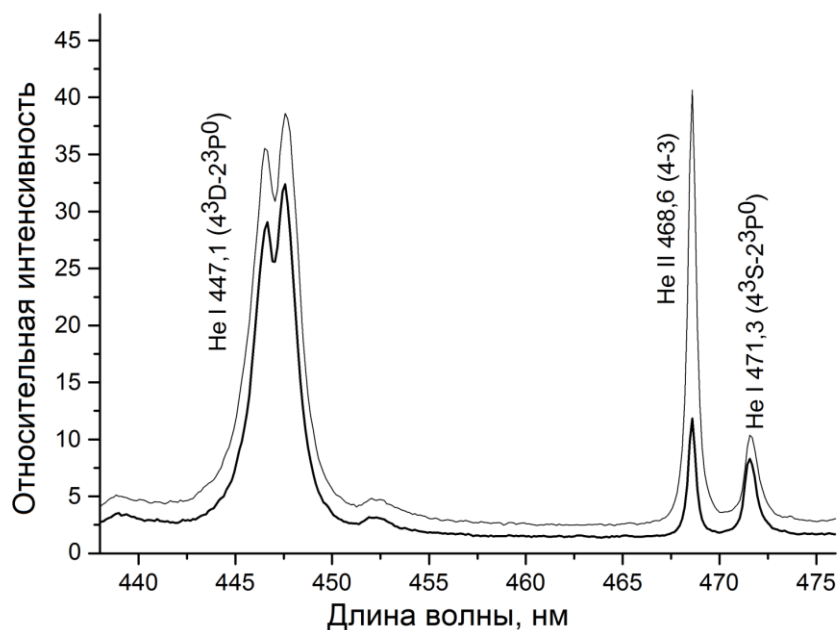


Рис. 5. Пример участка спектров, зарегистрированных спектрометром AvaSpec по линии наблюдения, пересекающей под прямым углом ось разряда, расстояние от катода 1 мм. Толстая линия соответствует силе тока 200 А, а тонкая - силе тока 400 А.

она лучше всего описывает рассматриваемую линию. При разделении ее на гауссовскую и лоренцевскую составляющие становится возможным определение соответствующих параметров плазмы из полуширин полученных компонент (гауссовская составляющая в нашем случае формируется за счет аппаратной функции и доплеровского уширения, а лоренцевская – за счет Штарк-эффекта);

5) Интенсивность линии определяется как интеграл найденной аппроксимирующей функции;

6) Интенсивность континуума вблизи линии принимается равной интенсивности аппроксимирующей функции на большом удалении от центра линии.

Ширина спектральных линий He с увеличением тока в диапазоне от 200 А до 400 А возрастает. Измерение концентрации электронов n_e было выполнено с использованием полуширины спектральных линий гелия, в уширении которых в нашем режиме основную роль играет Штарк-эффект. Теоретический анализ [6,7] и тщательный экспериментальный анализ [8] показывают, что в случае атомов гелия HeI в исследуемой плазме имеет место квадратичный Штарк-эффект, константы уширения при котором хорошо изучены (линии 318.7, 388.8, 402.6, 471.3, 492.2, 501.5, 667.8, 706.5, 728.1 нм) [9,10]. Оценить штарковскую полуширину линий HeI можно по формуле

$$\delta\lambda_{St} = \alpha_{st} \cdot n_e. \quad (2)$$

Для ионов гелия наблюдается линейный Штарк-эффект

$$\delta\lambda_{St} = \alpha_{st} \cdot n_e^{2/3}. \quad (3)$$

Выражая из формул (2, 3) n_e и подставляя экспериментально определенные лоренцевы (штарковские) составляющие полуширины зарегистрированных фойгтовских контуров спектральных линий, можно получить картину распределения концентрации электронов по радиусу дуги. На рис. 6 приводится пример таких распределений для тока дуги 200 и 400 А, полученных из анализа полуширин локальных контуров атомарных линий HeI. Расчет выполнен по каждой из хорошо разрешенных линий, и полученные результаты усреднены. Отметим, что расхождения распределений отдельных линий составляли не более 20%. При наложении на стационарную дугу подогревающего импульса экспериментально определяемая n_e возрастает на 50% в сравнении со стационарным режимом горения дуги, в то время как при изобарическом увеличении температуры электронов выше 2 эВ концентрация электронов n_e должна падать. Этот факт свидетельствует как минимум о пятидесятипроцентном росте давления в плазмотроне при наложении подогревающего импульса.

Особого внимания заслуживает самая длинноволновая из зарегистрированных в ходе эксперимента спектральных линий – HeI 1083 нм (переход 2^3P-2^3S). Контуры линии с разрешением около 0.015 нм были исследованы в диапазоне токов 100 ÷ 400 А при использовании дифракционной решётки 600 штрихов на миллиметр и двух раскрытий щели спектрографа $\Delta'=10$ мкм и $\Delta''=30$ мкм, которым соответствовали аппаратные функции системы регистрации $\delta'_{\text{анн}}=0.025$ нм и $\delta''_{\text{анн}}=0.06$ нм соответственно. Анализ данного триплета позволил: а) расширить диапазон энергий возбуждения состояний HeI, – состояние 2^3P имеет самую низкую энергию возбуждения $E^*=20,96$ эВ из всех наблюдаемых линий HeI; б) выявить доплеровскую составляющую контура линии, ввиду ее значительности: $\delta\lambda_{\text{Д}}^{1083} \approx 0.035 \cdot \sqrt{T_{\text{г}, \text{эВ}}}$ (нм) и соизмеримости с ожидаемой штарковской составляющей. Анализ доплеровского уширения спектральных линий является одним из методов определения газовой температуры. При анализе контура линии HeI 1083 нм необходимо оценить параметр $\delta\lambda_{\text{Л}}/\delta\lambda_{\text{Г}}$ и тем самым по величине $\delta\lambda_{1/2}^{1083}$ найти

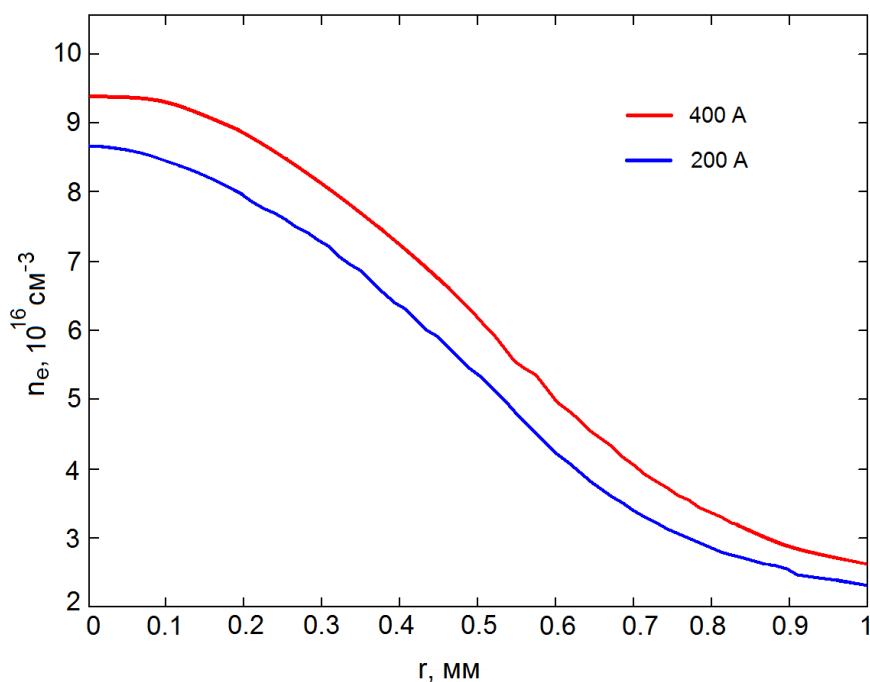


Рис. 6. Радиальное распределение n_e .

и $\Delta''=30$ мкм, которым соответствовали аппаратные функции системы регистрации $\delta'_{\text{анн}}=0.025$ нм и $\delta''_{\text{анн}}=0.06$ нм соответственно. Анализ данного триплета позволил: а) расширить диапазон энергий возбуждения состояний HeI, – состояние 2^3P имеет самую низкую энергию возбуждения $E^*=20,96$ эВ из всех наблюдаемых линий HeI; б) выявить доплеровскую составляющую контура линии, ввиду ее значительности: $\delta\lambda_{\text{Д}}^{1083} \approx 0.035 \cdot \sqrt{T_{\text{г}, \text{эВ}}}$ (нм) и соизмеримости с ожидаемой штарковской составляющей. Анализ доплеровского уширения спектральных линий является одним из методов определения газовой температуры. При анализе контура линии HeI 1083 нм необходимо оценить параметр $\delta\lambda_{\text{Л}}/\delta\lambda_{\text{Г}}$ и тем самым по величине $\delta\lambda_{1/2}^{1083}$ найти

$$\delta\lambda_{\text{Г}} = \sqrt{\delta\lambda_{\text{анн}}^2 + \delta\lambda_{\text{донл}}^2} \quad \text{и} \quad \delta\lambda_{\text{Л}} \cong \delta\lambda_{\text{Ст}}^{1083}. \quad (4)$$

Для этого из зарегистрированных контуров “широкой” линии HeI, для которой известны константы квадратичного Штарк-эффекта, необходимо выделить лоренцеву составляющую. Причём в нашем случае $\delta\lambda_{\text{Л}} > \delta\lambda_{\text{Г}}$. Принимается, что $\delta\lambda_{\text{Л}} = \delta\lambda_{\text{Ст}} = \alpha_{\text{Ст}} \cdot n_e(I)$. Константы Штарк-эффекта берутся из таблиц [10], при этом для их определения принимается температура электронов $T_e = 22\,000$ К. В результате комплексной обработки контуров линии HeI 1083 нм удалось установить зависимость штарковской ширины $\delta\lambda_{\text{Ст}}$ и доплеровской ширины $\delta\lambda_{\text{Д}}$ от тока дуги. Погрешность их установления оценивается в 15 и 20% соответственно. Анализ доплеровской составляющей ширины этой линии указывает на то, что при изменении силы тока дуги от 200 до 400 А температура тяжелых частиц $T_{\text{г}}$ возрастает приблизительно от 20 000 до 25 000 К, т.е. намного значительней, чем температура ионизации. Не претендуя на установление зависимости константы штарковского уширения от температуры,

хотя тенденцию ее роста с током дуги мы наблюдаем, можно, опираясь на измеренные выше по многочисленным линиям HeI значения концентрации электронов, рекомендовать значение этой константы при среднем значении измеренной «газовой» температуры $T_g \approx 20000$ К: $\alpha_{St}^{1083} = 0.27 \text{ \AA} / (10^{16} \text{ см}^{-3})$.

Зарегистрированные с использованием абсолютных калибровок спектрометра AvaSpec интенсивности линий HeI с известными вероятностями спонтанных переходов [4] позволяют установить зависимости концентраций возбужденных атомов n_k от энергии возбуждения по формуле

$$\frac{n_k}{g_k} = \frac{\int i_\lambda d\lambda}{h\nu_{ki} g_k A_{ki}}, \quad (5)$$

где i_λ – значение интенсивности излучения на длине волны λ , A_{ki} – вероятность перехода, соответствующего исследуемой спектральной линии, g_k – статистический вес уровня, с которого происходит переход. Полученные распределения для силы тока дуги 200 и 400 А представлены на рисунке 7. Рядом с точками указаны длины волн исследованных спектральных линий, с помощью которых данные заселенности были определены. Анализ относительных населенностей возбужденных состояний HeI в диапазоне изменения энергий возбуждения E^* от 20.96 (2^3P^0) до 24.2 эВ (6^1D_2) (энергия связи $\Delta E = 3.65 \div 0.4$ эВ) показывает, что для приосевой области исследуемой плазмы характерна неравновесность ионизационного типа [11], что также подтверждается тем фактом, что определенная ранее экспериментально концентрация электронов n_e на 20% меньше равновесной. На рисунке 7 обозначен диапазон заселенностей $\frac{n_e^2}{2} \left(\frac{h^2}{2\pi m_e k T_e} \right)$, соответствующий состоянию

свободных электронов в интервале ожидаемых температур $2.7 \div 3.3$ эВ; измеренные заселенности высоковозбужденных состояний атомов гелия оказываются относительно него существенно ниже. Этот факт может быть объяснен согласно представлениям о разрушении связанных состояний атома в плазменных микрополях [12]. Приведенная на рисунке 7 желтая кривая

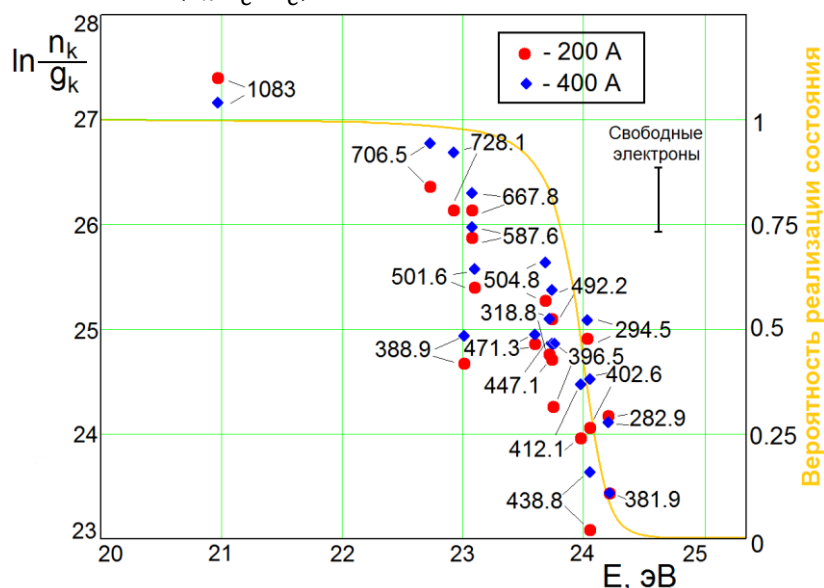


Рис. 7. Распределение атомов гелия по возбужденным состояниям при силе тока дуги 200 и 400 А и вероятность реализации возбужденного состояния.

иллюстрирует зависимость вероятности реализации возбужденного уровня от энергии связи, соответствующую приближению Хольцмарка для функции распределения квазистатического (создаваемого ближайшими к возбужденному атому ионами) микрополя. Видно, что участок резкого спада заселенностей возбужденных состояний совпадает с областью резкого снижения вероятности реализации уровня. Отклонение высоковозбужденных уровней от концентрации, соответствующей состоянию равновесия с электронным континуумом, оказывается сопоставимо с величиной снижения вероятности реализации этих состояний.

Интересно также отметить, что в зарегистрированных спектрах не наблюдается спектральных линий возбужденных уровней атома гелия HeI с главным квантовым числом $n \geq 7$, что соответствует пределу Инглиса – Теллера для нашей плазмы. В спектре обнаруживаются “следы” лишь одной линии с $n = 7$ HeI 370.6 нм, соответствующей переходу с уровня 7^3D .

Полученное в итоге распределение не описывается законом Больцмана с единой электронной температурой. При попытке определить электронную температуру, как угол наклона прямой, в наилучшей степени аппроксимирующую экспериментально полученную зависимость $\ln(n_k/g_k)$ (температуру распределения), ее значения оказываются нереалистично низкими: $T_3 = 6 \div 8$ кК, что втрое меньше, чем температура тяжелых частиц, определяемая по доплеровскому уширению, что в рассматриваемых условиях, очевидно, невозможно. Причиной неравновесности гелиевой плазмы является ее высокая пространственная (в поперечном направлении к оси дуги) неоднородность: радиус светящего канала плазмы вблизи катода не превышает 1.5 мм. Высокие значения коэффициентов переноса гелиевой плазмы при таких масштабах обеспечивают быструю амбиполярную диффузию заряженных частиц на стенки сопла (его диаметр вблизи катода менее 5 мм). Ионизационный поток в такой неоднородной плазме не уравнивается обратным рекомбинационным потоком, а выносится в радиальном направлении. На рисунке 8 представлены рассчитанные в рамках приближений Больцмана и Саха кривые равновесного состава плазмы гелия при давлении 1 атм. (тонкие линии) и 1.6 атм. (толстые линии), соответствующему режиму импульсного нагрева. Точками показаны экспериментально определенные значения концентраций в стационарном режиме горения дуги (соответствует меньшей температуре) и в импульсе. Обращает на себя внимание тот факт, что измеренные концентрации электронов и возбужденных ионов оказываются близки к своим равновесным значениям, а концентрации возбужденных атомов существенно ниже равновесных.

Удобным для практического использования и одновременно надежным способом решения задачи определения температуры электронов T_e неравновесной сильно-ионизованной плазмы гелия представляется использование отношения интенсивностей спектральных линий разной кратности ионизации. Имея в

своем распоряжении экспериментально измеренные значения

концентрации электронов n_e в плазме и интенсивности линий иона HeII и атома HeI, мы обладаем возможностью использовать для выявления температуры электронов T_e соотношение [13], полученное с использованием закона Больцмана и уравнения Саха:

$$\frac{I_{ki}^{II}}{I_{jn}^I} = \frac{2}{\Psi} \frac{A_{ki}^{II} g_k^{II} \lambda_{jn}^I}{A_{jn}^I g_j^I \lambda_{ki}^{II}} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{1}{n_e} \exp\left(-\frac{E_k^{II} - E_j^I + E_I^+}{k T_e} \right). \quad (6)$$

Здесь I_{ki}^{II} , I_{jn}^I – измеренные интенсивности спектральных линий иона и атома, A_{ki} – вероятности излучательного перехода, соответствующего данной спектральной линии, g_k – статистический вес состояния, из которого осуществляется переход, λ_{ki} – длина волны, соответствующая центру спектральной линии, m – масса электрона, k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, E^I , E^{II} – энергии возбуждения соответствующего состояния иона и атома, E_I^+ – потенциал ионизации атома гелия. Также в уравнение (6) должен быть включен параметр Ψ , учитывающий неравновесность. Преимущество этого метода относительно использования линий одной кратности ионизации состоит в уменьшении влияния неравновесности распределения заселенностей возбужденных состояний на итоговый результат за счет того, что в уравнение включается определенная с высокой точностью концентрация электронов n_e и множитель $(2\pi m k T_e / h^2)^{3/2}$, на несколько порядков превышающие определяемое экспериментально отношение интенсивностей спектральных линий. А так как решение уравнения (6) будет иметь вид суммы логарифмов входящих в него множителей, уменьшится влияние погрешности определения интенсивностей спектральных линий и

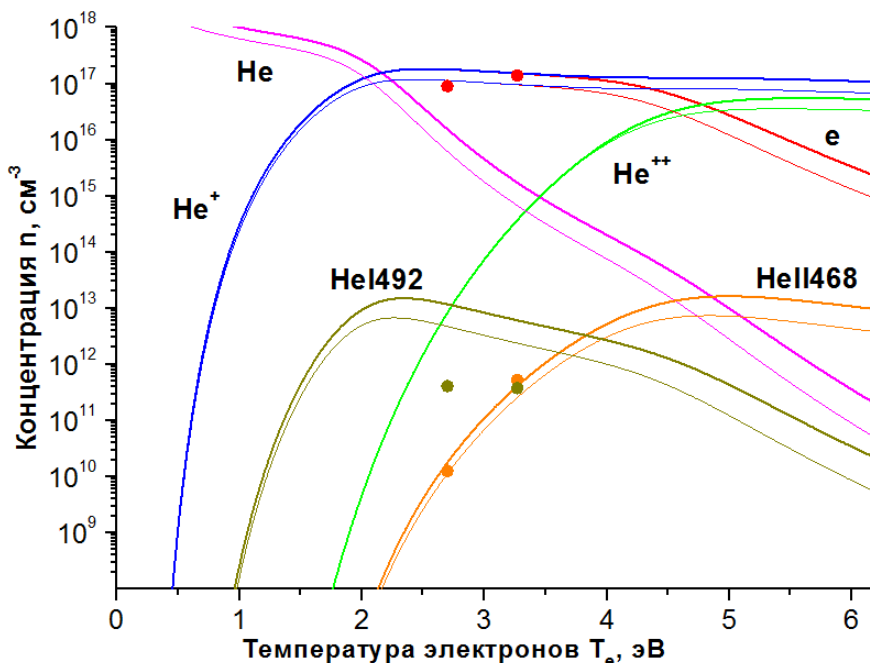


Рис. 8. Равновесный состав гелиевой плазмы и экспериментально измеренные концентрации электронов и возбужденных частиц.

параметра Ψ на величину найденного значения T_e . Был проведен численный эксперимент, в рамках которого параметр Ψ был проварьирован в пределах от 0.1 до 10 для экспериментально измеренных значений концентрации электронов n_e и интенсивностей атомарной и ионной спектральных линий I_{ki}^H , I_{jn}^I в результате чего изменение вычисляемого значения температуры электронов T_e не превысило 10%. Радиальные распределения температуры электронов T_e , рассчитанные по формуле (6) с использованием данных о спектральных линиях HeI 471.3 нм и HeII 468.5 нм при силе тока дуги 200 и 400 А, представлены на рисунке 9.

Метод отношения интенсивностей ионной и атомарной линий позволяет также проанализировать рост температуры электронов при импульсном подогреве плазмы стационарной дуги. На рисунке 10 помимо электронной температуры T_e плазмы гелия в период импульсного подогрева также представлены временные зависимости полученных экспериментально значений силы импульсного тока и

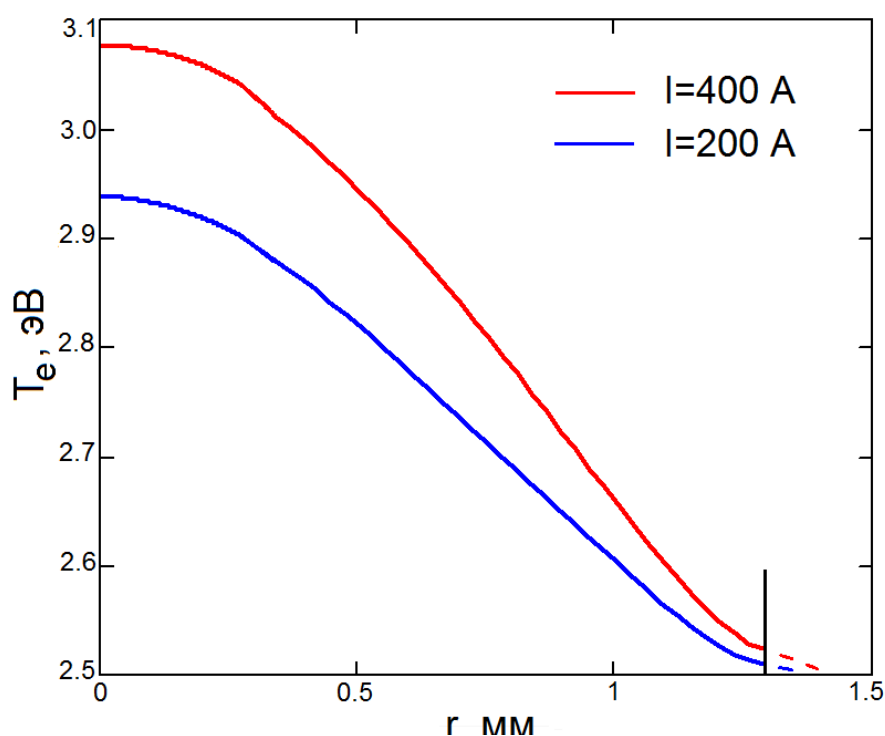


Рис. 9. Радиальное распределение T_e , рассчитанное по формуле (6) с использованием линий HeI 471.3 нм и HeII 468.5 нм при силе тока дуги 200 и 400.

относительных интенсивностей атомарной и ионной линий. Отметим, что максимум концентрации электронов в импульсе и связанной с ней интенсивности ионной линии HeII 468.5 нм отстает от максимума температуры электронов примерно на 100 мкс. Это различие является следствием запаздывания в установлении концентрации электронов, как функции изменяющейся температуры, которое может быть объяснено исходя из того, что в нашем случае характерное время развития ионизации определяется временем амбиполярной диффузии $\tau_i = 1/k_i \approx \tau_D = r^2/6D_a \sim 100$ мкс. Интенсивность атомарной линии HeI 492.2 нм остается на протяжении импульса практически неизменной (в пределах $10 \div 15\%$).

Попытки более значительного подогрева электронов плазмы путем увеличения токового импульса до $4 \div 5$ кА приводили к усиленной термоэлектронной эмиссии с катода, сопровождаемой резким повышением испарения материала катода (вольфрама) и его охлаждаемого держателя из меди. Поступление в дугу значительного количества легко ионизуемых паров металлов приводило к падению электронной температуры в наблюдаемом участке плазмы вблизи катода.

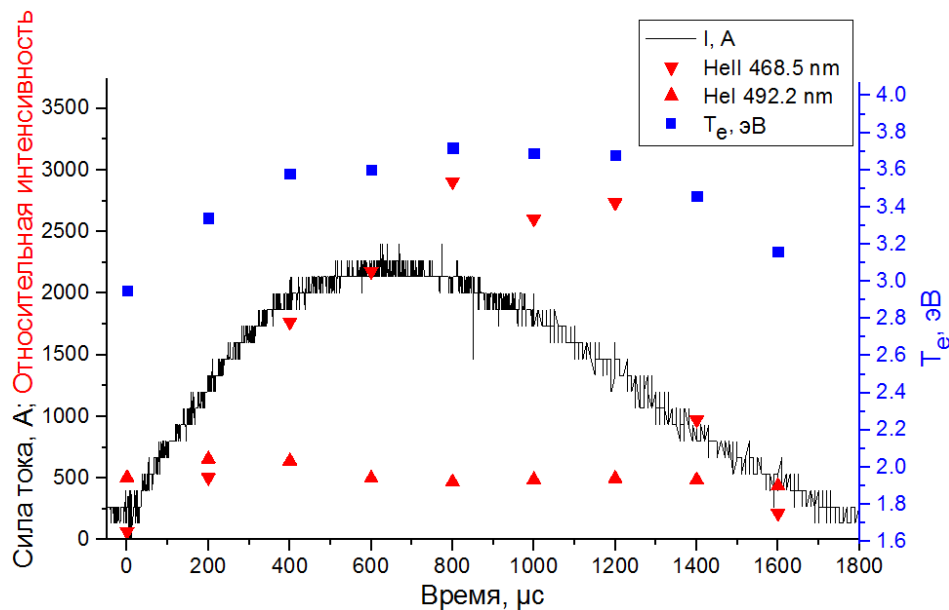


Рис. 10. Изменения характеристик разряда и плазмы при импульсном подогреве стационарной дуги с током 200 А.

Поступление в дугу значительного количества легко ионизуемых паров металлов приводило к падению электронной температуры в наблюдаемом участке плазмы вблизи катода.

ВЫВОДЫ

Был разработан и создан диагностический плазмотрон, позволяющий генерировать и исследовать стационарную плазму гелия атмосферного давления со стабилизированными и воспроизводимыми параметрами в диапазоне силы тока дуги $100 \div 400$ А.

Разработана и применена система импульсного «подогрева» стационарного разряда, позволяющая поднимать силу тока дуги до 4.5 кА без повреждения конструкций плазмотрона. При этом длительность импульса составляла около 1000 мкс и превышала характерное время самого медленного плазменного процесса — процесса ступенчатой ионизации атомов гелия, что позволяло считать нагрев квазистационарным.

Создана диагностическая система, обеспечивающая регистрацию распределения интенсивности излучения плазмы как по длинам волн, так и по радиусу разряда. Диагностический комплекс включал в себя средства электрических измерений и предусматривал возможность скоростной видеосъемки плазменного объекта.

Экспериментально исследовано состояние гелиевой плазмы атмосферного давления при ее стационарном и квазистационарном нагреве в электрическом поле с напряженностью около 20 В/см и с удельным энерговкладом $50 \div 500$ кВт/см³. Исследованы излучательные свойства такой плазмы в диапазоне длин волн $200 \div 1100$ нм и на основе полученных спектральных

данных определены температура электронов, коэффициенты тепло- и электропроводности и построены их радиальные распределения. Из анализа уширений спектральных линий была определена температура тяжелых частиц и концентрация электронов (при возрастании силы тока дуги с 200 до 400 А температура тяжелых частиц возрастает от 20 000 до 25 000 К, а концентрация электронов увеличивается от $8.6 \cdot 10^{16}$ до $9.3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). При этом был проведен критический анализ литературных данных о константах Штарк-эффекта, некоторые из которых были уточнены. Были измерены абсолютные значения концентраций возбужденных состояний атомов гелия HeI в диапазоне энергий возбуждения $20.96 \div 24.20$ эВ. Проанализирована экспериментально полученная картина заселенностей возбужденных уровней атома гелия и установлен факт наличия в гелиевой плазме атмосферного давления неравновесности ионизационного типа, выразившейся в возрастающей с ростом энергии возбуждения E_k крутизне спада заселенности высоковозбужденных состояний HeI. При этом высоколежащие возбужденные состояния HeI оказываются недонаселены, основное состояние – существенно перезаселено, а концентрация электронов в плазме n_e лишь незначительно, на $15 \div 20\%$, ниже ее равновесных значений.

Перегретая электродуговая плазма гелия атмосферного давления с большой поперечной неоднородностью является уникальным объектом для спектральных исследований, сочетая в себе высокую концентрацию электронов, свойственную равновесной сильноионизованной плазме, и большую ионизационную недонаселенность возбужденных частиц, свойственную неравновесной слабоионизованной плазме. Если в первой вопрос измерения температуры электронов по интенсивностям излучения спектральных линий решается легко, то во второй он требует нестандартных решений. Сочетание двух противоположных свойств обуславливает особенности спектральной диагностики T_e в рассматриваемой плазме. Экспериментальное измерение T_e при высоких степенях ионизации гелия оказывается возможным благодаря появлению ионных линий излучения в доступной для регистрации области спектра. Соотношение между интенсивностями атомных и ионных линий служит основой спектрального метода измерения T_e , не уступающего по точности методам диагностики равновесной плазмы. Даны рекомендации по выбору пар возбужденных состояний иона и атома, позволяющих свести к минимуму влияние неравновесности на результаты определения T_e . В стационарном режиме горения температура электронов, определенная по этому методу, составила $2.9 \div 3.1$ эВ. При импульсном подогреве электронов стационарного дугового разряда рост T_e составил около 0.7 эВ, что подчеркивает сложность получения двукратно ионизованной гелиевой плазмы в условиях квазистационарности.

Результаты исследований были изложены в печатных работах

1. Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Саргсян М.А., Кавыршин Д.И. “Неравновесность сильноионизованной гелиевой плазмы атмосферного давления” // Теплофизика высоких температур, 2013, том 51, № 2, с. 163–169

2. D I Kavyrshin, V F Chinnov and A G Ageev “Model for describing non-equilibrium helium plasma energy level population” // Journal of Physics: Conference Series 653 (2015) 012115 IOP Publishing, doi:10.1088/1742-6596/653/1/012115

3. O V Korshunov, V F Chinnov, D I Kavyrshin and A G Ageev “Spectral measurements of electron temperature in nonequilibrium highly ionized He plasma” // Journal of Physics: Conference Series 774 (2016) 012199 doi:10.1088/1742-6596/774/1/012199

4. V F Chinnov, D I Kavyrshin, A G Ageev, O V Korshunov, M A Sargsyan and A V Efimov “Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures” // Journal of Physics: Conference Series 774 (2016) 012200 doi:10.1088/1742-6596/774/1/012200

5. А.В. Лазукин, Д.И. Кавыршин, С.А. Кривов, С.Д. Федорович “Влияние частоты питающего напряжения и материала диэлектрического барьера на спектральный состав излучения плазмы поверхностного разряда” // Вестник МЭИ, 2016, №6, с. 24 - 30

6. О. В. Коршунов, В. Ф. Чиннов, Д. И. Кавыршин “Кинетическая модель окисления Al в гетерогенной алюмо-водяной плазме. Отрицательные ионы” // Теплофизика высоких температур, 2017, том 55, № 2, с. 189–196

Результаты работы были доложены на следующих конференциях:

1. Isakaev E.H., Kavyrshin D.I., Sargsyan M.A., Chinnov V.F., Alieva H.O. “Production and study of highly-ionized atmospheric pressure helium plasma” // XXXI International conference on phenomena in ionized gases ICPIG, Испания, Гранада, Июль 2013.

2. Э.Х. Исакаев, В.Ф. Чиннов, М.А. Саргсян, Д.И. Кавыршин “Создание и исследование квазистационарной сильноионизованной плазмы с помощью высоковольтного импульса” // XLI Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, февраль 2014.

3. Исакаев Э.Х., Чиннов В.Ф., Кавыршин Д.И., Саргсян М.А., Агеев А.Г. “Автоматизированный анализ спектров излучения сильноионизованной плазмы гелия” // XLII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, февраль 2015 г.

4. Kavyrshin D.I., Chinnov V.F., Ageev A.G., “Model for describing non-equilibrium helium plasma energy level population” // XXX International Conference on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, March 1-6, 2015, Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia.

5. Ageev A.G., Goryachev S.V., Kavyrshin D.I., Sargsyan M.A., Chinnov V.F. “Spectral investigation of atmospheric pressure helium arc plasma parameters” // International conference on phenomena in ionized gases XXXII ICPIG, Iasi, Romania 26-31 July 2015

6. A. Ageev, D. Kavyrshin, O. Korshunov, M. Sargsyan, V. Chinnov “Study of Radial Distribution of Helium Arc Plasma Parameters at Atmospheric Pressure” // VIII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, September 14 – 18, 2015

7. Korshunov O.V., Chinnov V.F., Kavyrshin D.I., Ageev A.G. “Spectral measurements of electron temperature of highly ionized He plasma in nonequilibrium conditions” // XXXI International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Russia, Сборник тезисов, стр. 375, March 1-6 2016

8. Chinnov V.F., Kavyrshin D.I., Ageev A.G., Korshunov O.V., Sargsyan M.A. “Study of spatial distributions of highly ionized nonequilibrium helium plasma at atmospheric pressures” // XXXI International Conference on Equations of State for Matter, Elbrus, Russia, Сборник тезисов, стр. 376, March 1-6 2016

9. A. G Ageev, D. I Kavyrshin, O. V Korshunov, M. A Sargsyan, V. F Chinnov, “On nonequilibrium in highly ionized He discharge plasma” // 15th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics, Moscow, Russia, April 19-21, 2016

СПИСОК ЦИТИРУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Спитцер Физика полностью ионизованного газа. Перевод со второго переработанного американского издания Р. З. Муратова и М. В. Самохина Под редакцией М. Л. Левина, издательство МИР-Москва 1965 УДК 533.9+538.4

2. Ю. П. Райзер Физика газового разряда. Долгопрудный: Издательский Дом “Интеллект” – 736 с. 2009 ISBN: 978-5-91559-019-8

3. Гуревич Л. Э. Основы физической кинетики. – Л.: ГИТТЛ, 1940.

4. Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team (2013). NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.1), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2014, June 9]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

5. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М. – Л.: Физматгиз, 1963г. 640 с.

6. Грим Г. Спектроскопия плазмы. -М.: Атомиздат, 1969. -452 с.

7. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. -М.: -Физматгиз, 1963. – 640с.

8. Kelleher D.E. “Stark Broadening of Visible Neutral helium Lines in a Plasma”// JQSRT, V.25, 1981, p. 191.

9. Konjevic N. and Wiese W. “Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms” // J. Phys. Chem. Ref. Data, 1990, v.19, No.6, pp. 1307-1385.

10. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М., Мир, 1977.

11. Л. М. Биберман, В.С.Воробьев, И.Т.Якубов Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М: Наука, 1982.

12. Дьячков Л. Г. “К расчету вероятности разрушения связанных состояний атома в плазменных микрополях” // ТВТ, 1997, т. 35, № 5, с. 823–826.

13. Методы исследования плазмы. Под ред. В. Лохте-Хольтгревена, -М.: Мир, 1971. -552 с.

Кавыршин Дмитрий Игоревич

**ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ
КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЫ ГЕЛИЯ АТМОСФЕРНОГО
ДАВЛЕНИЯ**

Автореферат

Подписано в печать
00.03.017

Формат 60x84/16

Печать офсетная
Тираж 100 экз.

Уч. изд.л. –
Заказ №

Усл.-печ.л.

Бесплатно

ОИВТ РАН, 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д.13, стр.2