

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО»

На правах рукописи

Шаров Игорь Александрович

**ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАКА ВБЛИЗИ ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ
МАКРОЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ ГЕЛИОТРОНА LHD**

Специальность 01.04.08 – Физика плазмы

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор В.Ю. Сергеев

Санкт-Петербург

2019

Введение.....	4
1. Современное состояние исследований по структуре облаков вблизи макрочастиц испаряющихся в установках с магнитным удержанием плазмы.....	11
1.1. Общая картина взаимодействия макрочастицы с плазмой	11
1.2. Применение инъекции макрочастиц.....	16
1.3. Структура облака испарившегося вещества	18
1.3.1. Характеристики светящихся пеллетных облаков	18
1.3.2. Концентрация и температура электронов вторичной холодной плазмы....	25
1.4. Постановка задачи.....	41
2. Оборудование для экспериментального исследования пеллетных облаков в LHD .	41
2.1. Гелиотрон LHD и его основные диагностики	41
2.2. Система примесной инъекции TESPEL.....	43
2.2.1. Инжектор примесных макрочастиц TESPEL	44
2.2.2. Широкообзорный датчик для измерения скорости испарения.....	45
2.2.3. Спектрометр для проведения разрешённых по времени измерений спектров излучения пеллетного облака.....	47
2.3. Фильтро-линзовый изображающий полихроматор.....	48
2.3.1. Схема и принцип работы.....	48
2.3.2. Оценка самопоглощения линии H_{β} в углеводородном пеллетном облаке .	53
2.3.3. Калибровка и поворот изображения.....	57
2.3.4. Получение локальных значений коэффициента испускания.....	61
2.3.5. Определение геометрических параметров светящихся облаков	63
3. Методика измерения концентрации и температуры электронов вблизи полистироловой макрочастицы	64
3.1. Метод измерения концентрации электронов вблизи полистироловой макрочастицы	65
3.2. Метод определения температуры по отношению измеренных коэффициентов испускания линии и непрерывного спектра.....	69
3.3. Модель для расчета заселенности уровней водорода в углеводородном пеллетном облаке	72

3.3.1.	Основные положения модели для расчета ионизации и возбуждения водорода	73
3.3.2.	Решение системы уравнений неразрывности	75
3.4.	Метод определения температуры по спаду линии $H\beta$	77
3.5.	Применимость приближения локального термодинамического равновесия в углеводородном облаке	81
3.5.1.	Нестационарность	81
3.5.2.	Поток быстрых частиц извне	82
3.5.3.	Оптическая прозрачность плазмы	83
3.5.4.	Пространственная неоднородность параметров плазмы и вызываемая ими динамика.....	84
3.6.	Сопоставление двух методов определения температуры.....	89
4.	Результаты исследования облаков полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD91	
4.1.	Зависимость размеров облаков от параметров фоновой плазмы.....	92
4.1.1.	Взаимосвязь геометрических характеристик облаков в спектральных линиях $H\beta$ и CII	92
4.1.2.	Законы подобия для размеров углеводородных облаков в LHD.....	96
4.1.3.	Сравнительный анализ размеров пеллетных облаков в различных экспериментах.....	102
4.2.	Анализ поведения концентрации и температуры электронов в полистироловом облаке	108
4.3.	Относительная роль нейтрального и плазменного экранирования в испарении макрочастиц.....	116
	Заключение	123
	Литература	125
	Приложение 1	130
	Приложение 2	139
	Приложение 3	140

Введение

Увеличение численности населения Земли, а также повышение уровня жизни, связанное с ростом энерговооружённости, приводят к непрерывному возрастанию энергопотребления человечества. Ограниченные ресурсы углеводородов и негативное влияние их сжигания на экологию вынуждают искать новые, более экологически чистые способы выработки энергии. Перспективным решением этой задачи может стать создание генератора энергии (нейтронов) на основе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Основными преимуществами реакторных установок, основанных на данном физическом принципе, является безопасность их эксплуатации, малый вред для экологии, а также значительный запас топлива. Таким образом, построение таких установок если не решит полностью, то, как минимум, отсрочит проблему приближающегося энергетического кризиса.

На пути к построению термоядерного энергетического реактора и термоядерного генератора нейтронов решается множество физических и инженерных задач. Примерами таковых являются: нагрев топлива (смесь изотопов водорода: дейтерия и трития) до термоядерной температуры $T_{fus} > 10$ кэВ и удержание его на протяжении времени достаточного для осуществления реакции синтеза [1], отслеживание параметров удерживаемого вещества и управление ими, доставка топлива в реактор, удаление продуктов реакции и преобразование выработанной тепловой энергии в электричество, создание гибридных синтез-деление схем генерации энергии. За более чем полувековую историю работы над проблемой УТС достигнут существенный прогресс в решении указанных выше задач. В результате, в настоящее время строится исследовательский токамак-реактор ИТЭР [2], в котором плазма с температурой 20 кэВ и концентрацией 10^{14} см⁻³ будет удерживаться с помощью магнитного поля тороидальной конфигурации. На нём планируется продемонстрировать положительный термоядерный выход с коэффициентом усиления мощности $Q = 10$, т.е. выделенная в термоядерных реакциях мощность будет в 10 раз превышать энергию, затраченную на нагрев топлива до требуемой температуры. Проектируется на концептуальном уровне демонстрационная термоядерная электростанция DEMO, которая станет финальным шагом перед созданием коммерческого термоядерного энергетического реактора. Кроме того, ведутся работы по созданию термоядерного источника нейтронов с температурой плазмы 8÷10 кэВ и концентрацией 10^{14} см⁻³. Для размера токамака в проекте ДЕМО-ТИН [3]

соответствующего размеру крупнейшей термоядерной установки JET планируется получение $Q \approx 1$ и стационарного потока $\approx 10^{18}$ нейтронов/с.

Инжекция твердых макрочастиц (пеллетов), позволяет осуществлять доставку вещества внутрь магнитной конфигурации, удерживающей нагретую до термоядерных температур плазму и может быть использована для решения целого ряда задач: поддержание необходимой концентрации топливной D-T смеси [4,5], смягчение влияния периферийных локализованных мод (ELM-ов) на обращенные к плазме поверхности [6,7], нанесение защитного покрытия на стенку камеры для уменьшения потока тяжелых примесей в центральную часть плазмы [8,9], контролируемый вывод энергии и экстренное гашение разряда [10], а также диагностика параметров удерживаемой в установке плазмы: изучение переноса примеси, измерение теплопереноса, измерение профиля запаса устойчивости, локальное измерение высокоэнергетичной части функции распределения (основной компоненты плазмы и альфа-частиц) [11–15]. Перечисленные выше применения макрочастиц требуют подробного знания процессов, происходящих при их взаимодействии с высокотемпературной плазмой.

Картина взаимодействия макрочастицы с плазмой выглядит следующим образом. Поток энергии из горячей плазмы, приносимый преимущественно электронами в силу их значительно большей тепловой скорости, нагревает поверхность макрочастицы до температуры интенсивного испарения. Вблизи поверхности испарившееся вещество образует нейтральное облако. По мере удаления от поверхности макрочастицы нейтральный газ ионизуется, и продолжает разлёт вдоль магнитного поля, формируя плазменное облако. Электроны из окружающей плазмы теряют в облаке энергию, что приводит к снижению интенсивности испарения. Процесс испарения и формирования облака испарившегося вещества, благодаря эффекту экранирования тепловых потоков на поверхность макрочастицы, носит самосогласованный характер. В настоящее время обсуждается целый ряд различных механизмов экранирования: нейтральное, плазменное, электростатическое, магнитное и их комбинации (см. обзоры [16, 17]).

Актуальность темы

Знания о параметрах пеллетного облака необходимы для выяснения роли различных механизмов экранирования, что важно также для проверки и уточнения существующих моделей испарения. Это необходимо для предсказания глубины проникновения макрочастиц в плазму, которая определяет эффективность подпитки

разряда топливом, а также доступную пространственную область диагностических приложений. Кроме того, знание пространственных распределений концентрации и температуры электронов, а также концентраций каждого ионизационного состояния атомов испарившегося вещества необходимы для диагностических применений пеллет-инжекции [18,19].

В данной работе, с помощью новой методики и специально разработанного спектроскопического оборудования проведено экспериментальное исследование облаков вблизи полистироловых макрочастиц, испаряющихся в плазме установки LHD [20,21].

Цель и задачи исследования

Целью работы было исследование физических процессов при формировании облака испаряющейся макрочастицы в замагниченной плазме установок с магнитным удержанием. В ходе работы решались следующие задачи:

1. Разработка методики и создание аппаратуры для измерения пространственных распределений температуры и концентрации электронов в пеллетном облаке.
2. Экспериментальные исследования облаков вторичной плазмы вблизи полистироловых макрочастиц, испаряющихся в высокотемпературной плазме гелиотрона LHD в разрядах с различными параметрами плазмы и макрочастицы.
3. Создание моделей для описания наблюдаемых процессов и явлений при взаимодействии полистироловой макрочастицы с плазмой.

Методы исследования

Исследование структуры пеллетных облаков проводилось методом изображающей спектроскопии. Распределения плотности и температуры измерялись косвенно. Непосредственно в эксперименте регистрировались изображения пеллетных облаков в девяти узких спектральных интервалах. Посредством деконволюции по методу Пирса, учитывая осевую симметрию и предполагая прозрачность пеллетных облаков в используемых спектральных интервалах, восстанавливались локальные значения коэффициентов испускания. Значения концентрации электронов вычислялись посредством ее варьирования и минимизации невязки между измеренными значениями коэффициентов испускания линии H_{β} и нормированным расчётным профилем. Значения температуры были получены двумя методами: по отношению коэффициентов испускания линии и непрерывного спектра, а также по градиенту коэффициента испускания линии H_{β} .

Экспериментальные данные о пространственном распределении коэффициента испускания в окрестности линии H_{β} , а именно в спектральном интервале 486.5 ± 5 нм сопоставлялись с результатами численного моделирования на основе столкновительно-излучательной модели в предположении одномерного разлёта испарившегося пеллетного вещества.

Методы регрессионного анализа применены для выявления зависимости структуры пеллетных облаков от параметров разряда и скорости испарения пеллета.

Научная новизна и научно-практическое значение результатов работы

Впервые разработана методика одновременного измерения пространственных распределений концентрации и температуры электронов в пеллетном облаке. Для этого создан оригинальный девятиканальный изображающий полихроматор. Впервые одновременно получены изображения светящихся облаков, в спектральных интервалах линий водорода и углерода, а также непрерывного спектра. Создана численная модель для расчёта пространственного распределения коэффициента испускания в углеводородном пеллетном облаке вблизи линии H_{β} .

Полученные данные о параметрах пеллетных облаков использовались для уточнения результатов диагностики нейтралов перезарядки на пеллетном облаке (РСХ) на гелиотроне LHD [15]. Они также могут быть использованы для её реализации на других установках, в том числе реакторного масштаба с альфа-частицами. Экспериментальные результаты использованы для оценки относительной роли механизмов нейтрального и плазменного экранирования при испарении полистироловых макрочастиц в LHD. Они также могут быть полезны для уточнения моделей испарения макрочастиц при планировании экспериментов на установках с магнитным удержанием плазмы.

Достоверность научных результатов

Полученные в ходе работы результаты экспериментально обоснованы. Их достоверность обеспечена многократным повторением измерений, а также сопоставлением с результатами, полученными независимыми методами. Они не противоречат результатам измерений и моделирования, полученным ранее другими авторами и на других установках. Описываемые в работе результаты опубликованы в реферируемых журналах, а также доложены на международных конференциях и на семинарах и совещаниях кафедры физики плазмы ИФНиТ СПбПУ и Национального Института Термоядерных Исследований (Токи, Япония).

На защиту выносятся:

1. Методика спектроскопических измерений пространственных распределений электронной концентрации и температуры в облаках вторичной холодной плазмы вблизи водородосодержащих макрочастиц, испаряющихся в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием.
2. Разработка оригинального устройства для спектроскопических измерений структуры углеводородных пеллетных облаков.
3. Модель для расчёта пространственного распределения коэффициента испускания в углеводородном пеллетном облаке вблизи линии H_{β} .
4. Измерение и интерпретация зависимости параметров углеводородных облаков от параметров макрочастиц и фоновой плазмы установки LHD.
5. Обнаружение сопоставимого вклада нейтрального и плазменного экранирования теплового потока при испарении полистироловых макрочастиц в установке LHD.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены непосредственно автором или при его активном участии:

1. Разработана и реализована методика восстановления пространственных распределений концентрации и температуры электронов в углеводородном пеллетном облаке.
2. Разработан и откалиброван девятиканальный изображающий полихроматор.
3. Автором получены и интерпретированы основные экспериментальные данные по параметрам пеллетных облаков в разрядах гелиотрона LHD с различными параметрами плазмы и макрочастиц. В том числе, создана модель для описания пространственного распределения излучения и самопоглощения линии H_{β} в пеллетном облаке.

Апробация результатов работы

Результаты диссертационной работы представлены на 7 научных конференциях и семинарах:

- 33, 35, 36, 37, 38 международные конференции Европейского Физического Общества по физике плазмы и УТС (Рим, Италия, 2006 г.; Херсониссос, Крит, Греция, 2008 г.; София, Болгария, 2009 г.; Дублин, Ирландия, 2010 г., Страсбург, Франция, 2011 г.)
- 21 международная конференция по формам спектральных линий (Санкт-Петербург, Россия 2012)

- 22 международная конференция в Токи «Перекрестная проверка эксперимента и моделирования для плазмы УТС и астрофизической плазмы» (Токи, Япония, 2012 г.)

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, получены в период с 2006 по 2018 годы и опубликованы в 5 печатных работах в журналах из перечня ведущих рецензируемых научных журналов ВАК РФ:

1. Tamura N., Sergeev V.Yu., Kalinina D.V., Miroshnikov I.V., Sato K., **Sharov I.A.**, Bakhareva O.A., Ivanova D.M., Timokhin V.M., Sudo S., Kuteev B.V. Spectroscopic diagnostics for ablation cloud of tracer-encapsulated solid pellet in LHD // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. № 10. P. 10F541.
2. **Sharov I.A.**, Sergeev V.Yu., Miroshnikov I.V., Tamura N., Sudo S., Kuteev B.V. Imaging Spectroscopy of Pellet Clouds in a Helical Plasma // IEEE Trans. Plasma Sci. 2011. V. 39. № 11. P. 2476–2477.
3. **Шаров И.А.**, Сергеев В.Ю., Мирошников И. В. Самопоглощение линии H_{β} в облаках пеллетов, испаряющихся в установка с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы // Письма в журнал технической физики 2014. Т. 40. № 8. С. 88–94.
4. **Sharov I.A.** Sergeev V.Yu., Miroshnikov I.V., Tamura N., Kuteev B.V., Sudo S. Imaging polychromator for density measurements of polystyrene pellet cloud on the Large Helical Device // Rev. Sci. Instrum. 2015. V. 86. № 4. P. 43505.
5. **Шаров И.А.**, Сергеев В.Ю., Мирошников И.В., Кутеев Б.В., Tamura N., Sudo S. Измерение пространственных распределений температуры электронов в облаках полистироловых пеллетов, испаряющихся в плазме гелиотрона LHD // Письма в журнал технической физики. 2018. V. 44. № 9. P. 41.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы (81 литературный источник), и изложена на 143 страницах, включая 76 рисунков и 11 таблиц.

Краткое изложение диссертации по главам

Во **Введении** обоснована актуальность, сформулированы цель и основные задачи исследования структуры облаков испарившегося вещества вблизи испаряющихся в высокотемпературной плазме макрочастиц, приведены основные сведения о данной диссертационной работе. В **Главе 1** дан обзор современного состояния исследований взаимодействия твердых макрочастиц с высокотемпературной

плазмой установок с магнитным удержанием. При этом упор сделан на экспериментальные и теоретические методы исследования структуры пеллетных облаков, образующихся при таком взаимодействии. В разделе 1.1 описаны основные физические процессы, определяющие испарение макрочастицы, и приведены современные методы их описания и моделирования. Раздел 1.2 посвящен перспективным применениям инжекции макрочастиц. В разделе 1.3 проанализированы результаты исследований светящихся облаков вторичной холодной плазмы вблизи испаряющихся макрочастиц. В разделе 1.4 сформулированы и обоснованы цель и задачи диссертационной работы.

Глава 2 посвящена описанию аппаратуры, используемой в ходе исследований. В разделе 2.1 приведено описание гелиотрона LHD, диапазон параметров плазмы и методы их измерения. Раздел 2.2 посвящен описанию системе примесной инжекции Tracer Encapsulated Solid PELlet (TESPEL) [11,22], включая описание системы измерения скорости макрочастиц, скорости их испарения, а также оптической системы на основе монохроматора для измерения спектра интегрального излучения облака вблизи испаряющейся макрочастицы. В разделе 2.3 подробно описан оригинальный девятиканальный изображающий полихроматор. Приводится описание системы синхронизации и запуска во время разряда LHD. Дается описание оптической системы и её калибровки. Изложен метод восстановления пространственного распределения локальных значений коэффициента испускания на основе мгновенной фотографии в предположении цилиндрической симметрии и оптической прозрачности плазмы пеллетного облака. Показана оптическая прозрачность облака для излучения линии H_{β} в ожидаемом диапазоне параметров концентрации и температуры электронов. Приведена процедура определения характерных размеров области излучения из пеллетного облака.

Глава 3 содержит описание методов измерения пространственных распределений концентрации и температуры электронов вблизи испаряющегося в плазме полистироловой макрочастицы. В разделе 3.1 приведён метод определения пространственных распределений концентрации электронов в углеводородном облаке. Метод определения температуры на основе локально измеренного отношения коэффициентов испускания линии H_{β} и непрерывного спектра описан в разделе 3.2. В разделе 3.3 подробно изложена модель для расчета заселенности уровней водорода в углеводородном облаке. Модель использована для разработки метода определения температуры по спаду линии H_{β} (см. раздел 3.4). В разделе 3.5 проанализирована

применимость приближения ЛТР в углеводородном облаке. Сопоставление двух методов определения температуры выполнено в разделе 3.6.

В **Главе 4** проанализированы результаты проведенных исследований структуры углеводородных облаков вблизи полистироловых макрочастиц, испаряющихся в плазме гелиотрона LHD. В разделе 4.1 установлена взаимосвязь между продольным и поперечным размерами светящихся областей как в линии H_{β} , так и в линии СII. Выведены зависимости этих размеров от параметров инжекции и фоновой плазмы. Результаты исследования поведения размеров облака сопоставлены с данными других исследований. В разделе 4.2 проанализировано поведение профилей концентрации и температуры электронов в облаке в зависимости от параметров фоновой плазмы, скорости испарения и текущего радиуса макрочастицы. Выполнено сопоставление с результатами экспериментальных и теоретических исследований параметров пеллетных облаков. В разделе 4.3 сопоставлены роли нейтрального и плазменного экранирования при испарении полистироловых макрочастиц с использованием полученных данных о структуре углеводородных облаков.

В **Заключении** перечислены полученные результаты.

1. Современное состояние исследований по структуре облаков вблизи макрочастиц испаряющихся в установках с магнитным удержанием плазмы

Данная глава посвящена современному состоянию исследований физических процессов при взаимодействии твердых макрочастиц с горячей плазмой в установках с магнитным удержанием. В разделе 1.1 описываются ключевые физические процессы, определяющие испарение макрочастицы и приводятся современные методы их описания и моделирования. Раздел 1.2 посвящен перспективным направлениям использования инжекции макрочастиц при решении проблемы УТС. В разделе 1.3 рассматриваются имеющиеся результаты по исследованию светящихся облаков вторичной холодной плазмы вблизи испаряющихся макрочастиц. В разделе 1.4 формулируются и обосновываются задачи и цели диссертационной работы.

1.1. Общая картина взаимодействия макрочастицы с плазмой

При попадании макрочастицы в плазму на её поверхность начинают поступать потоки тепла, приносимые электронами и ионами фоновой плазмы, плотности которых для Максвелловской функцией распределения по скоростям имеют следующий вид

$$q_{0e} = \frac{1}{4} \times n_e \times \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \times 2T_e$$

$$q_{0i} = \frac{1}{4} \times n_i \times \left(\frac{8T_i}{\pi m_i} \right)^{1/2} \times 2T_i$$
(1.1)

Здесь, $T_{e,i}$ – температуры, $n_{e,i}$ - концентрации электронов и ионов фоновой плазмы, а $m_{e,i}$ - их массы. Поток тепла, переносимого не Максвелловскими электронами и ионами q_{hi} , должен учитываться отдельно. Поскольку ионы значительно тяжелее и их поток на поверхность заметно меньше потока электронов, на поверхности макрочастицы образуется отрицательный заряд, соответствующий плавающему потенциалу [23]. Это ограничивает поток тепла электронов и увеличивает поток тепла ионов на поверхность. На этой стадии происходит нагрев поверхности макрочастицы, а ее эрозия определяется процессом распыления. После прогрева поверхности макрочастицы до температуры сублимации T_s ($T_s \approx 14$ К для водорода, $T_s \approx 5000$ К для углерода) с неё начинается интенсивное тепловое испарение (абляция), и температура поверхности стабилизируется. Процесс испарения в зависимости от материала макрочастицы может происходить в форме атомов, молекул или кластеров, в результате чего уменьшается размер макрочастицы. Кроме того в определённых условиях, например, при инъекции углеродных макрочастиц в стелларатор W7-AS, вещество может покидать их поверхность в форме микропеллетов [24]. Нейтральное испарившееся вещество свободно сферически симметрично разлетается от поверхности, образуя вокруг макрочастицы плотное (плотность до $n_p \approx 10^{19} \div 10^{20}$ атомов/см³ у поверхности макрочастицы [25,26]) нейтральное облако как показано на Рис. 1.1. Электроны и ионы фоновой плазмы, попадая в нейтральное облако, теряют в нём свою энергию за счет столкновений. Эта энергия расходуется на ионизацию и возбуждение атомов облака, а также на его нагрев. Частично ионизованное облако продолжает свое расширение, но уже вдоль силовых линий магнитного поля. В плазменном пеллетном облаке электроны и ионы фоновой плазмы также теряют энергию. В результате на поверхность макрочастицы поступает меньше энергии, что уменьшает скорость испарения. Меньшая скорость испарения приводит к меньшей толщине облака, большая – к большей. Скорость испарения устанавливается самосогласованно, так, чтобы поддерживалась достаточная толщина облака, обеспечивающую именно такую скорость испарения. Эффект потери энергии при прохождении нейтрального облака называется *нейтральным экранированием*, а при прохождении плазменного –

плазменным экранированием. Эффект уменьшения потока тепла за счет возможного появления на границе пеллетного облака и фоновой плазмы перепада потенциала (потенциальный барьер на Рис. 1.1) называется *электростатическим экранированием* [27]. Как показано в работе [28], включение в рассмотрение данного эффекта при описании процесса испарения может приводить к расхождению с результатами экспериментальных измерений скорости испарения большим, чем без его учёта. В качестве возможного объяснения этого в работе [28] называется наличие токов поперёк магнитного поля, приводящих к существенному снижению экранирующего потенциала по сравнению с одномерным рассмотрением в работе [27].

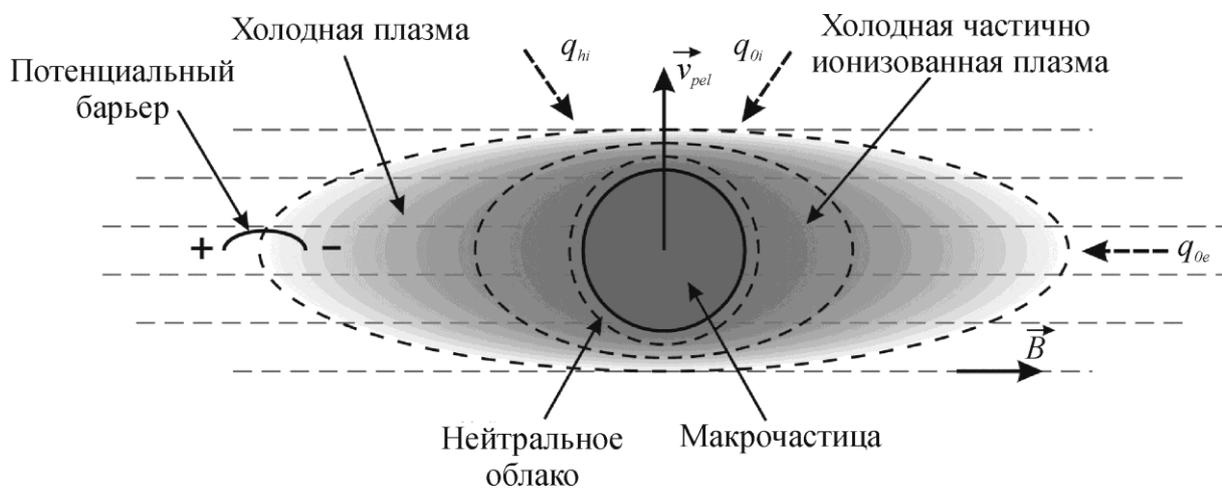


Рис. 1.1 Общая схема тепловых потоков на макрочастицу при её испарении в высокотемпературной плазме с магнитным полем.

Поскольку радиус ларморовского вращения тепловых электронов $\rho_{He} = 0.0025-0.025$ см много меньше радиуса макрочастицы r_{pel} , можно считать, что электроны налетают на макрочастицу вдоль силовых линий магнитного поля. Поэтому для потока электронов эффективная собирающая поверхность макрочастицы в предположении её сферической формы равна

$$S_{pe} = 2 \times \pi \times r_p^2. \quad (1.2)$$

Ларморовский радиус ионов $\rho_{Hi} = 0.1-1$ см и быстрых электронов (с энергиями 50-100 кэВ) $\geq r_{pel}$, поэтому эффективная собирающая поверхность для них

$$S_{pi} = 4 \times \pi \times r_{pel}^2. \quad (1.3)$$

Скорость испарения dN/dt определяется из энергетического баланса

$$\frac{dN}{dt} = \frac{2\pi r_{pel}^2 \delta_e q_{0e} + 4\pi r_{pel}^2 \delta_i q_{0i} + 4\pi r_{pel}^2 \delta_{hi} q_{hi}}{\varepsilon_{subl}}, \quad (1.4)$$

где $\delta_{e,i,hi}$ - фактор экранирования для соответствующей группы частиц равный отношению потока тепла достигшего поверхности к невозмущенному потоку тепла, ε_{subl} - эффективная энергия сублимации материала макрочастицы, которая есть сумма энергии сублимации и энтальпии фазового перехода твердое тело-газ (для водорода $\varepsilon_{subl} = 0.005$ эВ/ат, для испарения углерода в виде атомов $\varepsilon_{subl} = 8.8$ эВ/ат, для полистирола $\varepsilon_{subl} = 1.52$ эВ/мономер, где под мономером понимается одна молекула стирола C_8H_8). Фактор экранирования δ зависит от *оптической толщины* облака S , определяемой как

$$S = \int_{r_{pel}}^{\infty} n_{hvy} dl, \quad (1.5)$$

где n_{hvy} – концентрация тяжелых частиц (электронов и ионов), а интегрирование ведется вдоль их траектории.

Современные модели, испарения основаны на самосогласованном нахождении потока тепла, прошедшего через облако оптической толщины S , который попав на поверхность обеспечит формирование облака такой толщины за счёт испарения. Они неплохо (с относительной погрешностью до 30%) описывают современные экспериментальные данные о скоростях испарения как водородных (дейтериевых), так и примесных макрочастиц [28]. Эта модель будет использована для расчета параметров нейтрального экранирования при испарении полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD в разделе 4.3. Одной из проблем при модельных расчётах скоростей испарения является учет вклада в экранирование плазменной части облака. По современным представлениям [29] при движении макрочастицы поперёк магнитного поля за ней следует не только нейтральное, но и плазменное облако. помимо этого плазменное облако испытывает ускорение в направлении против градиента [30] магнитного поля, и именно этот процесс определяет продольный размер плазменного облака, который может достигать десятков сантиметров. При этом оптическая толщина S плазменной части может быть сопоставимой с толщиной нейтральной или даже превышать её. В работе [31] исследовалось возможное влияние плазменного экранирования, Но в расчётах был неопределённый параметр размер нейтрального облака, который определял площадь поперечного сечения канала, в котором разлетается плазменное облако. В зависимости от этого параметра существенно

изменялось отношение оптической толщины плазменного и нейтрального облака. На Рис. 1.2 показаны зависимости глубины проникновения макрочастицы от отношения оптической толщины плазменного облака к толщине нейтрального при разных температурах окружающей плазмы. Можно видеть, что при высокой температуре плазмы 10 кэВ при равных толщинах плазменного и нейтрального облака изменение глубины проникновения не превышает 10%.

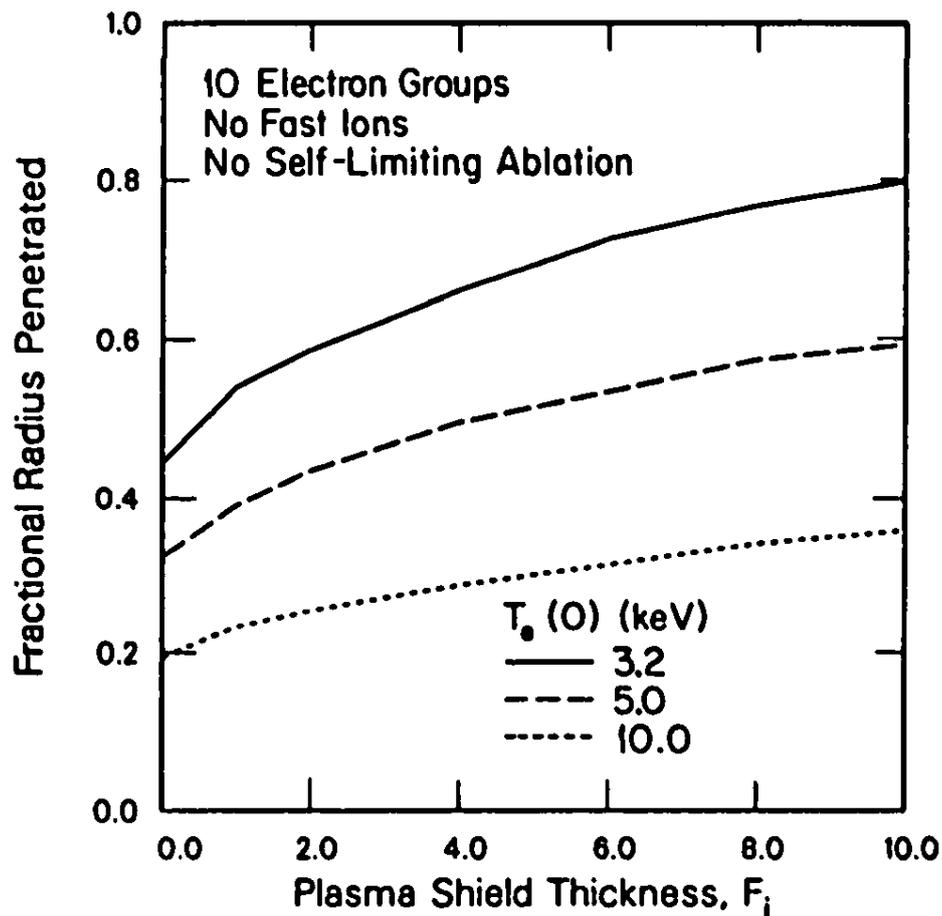


Рис. 1.2 Зависимость глубины проникновения макрочастицы от отношения оптической толщины плазменного облака к толщине нейтрального при разных температурах окружающей плазмы.

Экспериментальное измерение пространственных распределений параметров пеллетного облака позволит оценить соотношение толщин нейтральной и плазменной частей облака, что может помочь точнее учитывать вклад плазменного экранирования в дальнейшем.

1.2. Применение инъекции макрочастиц

За время развития технологии инъекции макрочастиц было придумано значительное количество способов её использования как для управления параметрами удерживаемой в токамаках и стеллараторах высокотемпературной плазмы, так и для измерения различных параметров этой плазмы.



Рис. 1.3 Диаграмма поясняющая возможные способы использования инъекции макрочастиц в установках с магнитным удержанием плазмы. Жирным шрифтом выделены наиболее перспективные направления.

Сведения о возможных способах её применения можно получить в обзорах [17,18,16]. На Рис. 1.3 приведены основные направления использования инъекции макрочастиц. Наиболее перспективные из них выделены жирным шрифтом. Далее будут рассмотрены именно эти направления.

Возможность доставки топлива вглубь плазменного шнура активно исследуется современных установок [16]. Эта технология оказалась весьма эффективным способом поддержания баланса концентрации при возрастании размера, плотности и температуры плазмы токамаков и стеллараторов. Именно она рассматривается как основной способ доставки топлива в токамаки-реакторы ITER [4] и DEMO [5]. Современные модели, обзор которых приведен в предыдущем разделе, позволяют оценивать глубину проникновения макрочастиц в плазму и эффективность доставки топлива с учетом дрейфовых процессов, влияющих на распределение испарившегося пеллетного вещества в плазме.

Способность небольших макрочастиц при испарении вблизи сепаратрисы вызывать ELM событие привело к развитию очень важного их применения для смягчения последствий крупных ELM-ов I типа [32]. Так с помощью периодической инъекции макрочастиц можно добиться увеличения частоты и снижения амплитуды инициируемых инъекцией ELM событий, что позволяет предотвратить возможное повреждение дивертора и первой стенки при больших ELM I типа характерных для улучшенного удержания плазмы в H-режиме. Такая пеллетная технология рассматривается в качестве перспективной для ITER [7,33].

Инжекция макрочастиц из благородных газов, а также из многокомпонентных смесей позволяет осуществить экстренное гашение и безопасный вывод тепловой и магнитной энергии плазменного шнура в случае большого срыва разряда [10,34]. Эта технология также предлагается для использования в будущих реакторных установках ITER [33] и DEMO [35].

Для исследований переноса примесей в плазме предложена инъекция двухслойных макрочастиц [22]. Верхний слой представляет собой полистироловую оболочку внутрь которой может быть помещено небольшое количество примеси, которая доставляется внутрь плазмы и создает там узколокализованное возмущение концентрации примеси. Эта особенность упрощает исследование ее радиального переноса в плазме. Технология была разработана и успешно применяется [11] на гелиотроне LHD.

Вещество облака, образующегося при испарении макрочастицы может использоваться в качестве мишени для перезарядки на нём быстрых ионов плазмы, в том числе образующихся в результате термоядерной реакции синтеза альфа-частиц. Впервые такая *Pellet Charge eXchange* (PCX) диагностика альфа-частиц перезаряжающихся на облаке литиевой макрочастицы была успешно реализована в дейтериево-третиевых экспериментах на установке TFTR [14,19]. В работе [36] эта PCX диагностика использовалась для измерения высокоэнергетической части функции распределения ионов малой добавки водорода, нагреваемой ион-циклотронным нагревом в плазме токамака TFTR. Диагностика PCX быстрых ионов была также реализована при инъекции полистироловых макрочастиц на гелиотроне LHD [37, 38]. В работе [38] указывается, что для интерпретации данных этой диагностики необходимо знание пространственных распределений ионизационного состава такого пеллетного облака.

1.3. Структура облака испарившегося вещества

В данном разделе рассмотрены имеющиеся сведения о структуре пеллетных облаков. В параграфе 1.3.1 приведены исследования, в которых изучалась зависимость геометрических характеристик пеллетных облаков. Исследования, в которых измерялись концентрации и температуры электронов в облаке освещаются в параграфе 1.3.2.

1.3.1. Характеристики светящихся пеллетных облаков

Зависимость геометрических характеристик изображений пеллетных облаков полученных с помощью фото-/видео- регистрирующей аппаратуры исследовалась на установках T-10 [39], ASDEX Upgrade [40], Wendelstein7-AS [41]. На установке T-10 регистрировались изображения водородных и углеродных облаков в видимой (400÷650 А) области спектра. Примеры продольных (на оси облака) и поперечных (в центральном содержащем макрочастицу сечении) распределений интенсивности на Рис. 1.4а для водородных и на Рис. 1.4б для углеродных макрочастиц. На продольном распределении интенсивности в водородном облаке наблюдается область постоянной интенсивности. В качестве характеристик облака в обсуждаемом исследовании вводятся длины спада излучения в e раз $l_{||}$ - в продольном и l_{ζ} - в поперечном направлениях. Также для водородного облака вводится понятие полной длины L , определяемой по уровню 0.5 от максимального значения интенсивности (FWHM).

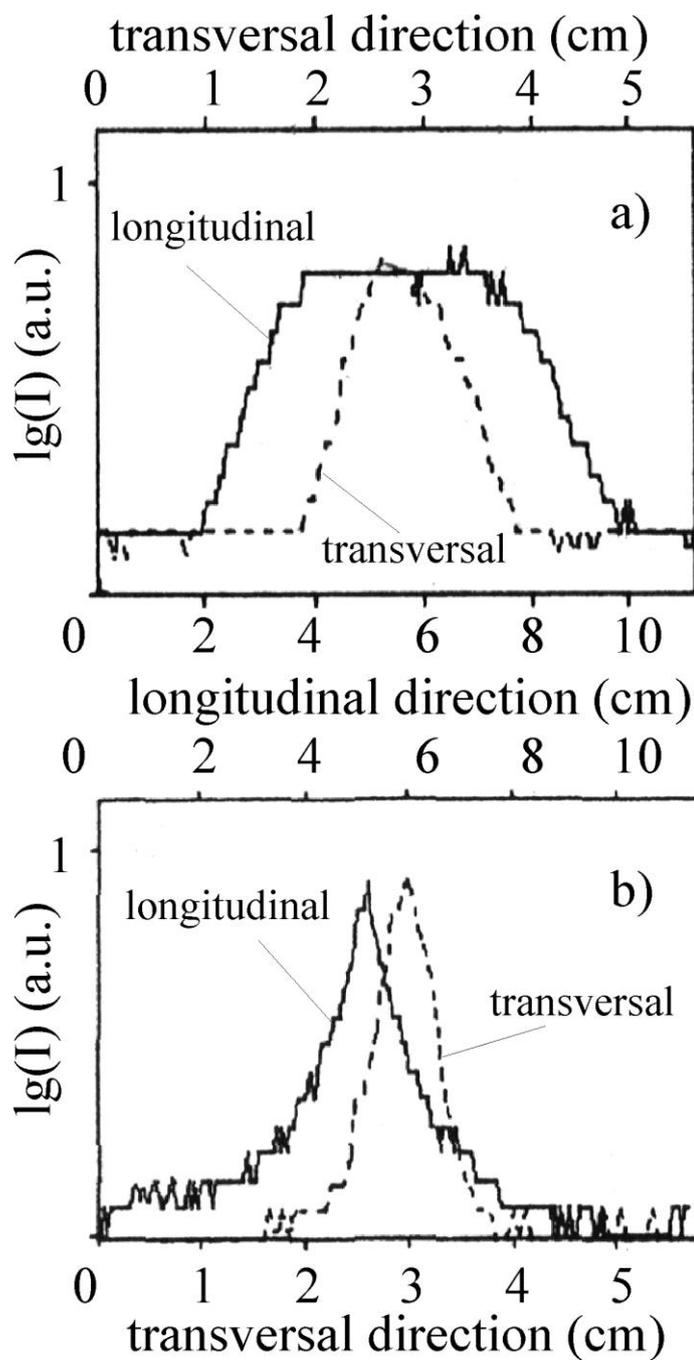


Рис. 1.4 Тороидальные (сплошные линии) и полоидальные (штриховые линии) распределения интенсивности I при многокадровой съемке в видимой области (400÷650 А) спектра: (а) водород, $r = 16$ см; $T_e = 0.9$ кэВ; $n_e = 3 \times 10^{13}$ см $^{-3}$; (б) углерод, $r = 17.5$ см; $T_e = 0.75$ кэВ, $n_e = 1 \times 10^{13}$ см $^{-3}$

Для водородных облаков было обнаружено уменьшение $l_{||}$ и l_{ζ} по мере проникновения макрочастицы вглубь плазмы. Как можно видеть из Рис. 1.5, $l_{||}$ и l_{ζ} уменьшались

примерно пропорционально с длиной ионизации атомов водорода $l_{ion} = \frac{V_{surf}}{\langle \sigma v_e \rangle_{ion} n_e}$

электронами фоновой плазмы при их разлёте с характерной скоростью у поверхности $V_{surf} \approx 3 \times 10^5$ см/с [42]. Здесь, $\langle \sigma v_e \rangle_{ion}$ - скоростной коэффициент ионизации электронами фоновой плазмы.

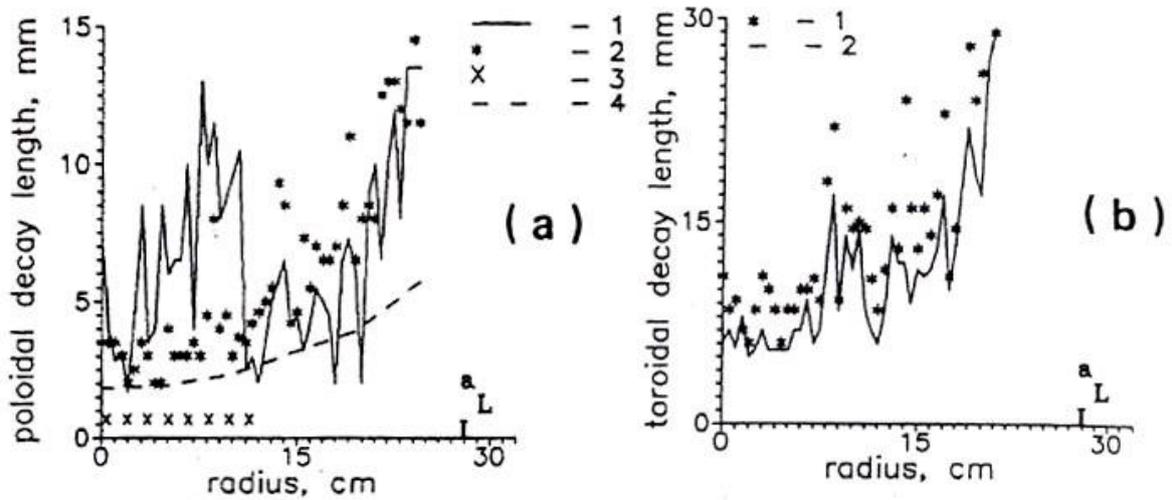


Рис. 1.5 Радиальные профили характерных длин спада интенсивности водородного облака в разряде #49968: (а) полоидальная длина l_{ζ} : 1 - в направлении неоклассического полоидального вращения плазмы, 2 – в противоположном направлении, 3 – область появления стратификации пеллетного облака, 4 – длина ионизации l_{ion} ; (б) тороидальная длина l_{\parallel} : 1- сторона против направления тока по плазме , 2 - сторона вдоль тока по плазме.

В то же время полная длина водородного облака увеличивалась при проникновении макрочастицы вглубь плазменного шнура примерно пропорционально скорости испарения (см. Рис. 1.6). Наблюдается также увеличение характерных длин спада в углеродном облаке по мере проникновения макрочастицы в плазму примерно пропорционально скорости испарения Рис. 1.7. Отсюда видно, что имеются отличия в поведении углеродных и водородных облаков отличаются.

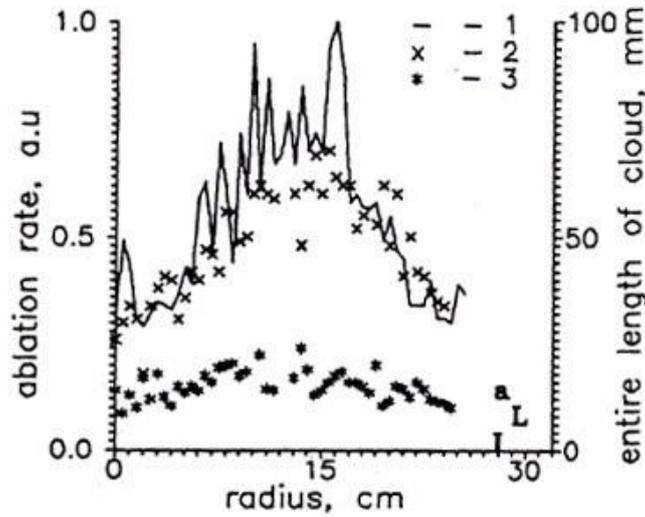


Рис. 1.6 Радиальные профили скорости испарения (1), полных длин облака в тороидальном (2) и полоидальном (3) направлениях в водородном облаке. Разряд Т-10 #49968.

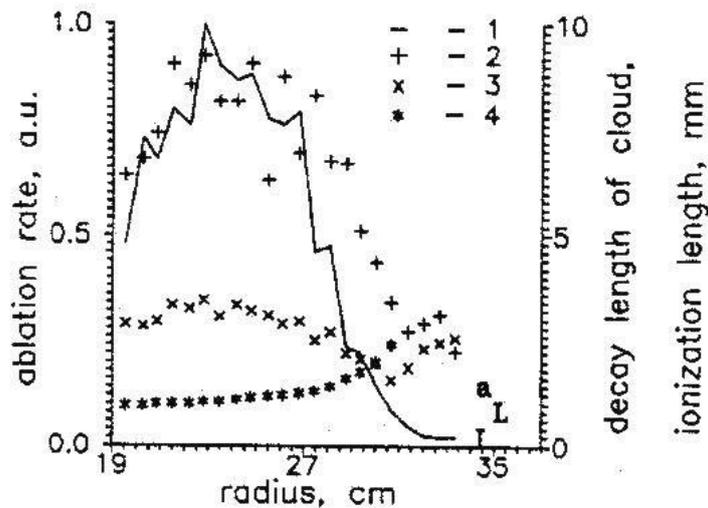


Рис. 1.7 Радиальные профили скорости испарения (1), характерных длин спада в полоидальном (2) и тороидальном (3) направлениях и длина ионизации (4) в углеродном облаке. Разряд Т-10 #43196.

В работе [41] исследовались геометрические характеристики углеродных облаков в стеллараторе W7-AS. Анализировались характерные продольные длины спада излучения, определенные на интегральной фотографии за все время испарения, а также на серии мгновенных фотографий несколько раз за время испарения углеродной макрочастицы. Фотографирование выполнялось в спектральных линиях СII и СIII.

Были обнаружены два характерных масштаба спада $l_{\parallel peak}^{M,I}$ и $l_{\parallel ped}^{M,I}$ распределения интенсивности излучения. Обозначения M и I соответствуют измерению параметра по мгновенной или по интегральной фотографии. Первый (меньший) из которых связывался с распределением концентрации излучающих ионов C^{1+} для линии СII, а второй с распределением следующего иона C^{2+} , который в случае рекомбинации электрона в верхнее возбужденное состояние может таким образом вносить вклад в излучение СII. На Рис. 1.8б продемонстрированы зависимости длин спада от положения макрочастицы вдоль большого радиуса. Из рисунка видно, что соответствующие длины спада уменьшаются по мере проникновения макрочастицы вглубь плазменного шнура и наблюдается их корреляция с соответствующими радиусами ионизации.

В работе [26] были подобраны степенные законы подобия (скейлинги) для зависимости длин спада от параметров разряда

$$l_{\parallel peak_sc}(n, T) = An_e^{-0.71 \pm 0.08} T_e^{-0.1 \pm 0.08}, \quad (1.6)$$

$$l_{\parallel ped_sc}(n, T) = An_e^{-0.5 \pm 0.2} T_e^{-0.3 \pm 0.1}, \quad (1.7)$$

Точность определения по ним проиллюстрирована на Рис. 1.9. Видно, что скейлинг неплохо описывает длину спада пика и несколько хуже длину спада пьедестала. Необходимо отметить, что в отличии от измерений на T-10 длины спада не увеличиваются по мере проникновения макрочастицы в плазму, а ведут себя, скорее, как длины спада в водородных облаках на T-10, т.е. уменьшаются пропорционально радиусу ионизации.

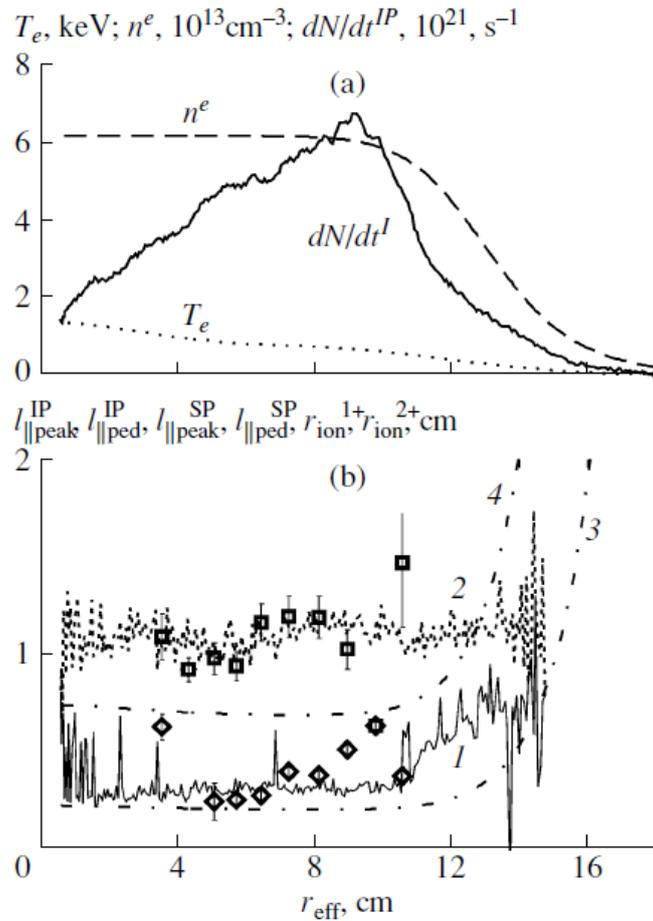


Рис. 1.8 Радиальные зависимости параметров плазмы и облаков в разряде #43580: а – n^e , T_e и dN/dt^I ; б – характерные длины пика и пьедестала и длины ионизации. Линии 1 – $l_{\parallel \text{peak}}^I$, 2 – $l_{\parallel \text{ped}}^I$, 3 – r_{ion}^{1+} , 4 – r_{ion}^{2+} . Символы: ромбы – $l_{\parallel \text{peak}}^M$, квадраты – $l_{\parallel \text{ped}}^M$.

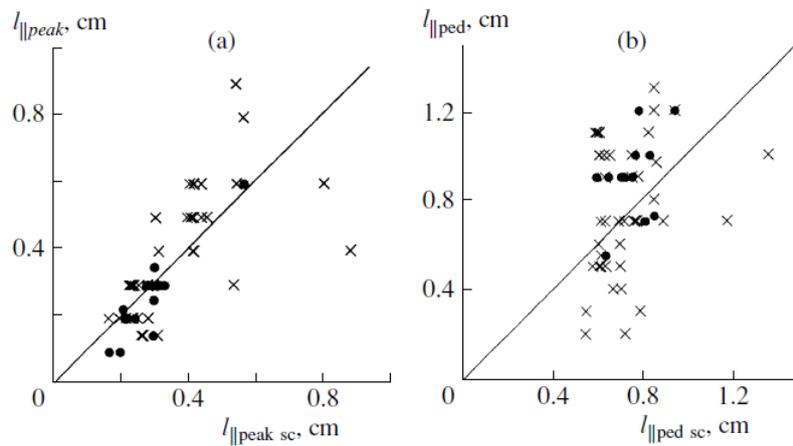


Рис. 1.9 Сопоставление измеренной и рассчитанной по скейлингу длин пика (а) и пьедестала (б). Круги соответствуют спектральному диапазону 723 ± 1 нм, кресты – диапазону 720 ± 5 нм.

В работе [40] изображения дейтериевых пеллетных облаков получались на токамаке Asdex Upgrade путем многократного фотографирования процесса испарения с помощью быстрой видеокамеры во всей видимой области спектра. Размер определялся как ширина на полувысоте (FWHM) продольного профиля распределения интенсивности на оси симметрии (см. Рис. 2.16). При анализе зависимости этого размера от параметров фоновой плазмы и инжекции получен закон подобия

$$l_{FWHM} = (1 \pm 0.2) v_{pel}^{-0.03 \pm 0.05} V_{pel}^{-0.09 \pm 0.04} T_e^{0.4 \pm 0.05} n_e^{0.13 \pm 0.08}, \quad (1.8)$$

где v_{pel} - скорость макрочастицы, V_{pel} - её объём, n_e , T_e - плотность и температура электронов фоновой плазмы в месте испарения макрочастицы. Точность определения размера по этому скейлингу проиллюстрирована зависимостью на Рис. 1.10.

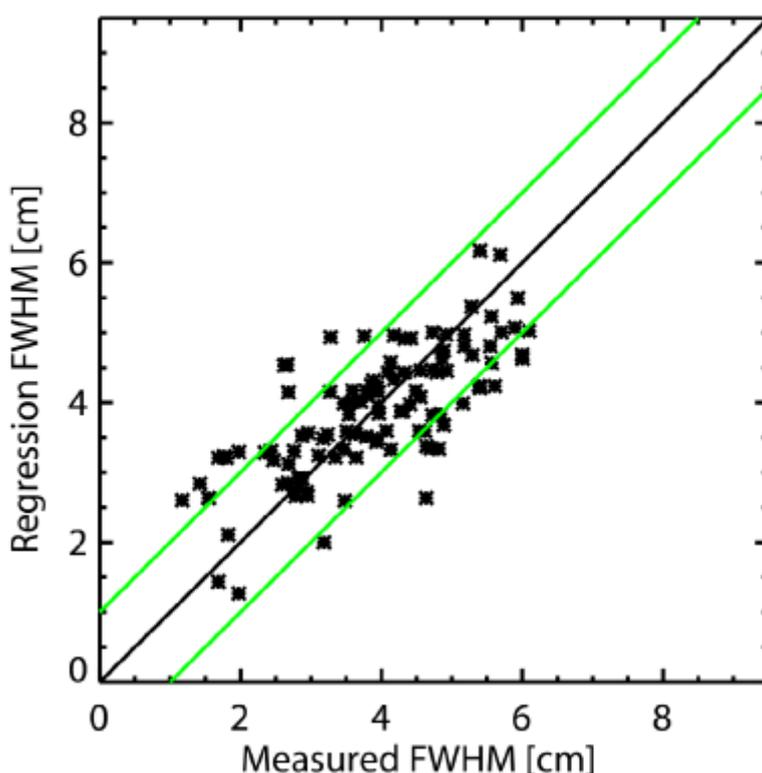


Рис. 1.10 Зависимость продольного размера пеллетного облака от рассчитанного по закону подобия (1.8). Черная линия означает совпадение рассчитанной длины и измеренной, зеленые прямые соответствуют отклонениям ± 1 см.

Видно, что предложенный закон подобия неплохо описывает имеющиеся данные. Также предложен вариант закона подобия, в котором определяющим параметром является скорость испарения \dot{N}

$$I_{FWHM} = (3.0 \pm 0.3) v_{pel}^{0.05 \pm 0.05} \dot{N}^{0.34 \pm 0.05}. \quad (1.9)$$

Такая зависимость согласуется с выводами исследований на T-10 [39], об определяющем влиянии скорости испарения на полный размер водородных и углеродных облаков, полученных в измерениях во всем видимом спектральном диапазоне. При этом она противоречит результатам с W7-AS [41], где наблюдается практически противоположенная зависимость, т.е. длина спада излучения, полученная в линиях углерода, уменьшается как с ростом концентрации так и с ростом температуры фоновой плазмы в месте нахождения макрочастицы. Возможное объяснение такого противоречия обсуждается в параграфе 4.1.3.

1.3.2. Концентрация и температура электронов вторичной холодной плазмы

Экспериментальное определение концентрации и температуры электронов в пеллетном облаке представляет значительную трудность. Быстрое движение, короткое время существования и значительная пространственная неоднородность исследуемого объекта в высокотемпературной плазме крайне ограничивает диапазон доступных методов исследования. Фактически, лишь спектроскопические измерения позволяют получать информацию о пеллетном облаке. В Таблице 1.1 собраны наиболее существенные данные об измерениях концентрации и температуры пеллетных облаков в установках с магнитным удержанием плазмы. Для каждого исследования указано, является ли оно разрешенным в пространстве и/или во времени.

Таблица 1.1. Измерения концентрации и температуры электронов в пеллетных облаках.

Установка	Материал пеллета	Измерения концентрации			Измерения температуры		
		$n_{cld},^*$ 10^{17}см^{-3}	тип простр. разреш.**	временная эволюция. (да/нет)	T_{cld} , эВ	тип простр. разреш.	временная эволюция (да/нет)
LHD [43]	C_8H_8	0.1 ÷ 0.8	0D	да	-	-	-
LHD [44]	H_2	2.1	0D	нет	1	0D	нет
LHD [45]	H_2	0.2 ÷ 3	2D	нет	-	-	-
LHD [46]	H_2	0.5 ÷ 2	1D	да	-	-	-
T-10 [47]	H_2, D_2	-	-	-	2 ÷ 3	1D	да
ASDEX-U [48]	D_2	1 ÷ 5	0D	да	1 ÷ 4	0D	да
PLT [49]	D_2	≤5	0D	да	1.2 ÷ 1.8	0D	да
TFTR [49]	H_2	3±1	0D	да	1.5±0.2	0D	да

TFR [50, 51]	D ₂	0.9 ÷ 1.2	1D	нет	1.6 ÷ 6.0	1D	нет
TEXT [52]	H ₂	0.5 ÷ 1.5	1D	нет	1.5 ÷ 5	1D	нет

* в случае разрешенных по времени либо по пространству измерений приводится весь диапазон сообщаемых в источнике данных,

** 0D – нульмерные, 1D – одномерные и 2D – двумерные измерения.

В работе [43] исследовалась эволюция концентрации электронов в углеводородном облаке, образующемся при испарении полистироловой макрочастицы в LHD. Измерения проводились с помощью спектрометра, устройство которого описано в параграфе 2.2.3. С его помощью измерялась ширина $\Delta\lambda$ измеренного спектрального профиля линии H β , который продемонстрирован на Рис. 1.11a. Концентрация определялась по измеренной ширине с помощью формулы

$$n_{cld} = \sqrt[1.04]{2.38 \times 10^{21} (\Delta\lambda)^{3/2}}, \quad (1.10)$$

которая является аппроксимацией табличных данных [53]. Выбранный метод не позволяет получить пространственное распределение концентрации электронов, но при этом возможно измерение изменения концентрации до ≈ 10 раз за время испарения. Обнаружена пропорциональность концентрации в облаке и скорости испарения макрочастицы, которая продемонстрирована на Рис. 1.11b.

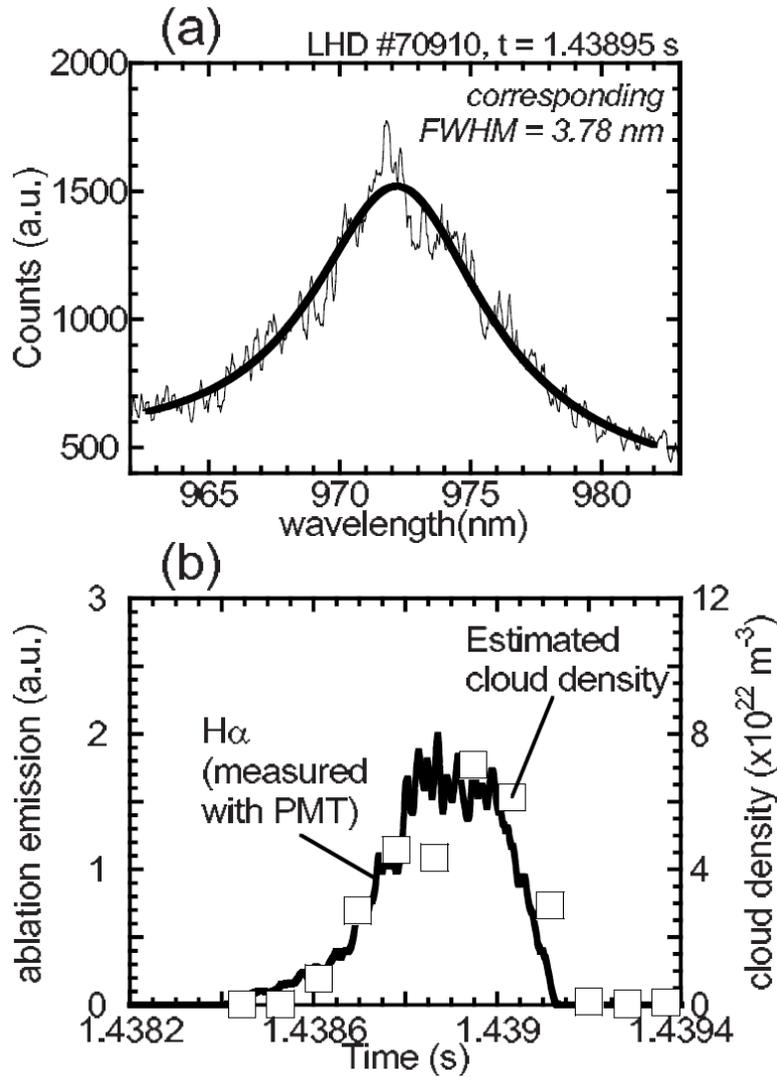


Рис. 1.11 Определение концентрации электронов путем анализа спектрального профиля излучения линии H_β (a) и сопоставление измеренных концентраций электронов и скорости испарения (b).

Концентрация электронов в облаке вблизи водородной макрочастицы в LHD измерялись тремя различными методами [44,45,46]. Во-первых, осуществлялся подбор температуры и концентрации электронов, так чтобы рассчитанный спектр излучения в видимой области соответствовал измеренному, что продемонстрировано на Рис. 1.12. Кроме того, использовалось фотографирование облака в двух спектральных интервалах полученные через фильтры с различной шириной полосы пропускания и центральной длиной волны вблизи линии H_β .

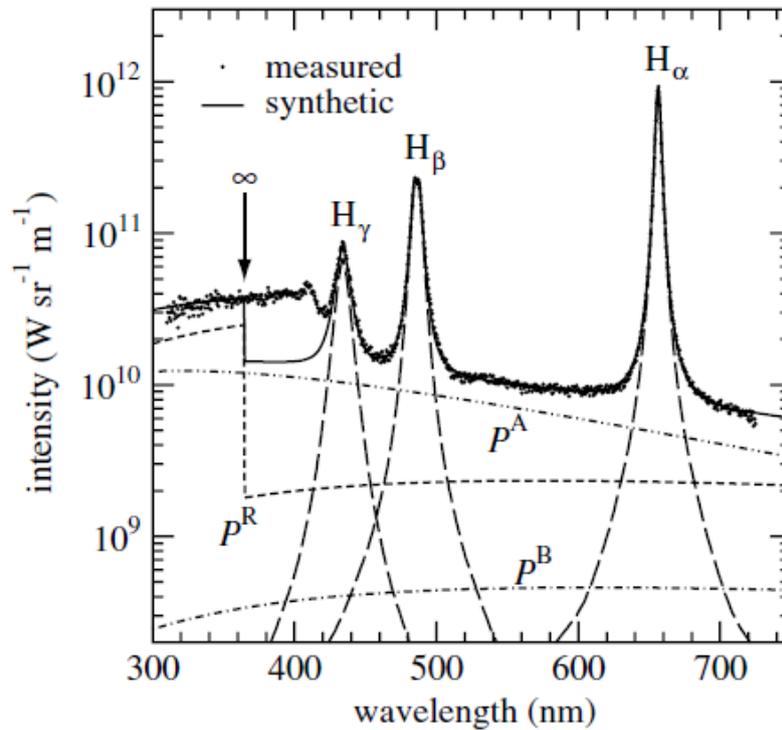


Рис. 1.12 Измеренный спектр излучения водородного облака и рассчитанный с учетом рекомбинационного и тормозного излучения, а также излучательной рекомбинации и излучательного прилипания.

Согласно расчетам [45] отношение полученных через них сигналов существенно зависит от концентрации электронов и слабо от температуры. В связи с этим возможно восстановление двумерного распределение концентрации электронов в облаке, пример которого приведен на Рис. 1.13.

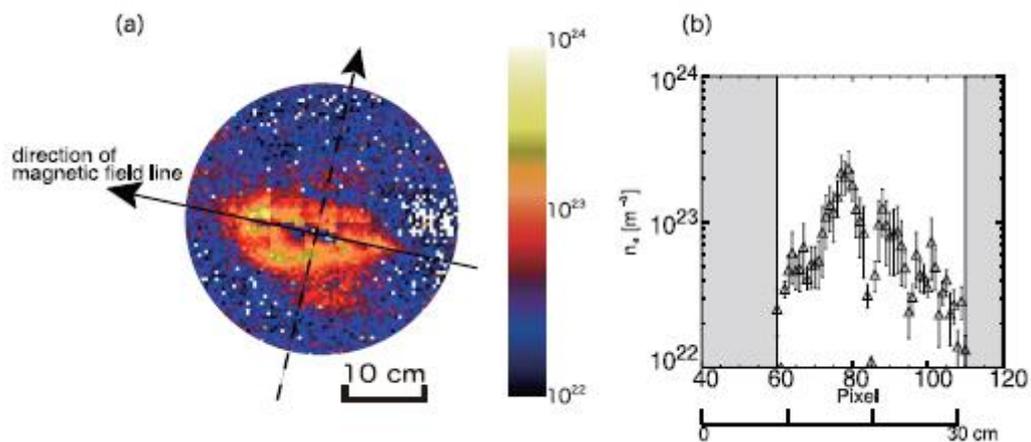


Рис. 1.13 Расположение оси облака (a) и измеренное на ней продольное распределение концентрации электронов (b)

В работе [46] предложен оригинальный подход к измерению одномерного продольного распределения концентрации электронов в водородном пеллетном облаке. В эксперименте траектория пеллета расположена таким образом, что при смещении макрочастицы вдоль неё пеллетное облако смещается в направлении своей оси относительно узкоколлимированного конуса наблюдения собирающей линзы. В результате этого осуществляется пространственное сканирование облака. Собранный излучение подается на вход спектрометра, с помощью которого осуществляется разрешенное по времени измерение уширения линии H_{β} . По измеренному уширению линии определяется концентрация электронов в соответствующей части облака. Пример измеренного распределения интенсивности (a) и концентрации (b) приведен на Рис. 1.14. Можно также заметить корреляцию между интенсивность излучения и концентрацией облака.

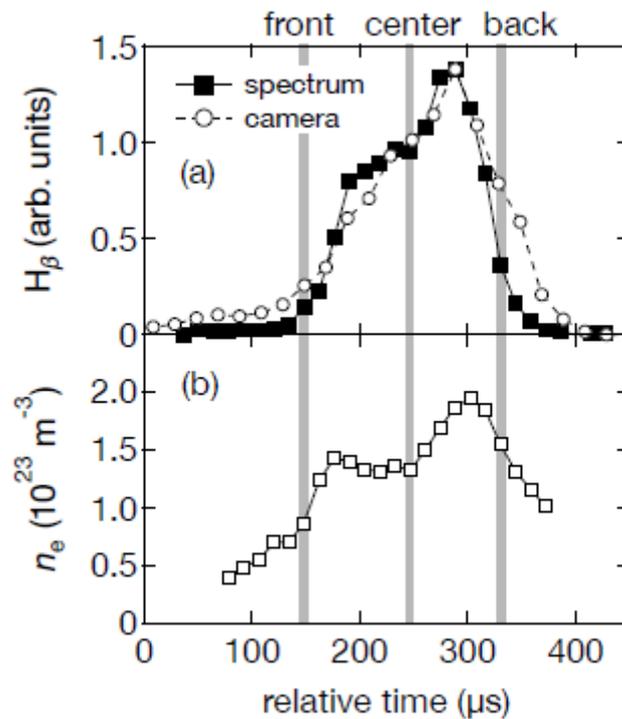


Рис. 1.14 Пространственное распределение интенсивности излучения облака вблизи водородной макрочастицы (a), квадратами отмечены интегральные значения интенсивности измеряемые спектрометром, кругами отмечены интегральные интенсивности регистрируемы камерой с узкой линией наблюдения; (b) значения n_e , полученные из анализа спектральных профилей H_{β} .

В работе [47] исследовались распределения температуры электронов в водородном облаке на токамаке Т-10. Температура определялась по отношению измеренной интенсивности излучения линии H_β (а также H_α) к интенсивности непрерывного спектра (см. Рис. 1.15).

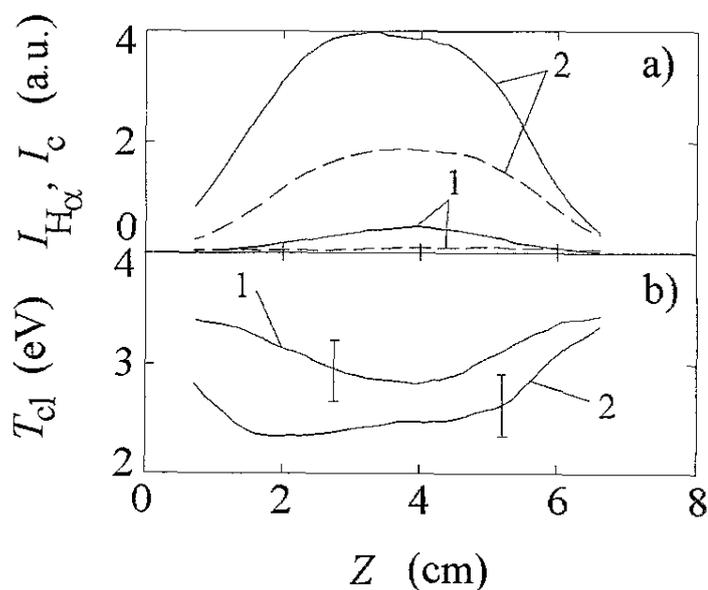


Рис. 1.15 а) продольное распределение интенсивности линии H_α (сплошная кривая) и непрерывного спектра (штриховая кривая), б) распределение температуры электронов в водородном пеллетном облаке. Цифрой 1 отмечены данные для начала испарения, 2 – для максимального испарения.

Распределения интенсивности измерялись посредством интегрального фотографирования через соответствующие интерференционные фильтры с выдержкой на протяжении всего времени испарения. За счет смещения облака поперёк линии наблюдения соответствующие распределения определялись в различные моменты испарения. На Рис. 1.16 показаны зависимости измеренной температуры в центре облака и её градиента в направлении оси облака от положения макрочастицы вдоль малого радиуса установки.

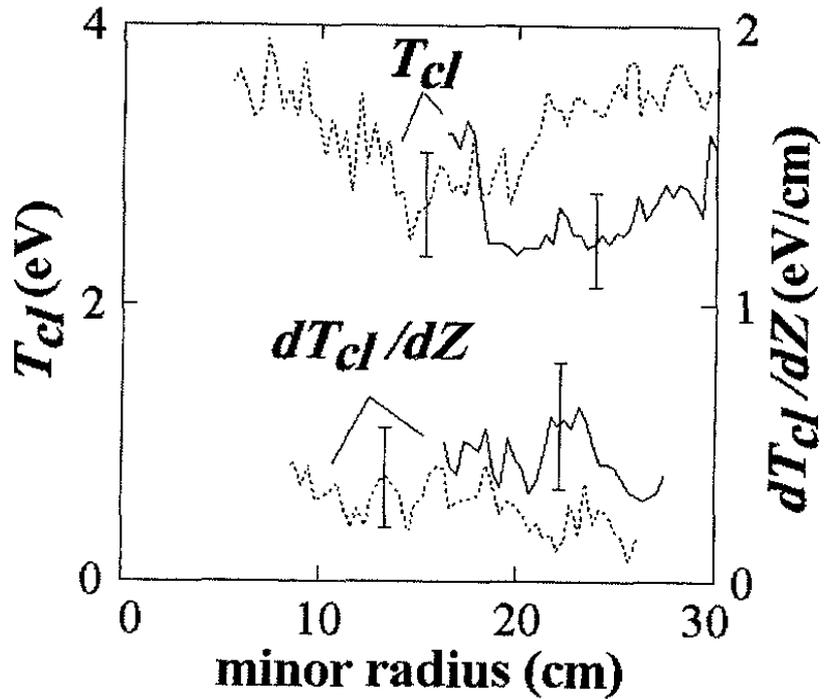


Рис. 1.16 Зависимость температуры в центре облака и её характерного градиента от положения макрочастицы вдоль малого радиуса установки. Сплошная кривая – разряд 58514, пунктирная кривая – разряд 58517.

В работе [48] предложен метод для одновременного определения концентрации и температуры электронов в дейтериевом пеллетном облаке. Он основан на том, что излучение в центре линии D_α подвержено самопоглощению, которое зависит от температуры. В результате этого форма линии становится отличной от Лоренцевской. В то же время, вдали от центра линии самопоглощение незначительно и её спектральная форма определяется Штарковским уширением, зависящим исключительно от концентрации. Для представленного на Рис. 1.17 спектрального профиля линии были определены $n_{cld} = (2 \pm 0.8) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $T_{cld} = 2.9 \pm 0.6 \text{ эВ}$.

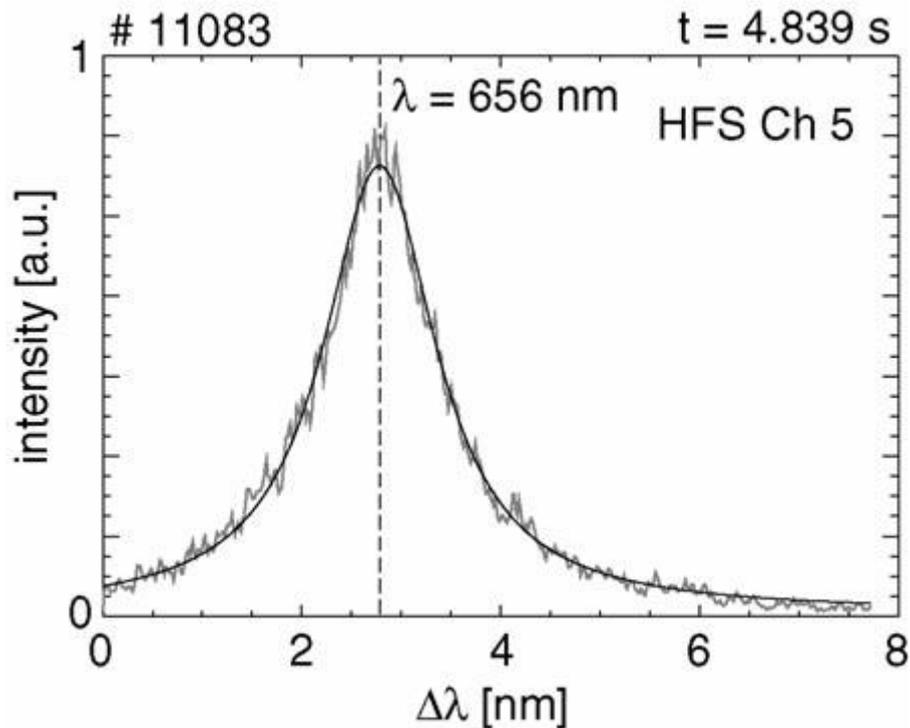


Рис. 1.17 Спектральный профиль линии D_{α} .

На установке PLT [49] измерения концентрации и температуры электронов в дейтериевых облаках осуществлялись с помощью монохроматора и полихроматора. В случае использования монохроматора, его центральная длина волна перестраивалась между идентичными разрядами таким образом, чтобы обеспечить измерение уширенного профиля линии D_{α} . Восстановленный таким образом спектральный профиль линии позволял определять концентрацию электронов в облаке. Использование полихроматора позволило многократно измерять уширение линии, а, следовательно, и концентрацию электронов в течении испарения макрочастицы. Аналогичный полихроматор использовался для измерений на TFTR [49]. При вычислении концентрации учитывалось возможное самопоглощение линии. На Рис. 1.18 приведен пример изменения концентрации электронов в процессе испарения трёх дейтериевых макрочастиц в плазме токамака TFTR. Пустые квадраты соответствуют толщине облака $\Delta = 0$ см, сплошные круги $\Delta = 0.5$ см и заполненные квадраты $\Delta = 2$ см.

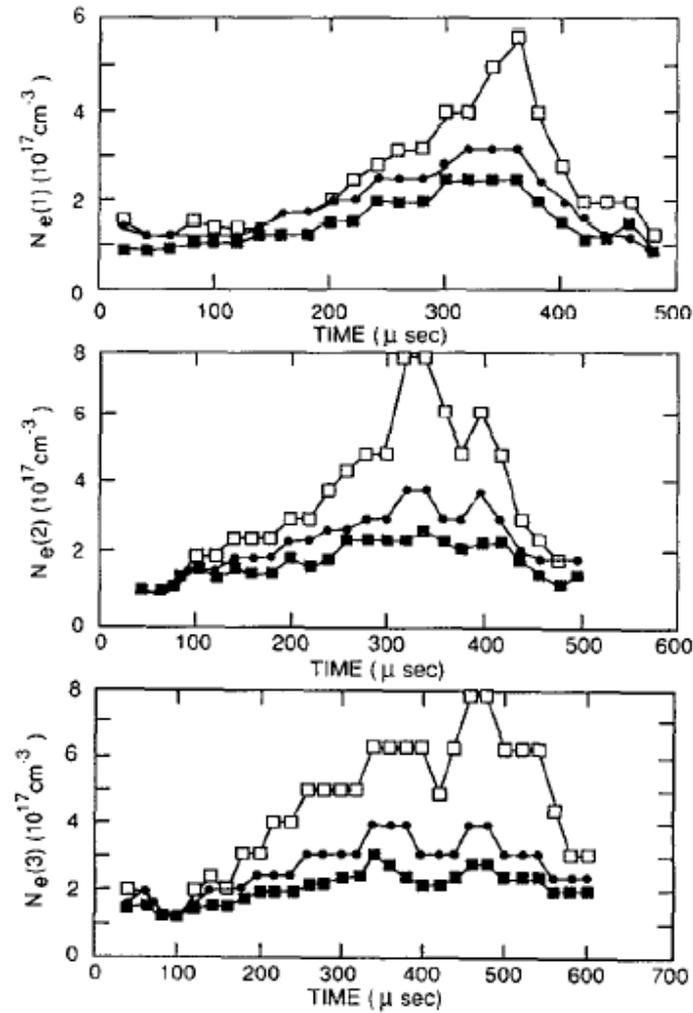


Рис. 1.18 Эволюция измеренной концентрации электронов в процессе испарения. Пустые квадраты соответствуют толщине облака $\Delta = 0$ см, сплошные круги $\Delta = 0.5$ см и заполненные квадраты $\Delta = 2$ см.

На установке TFR [50, 51] продольное распределение концентрации вычислялось по измеренным с помощью спектрометра профилям линии D_β . Распределение температуры строилось на основе измеренной концентрации облака, измеренного распределения интенсивности излучения D_β (полученных путем интегрирования измеренных спектральных профилей), и для заданной степени ионизации $\frac{n_{D_0}}{n_{cld}}$. Пример распределений концентрации и температуры электронов, а

также концентрации нейтральных атомов в предположении степени ионизации

$\frac{n_{D_0}}{n_{cld}} = 0.1$ приведен на Рис. 1.19.

DEUTERIUM PELLET ABLATION CLOUD

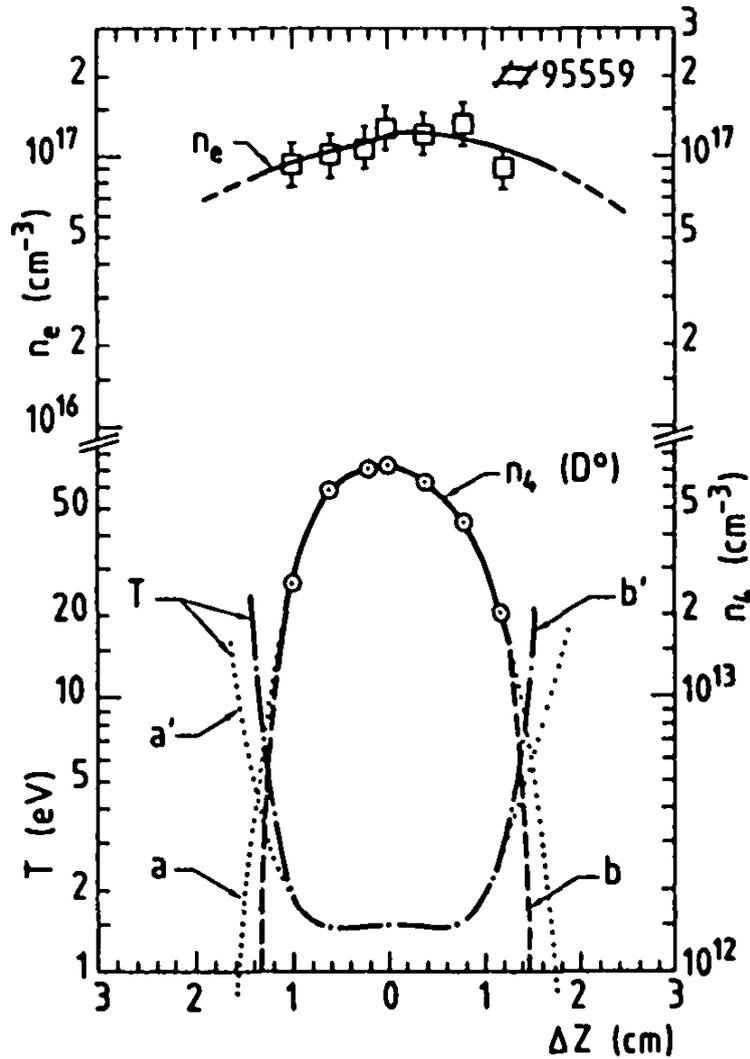


Рис. 1.19 Продольные распределения концентрации и температуры электронов, а также концентрации нейтральных атомов в дейтериевом пеллетном облаке в TFR. Степень ионизации для которой получено температурное распределение $\frac{n_{D_0}}{n_{cld}} = 0.1$. Кривые a и b соответствуют двум различным экстраполяциям числа нейтральных атомов.

На установке PLT [49] для исследования параметров водородного пеллетного облака использовались фотографирование, спектрометр и набор фотодетекторов, оснащенных интерференционными фильтрами. На Рис. 1.20 продемонстрирована временная эволюция температуры электронов в пеллетном облаке, измеренная по отношению интенсивности линий H_α и H_β .

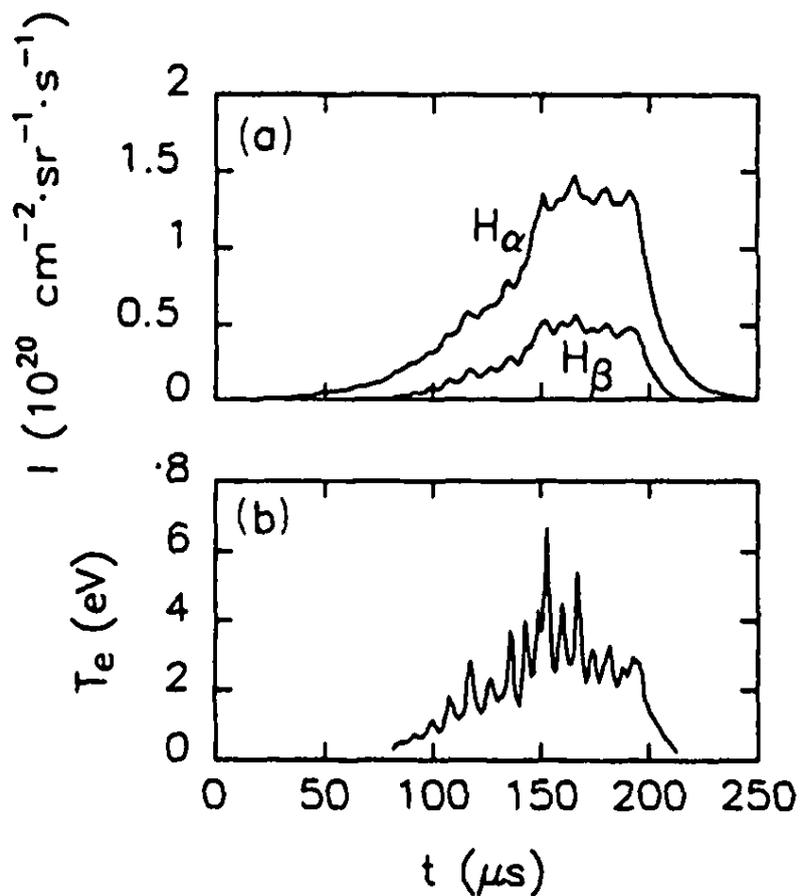


Рис. 1.20 Временная эволюция сигналов линий H_α и H_β а. Временная эволюция температуры электронов в облаке оценённая по отношению этих линий.

Пример продольного распределения концентрации и температуры электронов в пеллетном облаке показан на Рис. 1.21. Температура оценивалась по отношению интенсивности линий и непрерывного спектра, а концентрация по измеренному Штарковскому уширению линии H_α

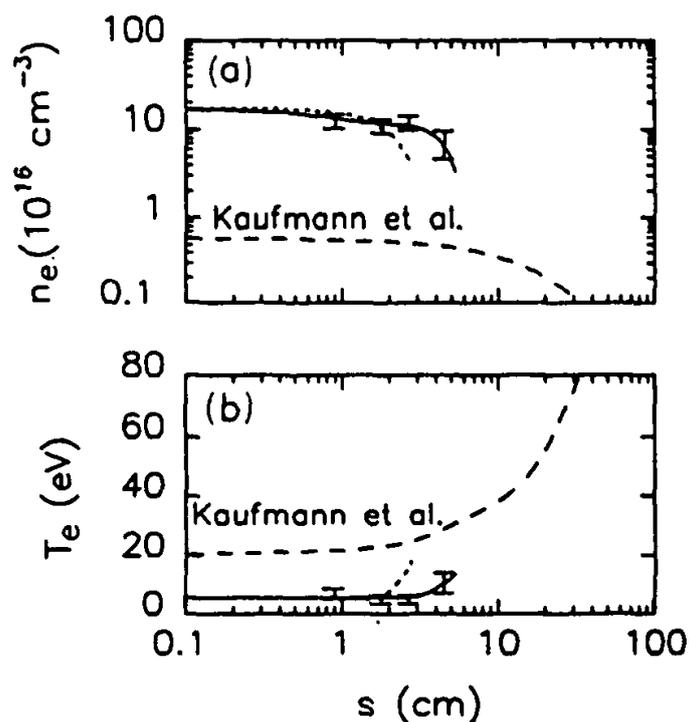


Рис. 1.21 Измеренные - сплошные кривые и рассчитанные по модели экранирования [54] – штриховые кривые продольные распределения концентрации (a) и температуры (b) электронов [52].

Как следует из вышеизложенного, в пеллетном облаке значения всех параметров значительно меняются на масштабе нескольких миллиметров. В частности, температура меняется от криогенных и комнатных значений вблизи макрочастицы до температур 1-10 кэВ фоновой плазмы. Концентрация электронов меняется от высоких значений 10^{16} - 10^{17} cm^{-3} вблизи примесных и 10^{17} - 10^{18} cm^{-3} вблизи водородных макрочастиц до значений 10^{13} - 10^{14} cm^{-3} в фоновой плазме. Поэтому измеренный в указанных выше работах профиль линии водорода $\text{H}\beta$ не просто усреднён по объёму излучающей части облака, а усреднён с весом равным концентрации излучающих атомов в каждой элементарном объёме, из которого регистрируется излучение. Таким образом, оценка электронной концентрации и/или температуры на основе интегральных (по облаку либо вдоль линии наблюдения) измерений интерпретируется достаточно сложным образом. В связи с этим для адекватной интерпретации результатов необходимо улучшать их пространственное разрешение и стремиться к определению локальных коэффициентов испускания в излучающих пеллетных облаках.

Помимо экспериментальных исследований информация о распределениях концентрации и температуры электронов в пеллетных облаках может быть получена с

помощью численного моделирования [40,55]. Так для исследованных в работе [40] изображений водородного пеллетного облака описана методика подбора такого модельного распределения концентрации и температуры, при котором рассчитанное с помощью столкновительно-излучательной модели [56] распределение интенсивности излучения из облака (т.н. синтетическая диагностика) совпадало с зарегистрированным в эксперименте с помощью камеры. Для этого продольное распределение параметров облака моделировалось с помощью кода LLP [57], а распределение параметров поперёк магнитного поля подбиралось с помощью квази-двумерного Q2D метода [58]. Полученные с помощью моделирования продольные распределения температуры электронов, а также концентрации атомов ионов и электронов приведены на Рис. 1.21. Расчет проводился для области интенсивного, близкого к максимальному, испарения со следующими параметрами: объем макрочастицы 2.14 мм^3 , скорость 500 м/с , концентрация электронов фоновой плазмы 10^{13} см^{-3} , температура электронов в ней 800 эВ .

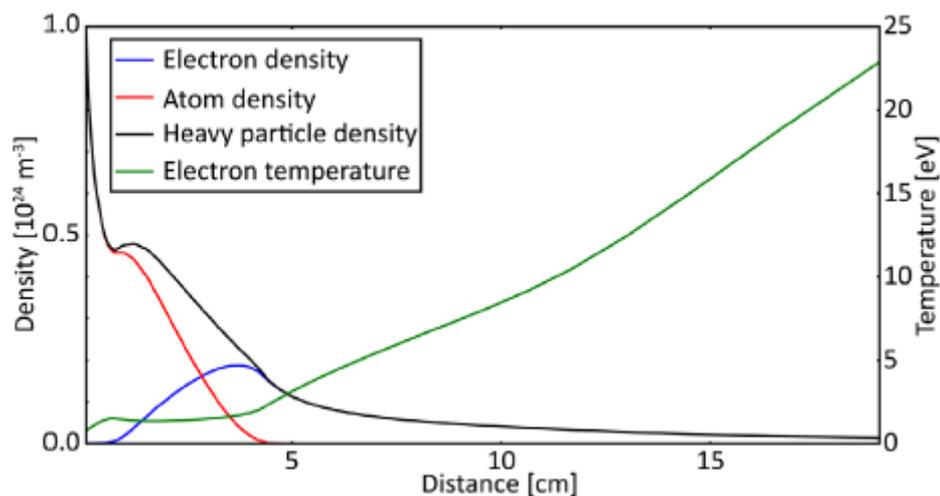


Рис. 1.22 Распределение концентрации электронов атомов, тяжелых частиц и температуры электронов

Из Рис. 1.21 видно, что за исключением участка нарастания температуры у самой поверхности макрочастицы температурное распределение неплохо воспроизводит температурные распределения, измеренные экспериментально. А именно, в центральной части облака $\leq 4 \text{ см}$ наблюдается область с почти постоянной температурой $\approx 2 \div 3 \text{ эВ}$ характерной для большинства экспериментальных наблюдений, и в области градиента температуры его значения $\approx 1 \text{ эВ/см}$. Значение градиента температуры соответствует измерениям на T-10 (см. Рис. 1.16), но почти на

порядок ниже значений градиентов температуры наблюдаемых в измерениях на TFR (см. Рис. 1.19). Отсутствие снижения температуры в самом центре облака на всех имеющихся экспериментальных данных может объясняться недостаточным пространственным разрешением при их измерении. На распределении концентрации электронов наблюдается провал в центральной части облака, который отсутствует на экспериментальных распределениях, представленных на Рис. 1.19 и 1.21, но присутствует распределениях на Рис. 1.13 и 1.14. Отсутствие провала концентрации электронов в центре облака в определённых измерениях может объясняться их недостаточным пространственным разрешением. На Рис. 1.23 сравниваются модельное и измеренное двумерные распределения интенсивности излучения из облака, а на Рис. 1.24 показано продольное распределение этих интенсивностей на оси облака.

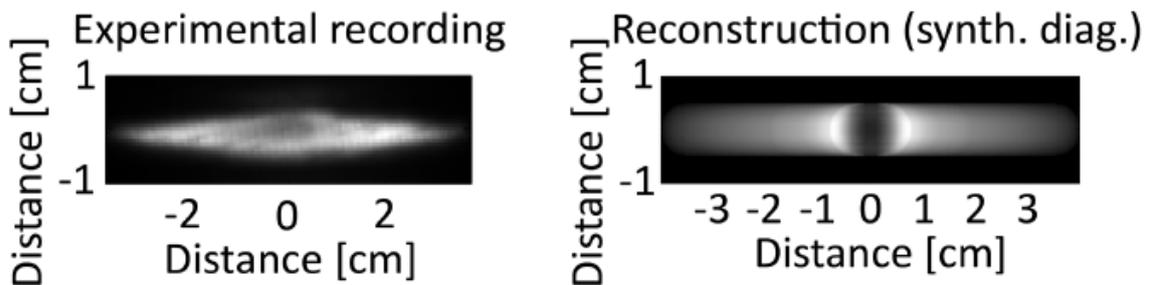


Рис. 1.23 Двумерные распределения излучения из облака. Слева зарегистрировано камерой, справа рассчитано с помощью моделирования.

Из представленных рисунков видно, что полученное с помощью моделирования распределение интенсивности излучения лишь качественно описывает экспериментально наблюдаемое, т.е. воспроизводится структура с двумя максимумами, однако характерные масштабы нарастания и спада интенсивности отличаются.

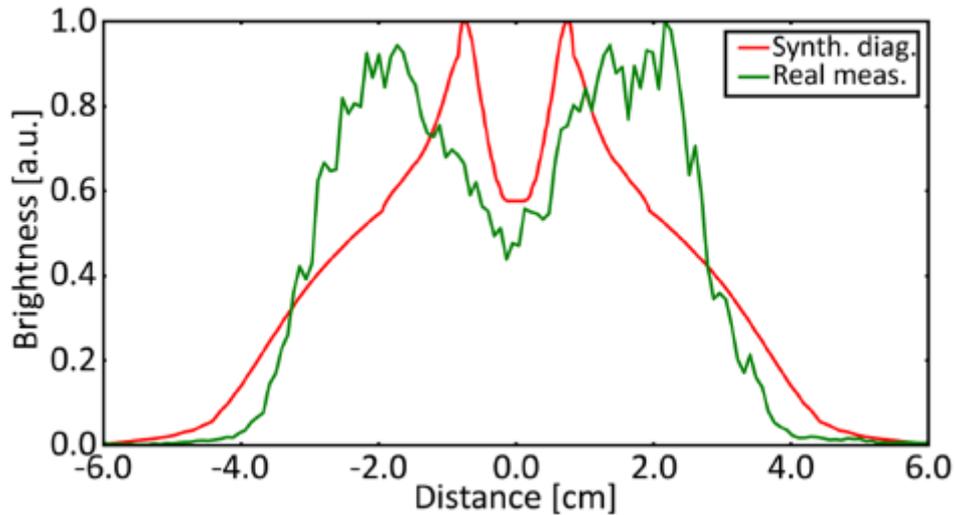


Рис. 1.24 Продольные распределения излучения из облака на его оси. Зеленая кривая - зарегистрированное камерой, красная - рассчитанное с помощью моделирования.

Для случая примесных макрочастиц имеющиеся экспериментальные сведения об облаках помимо измерений средней по облаку концентрации электронов вблизи полистироловых макрочастиц в LHD ограничиваются лишь измерением геометрических характеристик пространственных распределений в спектральных линиях различных ионов. А пространственные распределения концентрации и температуры электронов в таких облаках исследовались лишь с помощью моделирования. Так в работе [55] были рассчитаны распределения температуры (см. Рис. 1.25), а также концентрации электронов и ионов в различных состояниях ионизации (см. Рис. 1.26) вблизи углеродных макрочастиц испаряющихся в стеллараторе W7-AS. Видно, что на распределении температуры присутствуют те же особенности, что и для температурного распределения рассчитанного в водородном облаке: область нарастания температуры до значений $5 \div 6$ эВ на первых $2 \div 3$ мм от макрочастицы, затем область медленного нарастания температуры, и снова область быстрого нарастания температуры с градиентом ≈ 1 эВ/мм. При этом абсолютные значения температуры и её пространственного градиента для углеродных макрочастиц заметно выше по сравнению с соответствующими значениями для водородного пеллетного облака полученными в результате моделирования, представленного выше. Модельное распределение концентрации в углеродном облаке демонстрирует качественно иное поведение в сравнении модельным распределением в водородном облаке. Она быстро спадает более чем в два раза уже на первых $2 \div 3$ мм от

макрочастицы. Затем следует пологий участок, на котором концентрация спадает в два раза за ≈ 10 мм.

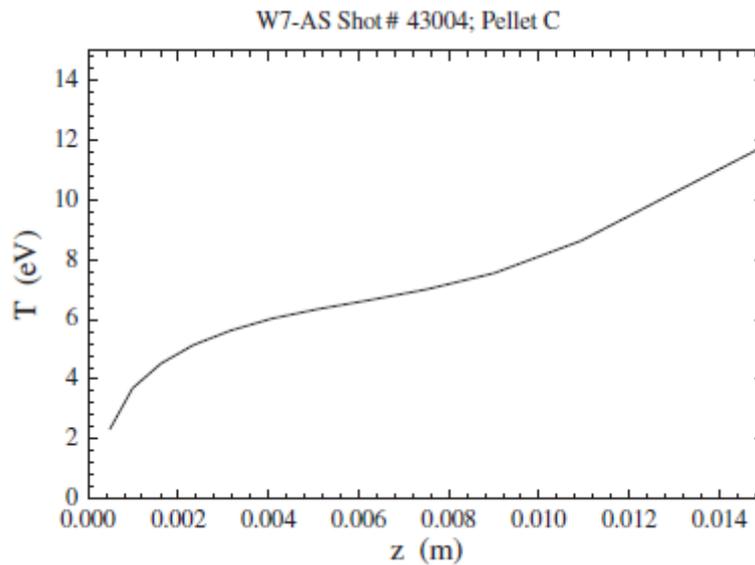


Рис. 1.25 Продольное распределение температуры электронов в углеродном облаке .

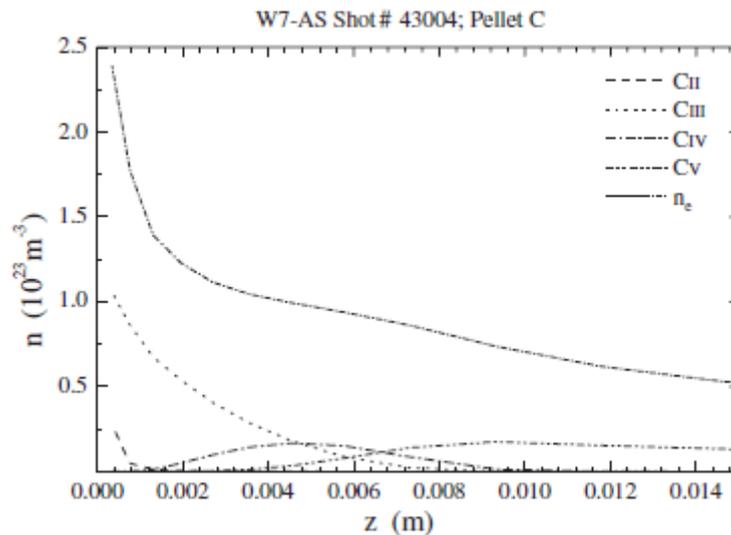


Рис. 1.26 Продольное распределение концентрации электронов, а также ионов в различных зарядовых состояниях в углеродном облаке.

Подводя итог по моделированию пеллетных облаков, можно сделать вывод, что существующие модели не описывают в полном объеме имеющиеся экспериментальные сведения о параметрах как водородных, так и углеродных пеллетных облаков. Можно также отметить отсутствие модели для исследуемых в диссертации углеводородных облаков.

1.4. Постановка задачи

Несмотря на значительный прогресс в изучении физики испарения твёрдых макрочастиц в высокотемпературной плазме, сведения о структуре плазменного облака вблизи макрочастиц остаются достаточно скудными. Они недостаточны для реализации перспективного метода измерения высокоэнергетической части функции распределения ионов посредством РСХ диагностики. Кроме того, недостаточно экспериментальных данных для понимания вклада плазменной части облака при экранировании потоков тепла из фоновой плазмы на поверхность макрочастицы. В связи с этим, для изучения структуры пеллетных облаков были сформулированы следующие задачи:

1. Разработка методики и создание аппаратуры для измерения пространственных распределений температуры и концентрации электронов в пеллетном облаке.
2. Экспериментальные исследования облаков вторичной плазмы вблизи полистироловых макрочастиц, испаряющихся в высокотемпературной плазме гелиотрона LHD в разрядах с различными параметрами плазмы и макрочастицы.
3. Создание моделей для описания наблюдаемых процессов и явлений при взаимодействии полистироловой макрочастицы с плазмой.

2. Оборудование для экспериментального исследования пеллетных облаков в LHD

В разделе 2.1 представлены параметры установки LHD, а также мониторные диагностики, данные которых используются при анализе полученных данных. В разделе 2.2 описывается система примесной инжекции TESPEL. В разделе 2.3 изложены конструкция созданного специально для проводимого исследования изображающего полихроматора и алгоритм обработки получаемых с его помощью изображений.

2.1. Гелиотрон LHD и его основные диагностики

Установка представляет собой гелиотрон с соотношением полоидального/тороидального чисел обхода $2/10$, большим радиусом $3.6\div 4.0$ м и малым радиусом 0.6 м плазменного шнура [20,21]. Полоидальное сечение удерживаемой плазмы имеет эллипсоидальную форму с размерами полуосей последней замкнутой магнитной поверхности (LCMS) до 0.9 м и до 0.40 м соответственно. Магнитное поле в

сверхпроводящих катушках до 3 Т. К настоящему моменту она оснащена инжекторами нейтральный пучков (NBI) общей мощностью ≈ 28 МВт, а также системами высокочастотного нагрева ≈ 3 МВт в области ион-циклотронного резонанса (ICH) и ≈ 5.4 МВт в области электрон-циклотронного резонанса (ECH).

Схема расположения основных диагностик и систем нагрева установки (см. обзор [59]) приведена на Рис. 2.1. На настоящее время достигнут следующий диапазон параметров плазмы: температура электронов $0.25 \div 20$ кэВ, концентрация $2 \times 10^{12} \div 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Типичные времена удержания энергии в установке составляют $\approx 50 \div 100$ мс. Для измерения радиальных распределений температуры и концентрации электронов используется диагностика Томсоновского рассеяния [60], которая имеет до 200 каналов и позволяет получать детальные профили электронной температуры плазмы каждые 10 мс. Для измерения средне-хордовых концентраций используется инфракрасный интерферометр (FIR) [61].

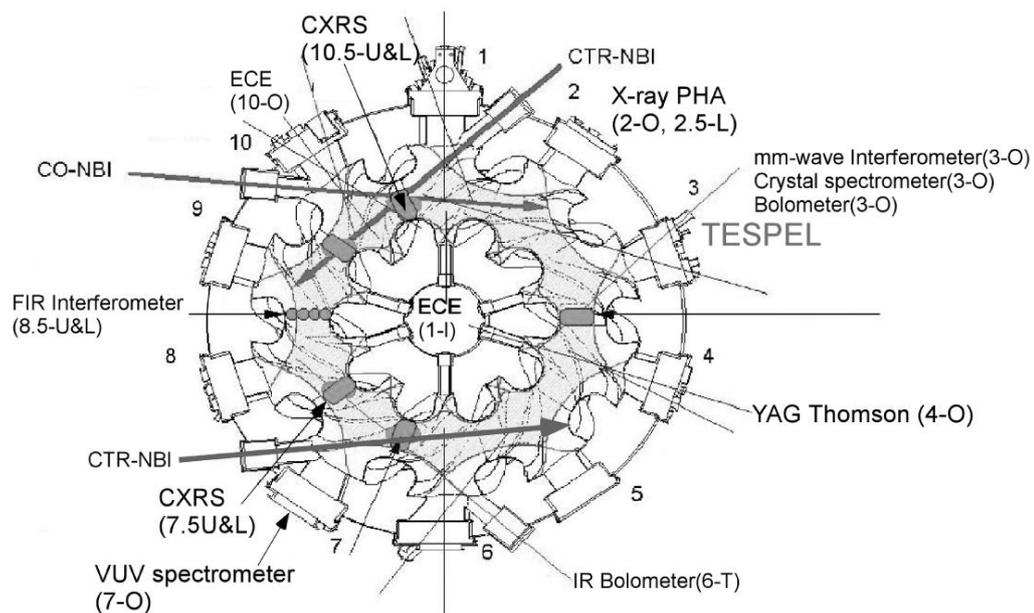


Рис. 2.1 Схема расположения основных диагностик стелларатора LHD.

В используемых для исследования пеллетных облаков разрядах плазма поддерживается при помощи инжекции пучка нейтральных атомов (NBI). Мощность со- и противоположенных NBI (относительно магнитного поля) была сбалансирована с целью избежать появления некомпенсированного теплового потока на одну из сторон макрочастицы, что могло бы привести к значительному смещению пеллета относительно области обзора полихроматора из-за реактивного ускорения

приобретаемого пеллетом в результате повышенного испарения на одной из его сторон. Мощность NBI нагрева в исследуемых разрядах варьировалась в пределах $8 \div 14$ МВт. Измеренные значения концентрации и температуры электронов в месте испарения пеллета лежат в пределах $(1 \div 5) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $(0.8 \div 1.5)$ кэВ, соответственно. Значения скорости испарения макрочастицы $dN_{C_8H_8}/dt$ при таких параметрах лежат в пределах $(1 \div 10) \times 10^{21}$ мономер/с, где под мономером подразумевается молекула стирола $-CH_2-CH(C_6H_5)-$. На Рис. 2.2 по осям отложены значения концентрации и температуры электронов фоновой плазмы при которых проводились исследования в данной работе.

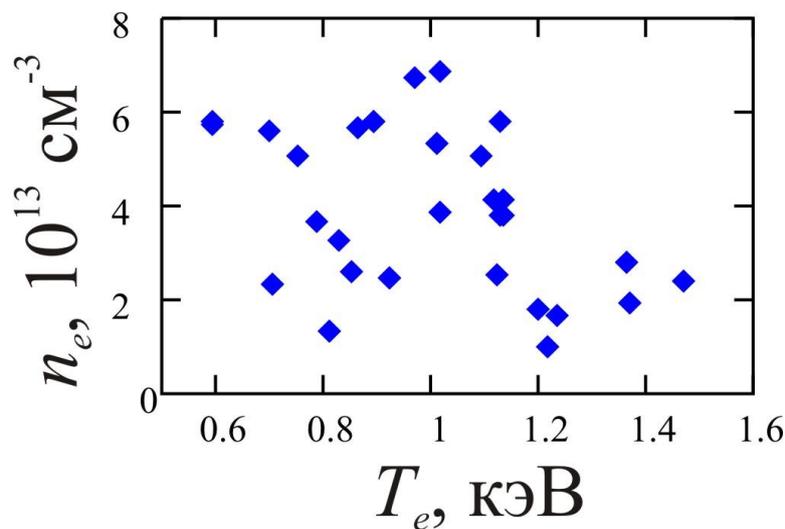


Рис. 2.2 Концентрация и температура электронов при которых проводились измерения параметров углеводородных пеллетных облаков.

В Таблице А3.1 суммированы данные о значениях экспериментальной скорости испарения макрочастицы, температуры и концентрации электронов фоновой плазмы, магнитного поля, скорости макрочастицы, мощности NBI нагрева.

2.2. Система примесной инжекции TESPEL

Система предназначена для исследования процессов переноса примеси в гелиотроне LHD. Она также применяется для исследования процесса испарения примесных макрочастиц. Кроме того, облако вблизи испаряющейся макрочастицы является локализованным источником нейтралов перезарядки для анализатора нейтральных частиц. Система включает пневматический инжектор для ускорения

макрочастиц, описание которого приведено в параграфе 2.2.1, широкообзорный датчик для измерения скорости испарения оболочки и трейсера, описанный в параграфе 2.2.2, а также спектрометр для разрешенных во времени измерений выбранного участка спектра, который описан в параграфе 2.2.3.

2.2.1. Инжектор примесных макрочастиц TESPEL

Инжектор TESPEL представляет собой газодинамический инжектор для ускорения примесных макрочастиц размером $500 \div 900$ микрон до скоростей $400\text{--}450$ м/с. Он оснащён системой из трёх пролётных датчиков для измерения скорости. Макрочастица представляет собой сферическую полистироловую оболочку, внутрь которой могут помещаться частицы тяжёлой примеси - трейсер. Материал трейсера может варьироваться. Такая система обеспечивает испарение трейсера в заданной области плазмы. В исследовании, которому посвящена данная диссертация использовались макрочастицы размером $850 \div 900$ микрон без трейсера. Макрочастица инжектируется в экваториальной плоскости в направлении вдоль большого радиуса установки. Схема расположения инжектора и основных диагностик для исследования испарения показана на Рис. 2.3 [62].

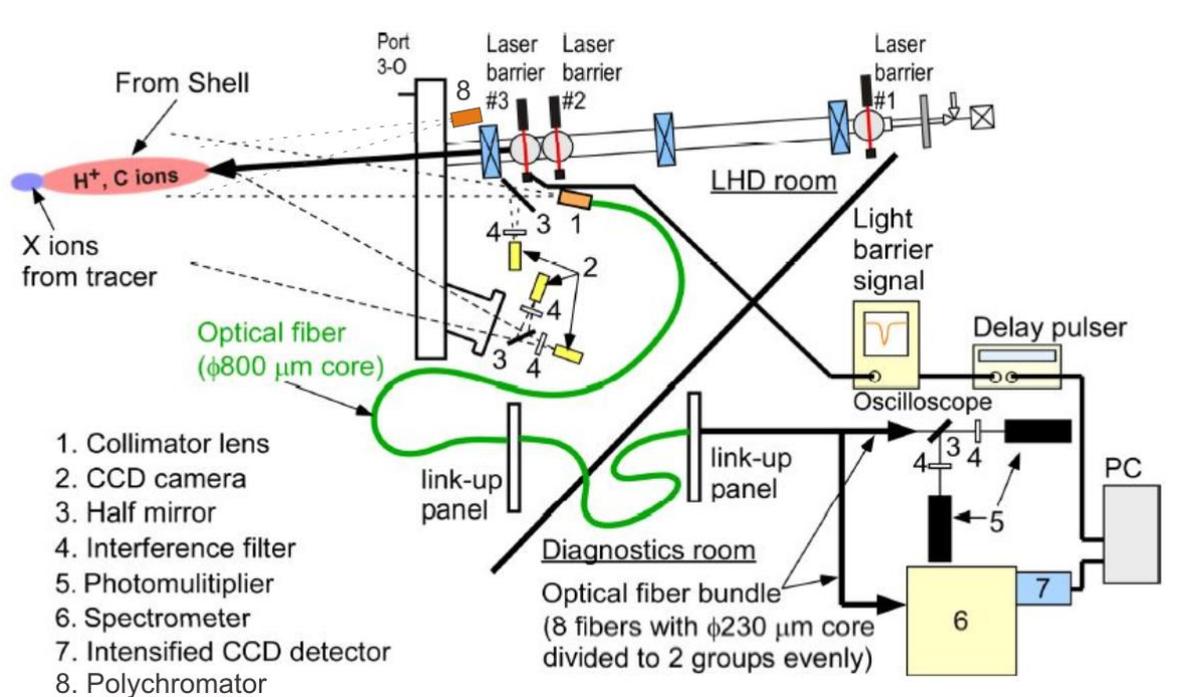


Рис. 2.3 Схема расположения основных диагностик TESPEL для регистрации излучения при испарении макрочастицы [62].

2.2.2. Широкообзорный датчик для измерения скорости испарения

Излучение макрочастицы собирается линзой 1 (см. Рис. 2.3) и с помощью оптического световода через полупрозрачное зеркало 3 и интерференционные светофильтры 4 подается на вход двух фотоумножителей 5. Светофильтры позволяют регистрировать излучение в различных спектральных линиях $-H_\alpha$, LiI, LiII, SiI, TiI и др. с частотой 1 МГц. Измеренная зависимость излучения линии H_α позволяет оценить зависимость скорости испарения от времени в предположении что полная интенсивность излучения линии пропорционально скорости испарения

$$I_{H_\alpha}(t) \sim \frac{dN_{C_8H_8}}{dt}. \quad (2.1)$$

Это предположение легко обосновать для случая если ионизация и возбуждение атомов в облаке определяется столкновениями с электронами фоновой плазмы. В стационарных условиях скорость испарения равна скорости ионизации

$$\frac{dN_{C_8H_8}}{dt} = \frac{1}{8} n_{cld}^0 n_e \langle \sigma_{H^{*1 \rightarrow +} v} \rangle_{hot}. \quad (2.2)$$

Здесь n_{cld}^0 - концентрация нейтральных атомов в облаке, $\langle \sigma_{H^{*1 \rightarrow +} v} \rangle_{hot}$ - скоростной коэффициент ионизации из основного состояния электронами фоновой плазмы. Интенсивность излучения линии пропорциональна скорости возбуждения верхнего состояния соответствующего перехода

$$I_{H_\alpha}(t) \sim n_{cld}^0 n_e \langle \sigma_{H^{*1 \rightarrow 3^p} v} \rangle_{hot}. \quad (2.3)$$

где $\langle \sigma_{H^{*1 \rightarrow 3^p} v} \rangle_{hot}$ - скоростной коэффициент возбуждения уровня с главным квантовым числом $n = 3$ электронами фоновой плазмы. Тогда

$$\frac{dN_{C_8H_8}}{dt} \sim I_{H_\alpha}(t) \frac{\langle \sigma_{H^{*1 \rightarrow +} v} \rangle_{hot}}{\langle \sigma_{H^{*1 \rightarrow 3^p} v} \rangle_{hot}} \quad (2.4)$$

Для высоких температур отношение скоростных коэффициентов ионизации и возбуждения можно считать постоянным вдоль всей траектории макрочастицы. В случае, когда ионизация и возбуждение определяются электронами вторичной плазмы облака, требуется более детальное рассмотрение. Оно было выполнено в работах [63,64] и подтвердило правомерность использования пропорциональности (2.1)

Таким образом, скорость испарения из измеренного сигнала может быть определена как

$$\frac{dN_{C_8H_8}}{dt} = \frac{I_{H\alpha}(t)}{\int_{\tau_{start}}^{\tau_{end}} I_{H\alpha}(\tau) d\tau} \frac{4}{3} \frac{\pi r_{pel0}^3 \rho_{C_8H_8}}{\mu_{C_8H_8}}, \quad (2.5)$$

где плотность полистирола $\rho_{C_8H_8} = 1.05 \text{ г/см}^3$, $\mu_{C_8H_8}$ - масса мономера C_8H_8 , r_{pel0} - начальный радиус макрочастицы.

В работе [28] отмечается хорошее совпадение измеренных вышеописанным способом скоростей испарения полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD со скоростями, рассчитанными по модели нейтрального экранирования. Полученные в диссертации результаты измерения скорости испарения также подтверждают сделанный в [28] вывод. Скорости испарения, измеренные во множестве разрядов в моменты срабатывания полихроматора, неплохо совпадают с рассчитанными по закону подобия из работы [28], что продемонстрировано на Рис. 2.4.

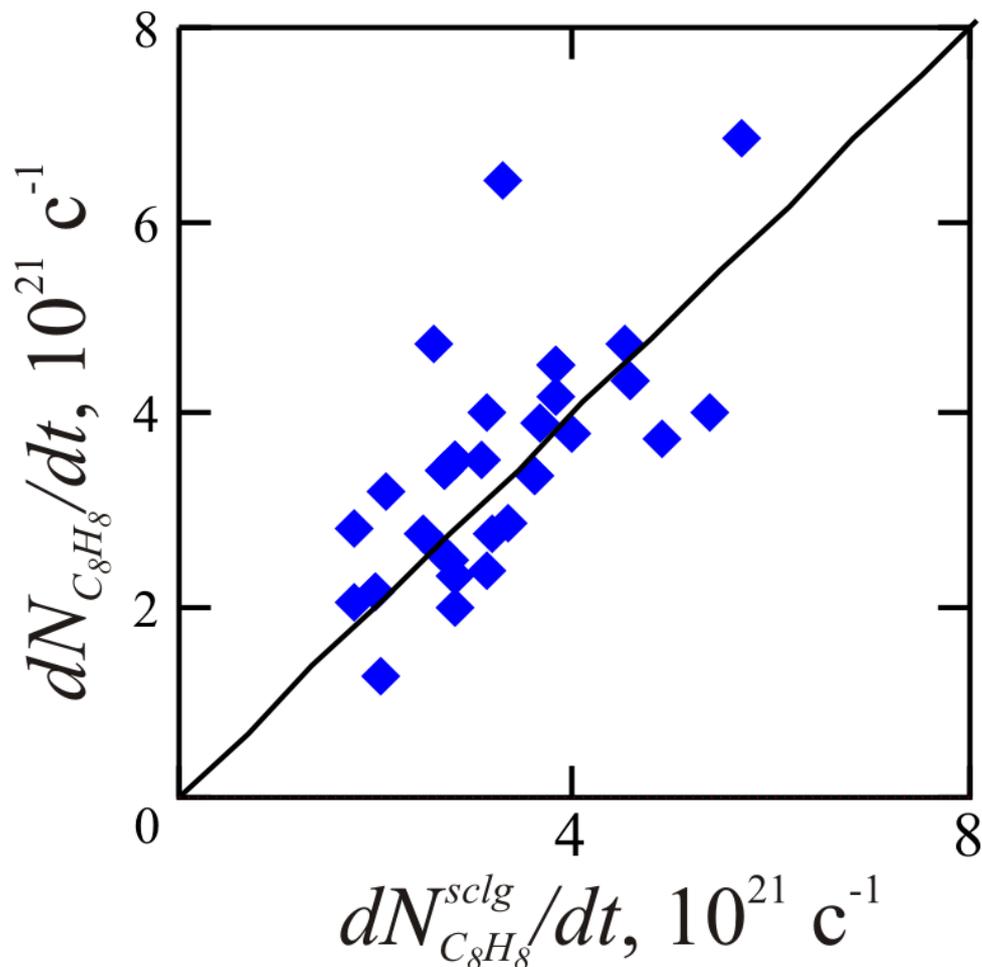


Рис. 2.4 Сопоставление экспериментальной оценки скорости испарения и оценки по скейлингу из работы [28]

На основе измеренной скорости полета макрочастицы и местоположения последнего пролетного датчика осуществлена привязка значения скорости испарения к положению макрочастицы вдоль большого радиуса установки. Пример зависимости скорости испарения от положения макрочастицы по большому радиусу приведен на Рис. 2.5. На рисунке также представлены распределения концентрации и температуры электронов фоновой плазмы. Момент срабатывания и время экспонирования полихроматора отмечены вертикальными прямыми.

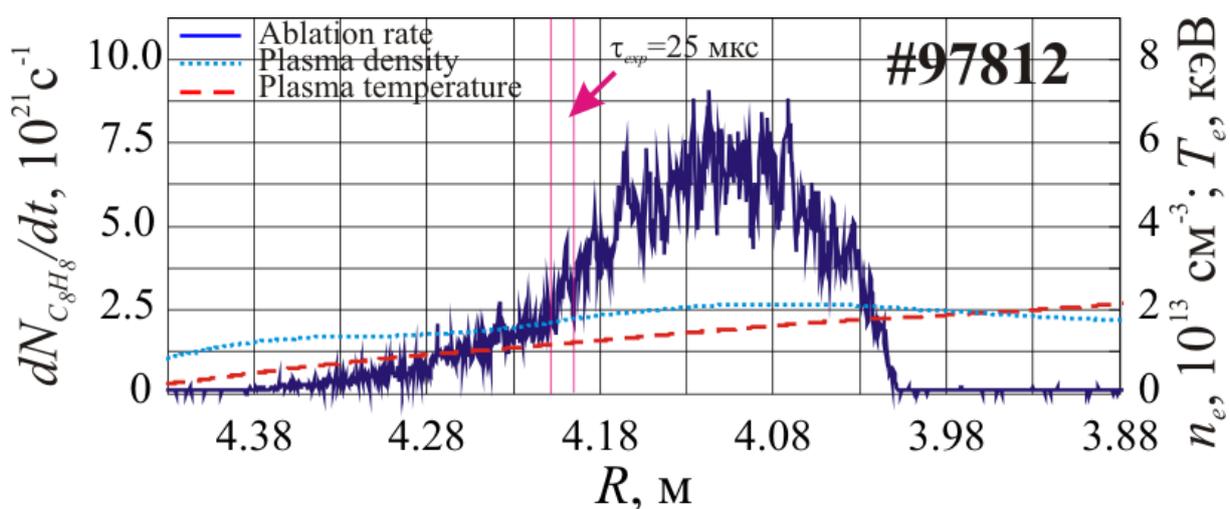


Рис. 2.5 Зависимость скорости испарения макрочастицы от её положения вдоль большого радиуса установки показана сплошной кривой. Распределение концентрации электронов фоновой плазмы показано пунктирной кривой. Распределение их температуры показано штриховой кривой. Вертикальными прямыми отмечен момент срабатывания полихроматора и время экспонирования.

2.2.3. Спектрометр для проведения разрешённых по времени измерений спектров излучения пеллетного облака

Для измерения спектра излучения полистиролового облака собранное линзой 1 излучение с помощью ответвления оптического световода \varnothing 800 микрон подается на вход 250 мм (F/4.3) Czerny-Turner спектрометра 6 (см. Рис. 2.3) с детектором 7, который представляет собой электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с ПЗС матрицей (Andor DH534-FK). Детектор работает в быстром кинетическом режиме приема. Принцип работы состоит в том, что на короткое время ЭОП обеспечивает регистрацию спектра на 42 строках ПЗС матрицы. Затем напряжение ЭОП снимается, и все строки матрицы сдвигаются в направлении считывающего регистра со скоростью 1 строка за 2 мкс. Это повторяется до тех пор, пока вся матрица не заполняется изображениями

спектра, полученными через каждые 84 мкс. Таким образом, удавалось получать до 10 спектрограмм во время испарения макрочастицы в плазме. Данные этих измерений использовались при выборе фильтров для изображающего полихроматора (см. Рис. 2.7), а также для сопоставления с интегральными сигналами в каналах полихроматора (см. Рис. 2.9.).

2.3. Фильтро-линзовый изображающий полихроматор

В параграфе 2.3.1 приводится принципиальная схема и описывается устройство девятиканального изображающего полихроматора установки LHD. В параграфе 2.3.2 показана оптическая прозрачность облака для линии H_{β} необходимая для восстановления локальных коэффициентов испускания. Алгоритм восстановления требует калибровки и поворота полученных изображений облаков, описанные в параграфе 2.3.3. В параграфе 2.3.4 изложен метод восстановления локальных коэффициентов испускания по методу Пирса с регуляризацией Тихонова. В заключительном параграфе 2.3.5 приводятся определения геометрических характеристик пеллетных облаков, используемых в дальнейшем анализе.

2.3.1. Схема и принцип работы

Девятиканальный изображающий полихроматор предназначен для получения мгновенных фотографий светящегося облака вблизи испаряющихся в плазме макрочастиц. На Рис. 2.6 приведена принципиальная схема устройства. Изображающий полихроматор имеет девять каналов, пронумерованных $k = 1..9$ В каждом из каналов располагается линза (диаметр 10 мм, фокусное расстояние 190 мм), а также индивидуально подобранные интерференционный фильтр и диафрагма, параметры которых собраны в Таблице 2.1.

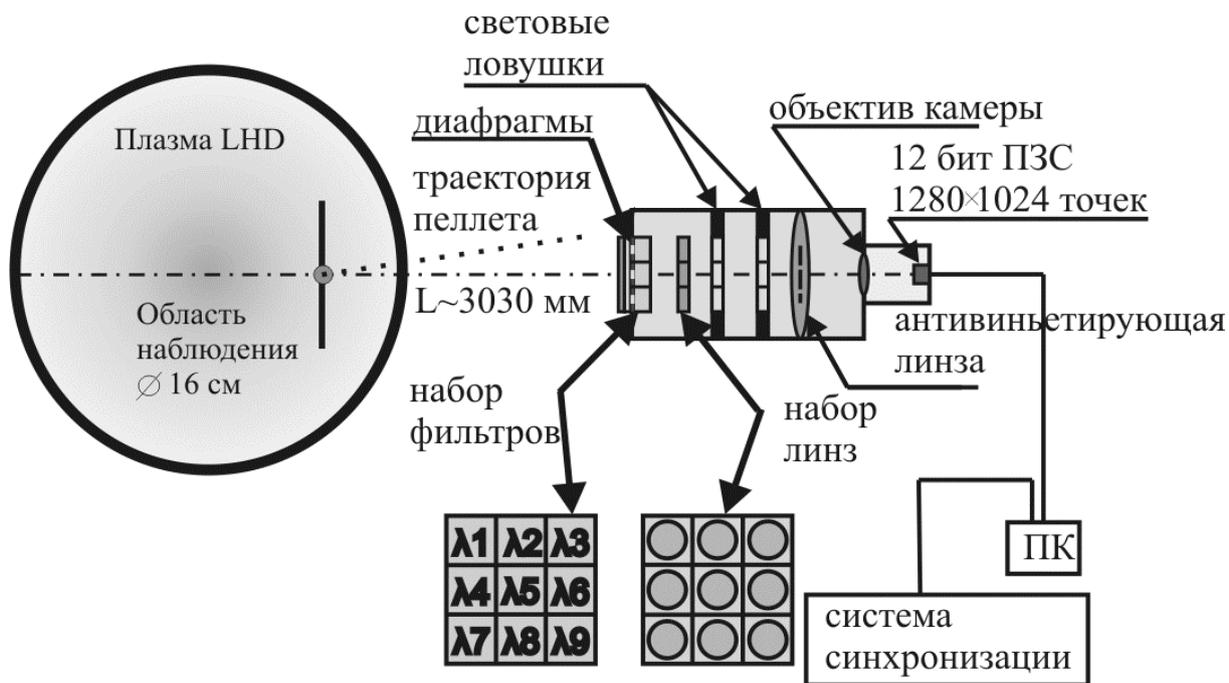


Рис. 2.6 Принципиальная схема изображающего полихроматора.

Две чернѐные пластины с коллимированными отверстиями выполняют роль световых ловушек. Для регистрации изображений применяется двенадцатиразрядная компактная цифровая камера с электронным затвором PCO “Pixelfly” с ПЗС матрицей разрешением 1280×1024 и размером пикселя 6.7×6.7 мкм оснащенная объективом Canon RHF12 1.4. Для оптического согласования входных апертур каналов полихроматора с объективом камеры использовалась антивиньетирующая линза (диаметр 53 мм, фокусное расстояние 75 мм), расположенная в плоскости промежуточных изображений. Все элементы располагаются в чернѐном внутри корпусе. Время экспонирования в эксперименте устанавливалось в пределах $10 \div 30$ мкс в зависимости от ожидаемой в эксперименте засветки ПЗС сенсора. Это время значительно меньше времени полного испарения макрочастицы в плазме, составляющего $400 \div 600$ мкс. Нижняя граница 10 мкс определялась техническими характеристиками камеры, а в случае недостаточной засветки время экспонирования увеличивалось до 30 мкс. За это время макрочастица пролетает до 1.5 см в направлении движения, что существенно превышает поперечные размеры светящегося облака $0.5 \div 1.0$ см. В связи с этим наблюдение проводилось под малым углом $\approx 2^\circ$ к направлению инъекции макрочастицы. При таком расположении диагностики и в предположении, что само облако не изменяет своей структуры за время экспонирования, смещение макрочастицы вдоль траектории не

приводит к «смазыванию» получаемого изображения, что является необходимым условием для исследования внутренней структуры пеллетных облаков. Независимый подбор диафрагм в каждом канале полихроматора позволяет оптимальным образом использовать доступный динамический диапазон ПЗС сенсора при съемке в различных участках спектра, на которых может существенно различаться коэффициент испускания (например, центральная часть спектральной линии и дальняя часть «крыла»). Общая длина траектории макрочастицы в плазме составляет ≈ 30 см в то время как расстояние от места испарения до полихроматора существенно больше ≈ 300 см. Поэтому глубина резкости оптической системы достаточна для получения четкого изображения облака в любой выбранный момент испарения. Параметры используемой в системе камеры позволяют использовать полихроматор лишь один раз за время инъекции. Для изучения пеллетных облаков в различные моменты испарения полихроматор оснащен системой синхронизации. Она позволяет задавать положение макрочастицы вдоль большого радиуса LHD в момент получения снимка. В ней используется задержка между импульсами двух пролетных датчиков, расположенных после направляющей трубки инжектора TESPEL, на основе которой вычисляется скорость макрочастицы и с нужной задержкой генерируется управляющий импульс для запуска камеры полихроматора.

Таблица 2.1. Параметры интерференционных фильтров и диафрагм: WL – центральная длина волны, FWHM ширина полосы пропускания на полувысоте.

№ фильтра	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
WL, нм	482.7	484.3	485.4	485.6	485.8	486.1	486.9	630.6	486.5	470.0	536.6	724.5
FWHM, нм	0.4	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	5.0	10.0	9.1	5.0	4.5
Диафрагма Ø, мм	9.0	5.0	3.9	3.6	3.6	3.4	3.9	3.5	1.0	2.0	2.0	1.2

Семь узкополосных интерференционных фильтров производства *Andover Corporation* с полной шириной на половине высоты FWHM ≈ 0.3 нм используются для измерения спектрального профиля линии H_{β} . В Таблице 2.1 они пронумерованы 1 - 7. Их спектральное расположение выбиралось на основании 0-мерных измерений спектра излучения пеллетного облака так, чтобы обеспечить возможность измерения как малого, так и большого уширения линии H_{β} . На Рис. 2.7 показано взаимное

расположение их полос пропускания. Два других фильтра (8, 9) предназначены для измерения распределений полной интенсивности линии H_{β} и интенсивности непрерывного спектра, которые используются для определения температуры в пеллетном облаке. Фильтры 10, 11 и 12 используются для получения изображений в линиях углерода СIII, СI+СII и СII соответственно. В ранних экспериментах для измерения профиля линии использовались все семь узкополосных фильтров. В поздних экспериментах три из них были заменены на фильтры для линий углерода.

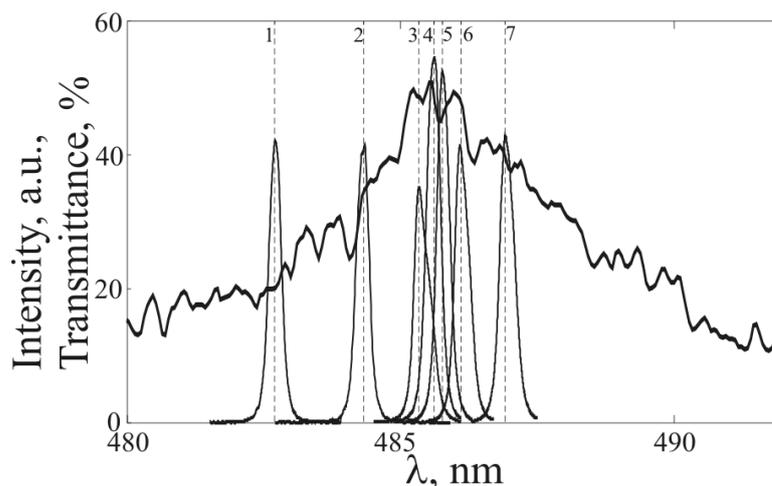


Рис. 2.7 Взаимное расположение полос пропускания узкополосных фильтров (1 ÷ 7) и измеренный спектр излучения в окрестности линии H_{β} 486.12 нм (широкий профиль). Спектр получен при помощи спектрометра описанного в параграфе 2.2.3

Пример получаемого с помощью полихроматора набора изображений показан на Рис. 2.8. Для каждого изображения приведены параметры фильтров. Видно, что облака имеют аксиально симметричную форму с осью вдоль магнитного поля. Это позволило разработать алгоритм восстановления локальных значений коэффициентов испускания, который будет изложен далее.

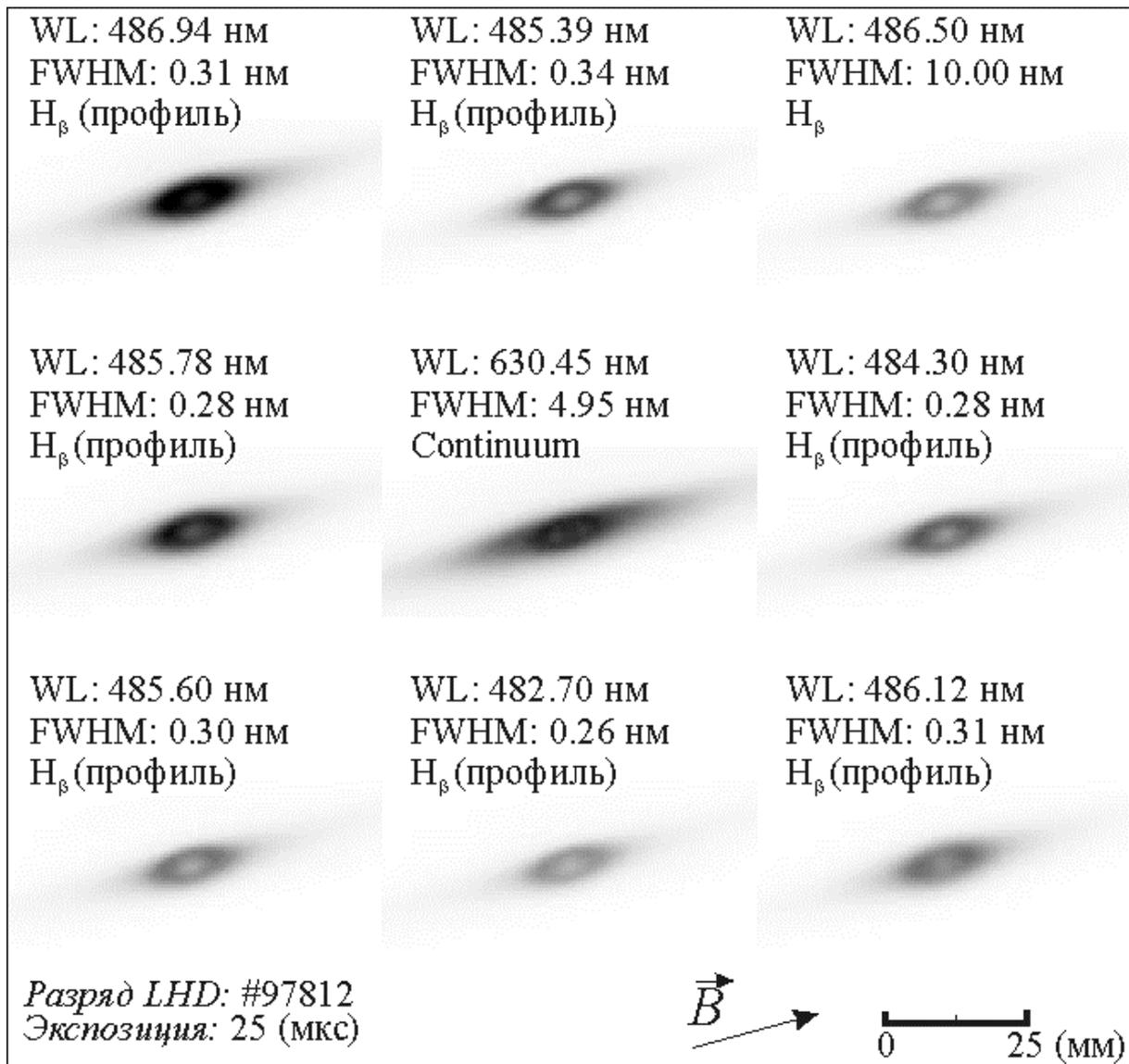


Рис. 2.8 Изображения углеводородного облака, полученные полихроматором в разряде LHD #97812. Параметры полосы пропускания фильтров: WL – центральная длина волны, FWHM – полная ширина на половине высоты. Направление силовой линии вакуумного магнитного поля отмечено стрелкой.

Измеренные при помощи полихроматора относительные интенсивности сопоставлены с 0-мерным измерением спектра излучения всего пеллетного облака в окрестности линии H_{β} . Для этого калиброванные относительно пропускания фильтров и чувствительности ПЗС сенсора полихроматора значения засветки пикселей просуммированы для каждого из каналов $k = 1 \div 7$. Результаты суммирования нормировались на максимум сигнала спектрометра. На Рис. 2.9 они показаны квадратами и видно их неплохое соответствие данным спектрометра, показанным сплошной кривой.

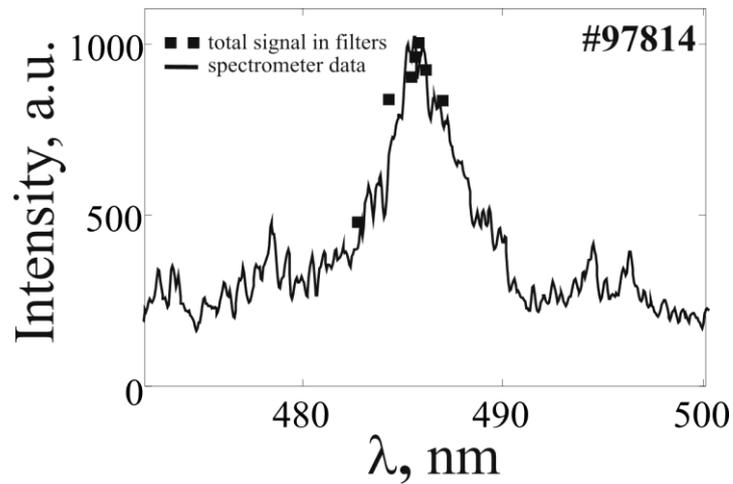


Рис. 2.9 Сопоставление данных полихроматора (квадраты) и разрешенных по времени 0-мерных спектральных измерений [43] в окрестности линии H_{β} (сплошная кривая). Время экспонирования спектрометра составило 84 мкс в окрестности максимума испарения приблизительно за 10 мкс до начала экспонирования полихроматора.

2.3.2. Оценка самопоглощения линии H_{β} в углеводородном пеллетном облаке

Важнейшим условием для исследования внутренней структуры пеллетного облака является его прозрачность в используемых спектральных интервалах. В этом параграфе показано, что облако вблизи полистироловой макрочастицы прозрачно для H_{β} , т.е. при всех измеренных в данной работе значениях концентрации $(0.1 \div 2.0) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуры $1 \div 5 \text{ эВ}$ в облаке (см. Главу 4), поглощение пренебрежимо мало. В то же время, самопоглощение может оказаться существенным в случае более плотных облаков $(1 \div 5) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с температурой $(1 \div 2 \text{ эВ})$, характерных для криогенных топливных макрочастиц (см. параграф 1.3.2)

Выражение для переноса излучения вдоль направления x плазме согласно [53] имеет вид

$$\frac{d}{dx} I(\omega, x) = \varepsilon(\omega, x) - k'(\omega, x)I(\omega, x), \quad (2.6)$$

где $\varepsilon(\omega, x)$ – коэффициент испускания с учётом спонтанных переходов, $k'(\omega, x)$ – коэффициент эффективного поглощения, представляющий собой разность между коэффициентом поглощения и коэффициентом индуцированного испускания

$$k'(\omega, x) = 2\pi^2 r_0 c f_{24} n_{H^*}(x) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\omega}{kT_{cl}(x)}\right) \right\} L(\omega, x). \quad (2.7)$$

Здесь, $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2 \approx 2.82 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, $c = 2.99 \times 10^{10}$ см/с – скорость света, n_{H^*2} – концентрация поглощающих атомов в нижнем состоянии перехода $n=2$, $f_{24}=0.1193$ – сила осциллятора при поглощении, $L(\omega, x)$ – нормированный спектральный профиль поглощения линии, который полагается равным спектральному профилю излучения. В плазме с преобладающей ролью столкновений можно считать его совпадающим с контуром испускания. Отсюда интенсивность излучения на выходе из слоя плазмы конечной толщины определяется выражением

$$I(\omega, b) = \int_a^b \varepsilon(\omega, x) \exp(-\tau(\omega, x)) dx + I(\omega, a) \exp(-\tau(\omega, a)), \quad (2.8)$$

где

$$\tau(\omega, x) = \int_x^b k'(\omega, x) dx \quad (2.9)$$

называется оптической глубиной плазмы и отсчитывается от b к a . Оценим оптическую глубину для однородного слоя плазмы толщиной 1 см, с концентрацией n_{cld} в интервале $10^{16} \div 5 \times 10^{17}$ см⁻³ и температурой T_{cld} в интервале $1 \div 5$ эВ, характерных для пеллетных облаков. Данная оценка будет оценкой сверху для самопоглощения, и её можно сделать избежав интегрирования в (2.9). В заявленном интервале параметров плазмы линия Н β значительно уширена. Доминирующим механизмом является Штарковское уширение, зависящее от концентрации электронов. Зависимостью его от температуры можно пренебречь. На Рис. 2.10 приведены нормированные спектральные профили линии, рассчитанные в [65].

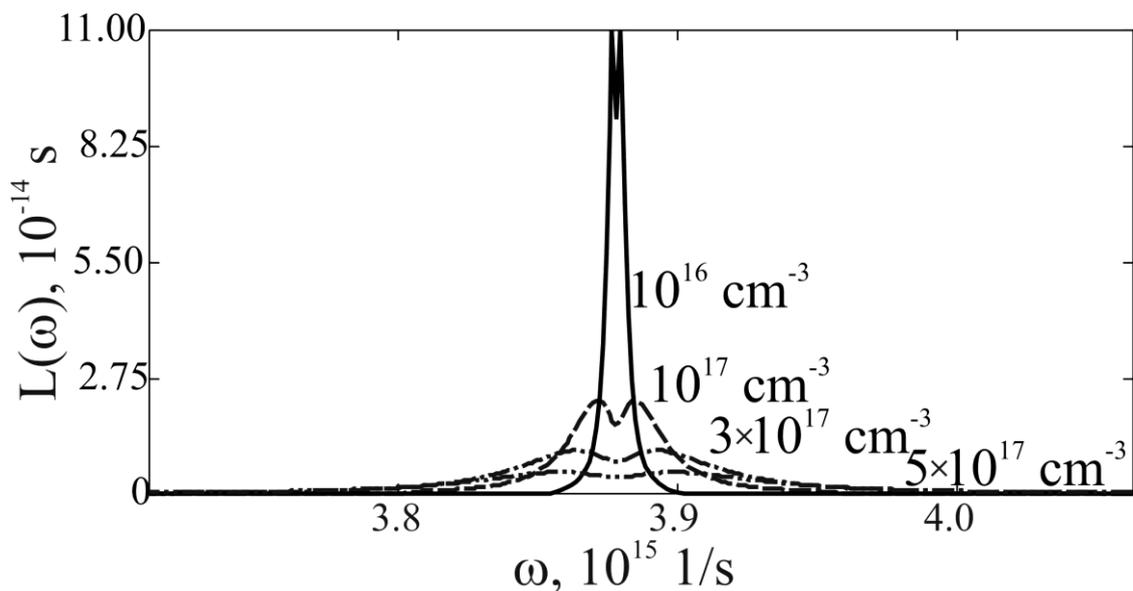


Рис. 2.10 Спектральные профили $L(\omega)$ линии H_{β} при различных значениях концентрации электронов.

Можно видеть, что максимум излучения находится в стороне от центра линии, а его положение и значение $L(\omega_{max})$ в нём зависят от концентрации электронов. Оценка оптической глубины проводится для этого максимума. Заменяя интегрирование в (2.9) умножением $k'(\omega, x)$ на толщину слоя Δ

$$\tau(\omega) = 2\pi^2 r_0 c f_{mn} n_{H^+} (T_{cld}(x), n_{cld}(x)) \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{h\omega}{kT_{cld}(x)}\right) \right\} L(\omega, n_{cld}(x)) \Delta. \quad (2.10)$$

В предположении существования ЛТР (Локального Термодинамического Равновесия) для любого n_{cld} и T_{cld} , величину n_{H^+} можно оценить с помощью уравнений Саха - Больцмана:

$$\frac{n_{cld} n_{H^+}}{n_{H^+}^2} = \frac{2Z_H^1}{g_2} \left(\frac{m_e k T_{cld}}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{(E_H^i - E_2)}{kT_{cld}}\right), \quad (2.11)$$

$$\frac{n_{cld} n_{C^{(z+1)+}}}{n_{C^{(z)+}}} = \frac{2Z_C^{z+1}}{Z_C^z} \left(\frac{m_e k T_{cld}}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_C^{zi}}{kT_{cld}}\right), \quad z = 0..5, \quad (2.12)$$

где g_2 – статистический вес второго уровня в атоме водорода, Z – статистические суммы соответствующих ионизационных состояний атомов, E_H^i, E_C^{zi} – энергии ионизации соответствующих атомов и ионов водорода и углерода, E_2 – энергия возбуждения второго уровня атома водорода, z – заряд соответствующего иона. При этом, используются условия квазинейтральности

$$n_{cld} = n_{H^+} + \sum_{z=1}^6 z \times n_{C^{z+}} \quad (2.13)$$

и постоянства химического состава облака

$$n_{H^0} + n_{H^+} = \sum_{z=0}^6 n_{C^{z+}}, \quad (2.14)$$

На Рис. 2.11 приведены зависимости коэффициента пропускания излучения $\exp(-\tau)$ однородного слоя плазмы толщиной 1 см от n_{cld} , T_{cld} при различных соотношениях водорода и углерода. Рисунок (а) для $n_H:n_C \sim 1:1$, что соответствует плазме, образующейся при испарении полистироловых макрочастиц $(C_8H_8)_n$. На рисунке (б) приведены результаты, полученные для водородной плазмы без примеси. Видно, что оптическая глубина однородного слоя плазмы возрастает с увеличением концентрации

электронов и убывает с ростом температуры. Поэтому, подставив наиболее неблагоприятные с точки зрения оптической прозрачности параметры можно получить верхнюю оценку возможного поглощения излучения линии H_{β} выходящего с противоположенной от наблюдателя стороны пеллетного облака.

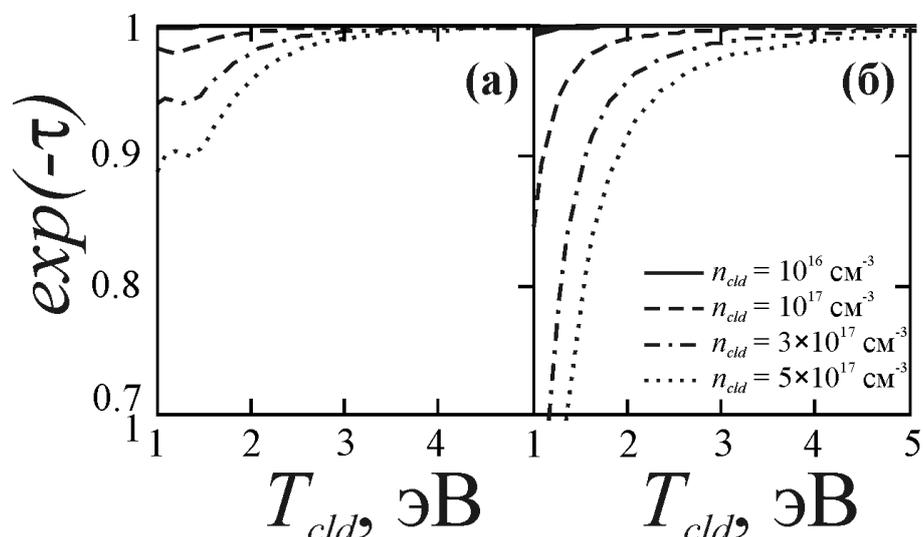


Рис. 2.11 Зависимость коэффициента пропускания слоя плазмы толщиной в 1 см от постоянных в слое значений n_{cld} и T_{cld} . (а) для $n_H:n_C = 1:1$ – плазма полистироловой макрочастицы, (б) плазма водородной макрочастицы.

Необходимо отметить, что сам факт прозрачности пеллетного облака ставит под сомнение возможность использовать уравнения Саха-Больцмана. Но поскольку выполняется критерий (3.18), излучательные процессы оказывают слабое влияние на заселенность возбужденных состояний, а все уровни с главным квантовым числом $n \geq 2$ находятся в равновесии. Основное же состояние может быть перезаселено. В этом случае большее количество атомов в основном состоянии означает меньшее их число в состоянии с главным квантовым числом $n = 2$, т.е. сделанная оценка самопоглощения остается оценкой сверху. Механизмы нарушения ЛТР в углеводородном облаке детально рассмотрены в разделе 3.5.

Таким образом, для всех значений концентрации электронов, наблюдаемых в экспериментах с полистироловыми $(C_8H_8)_n$ вплоть до $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и при наиболее неблагоприятной температуре 1 эВ, поглощение излучения не превышает пяти процентов. Это важное преимущество использования для исследования полистироловых макрочастиц по сравнению с криогенными макрочастицами из

чистого водорода, в которых самопоглощение линии H_{β} может оказаться существенным по крайней мере в некоторых областях. В заключении можно отметить, что сделанные выше оценки самопоглощения линии H_{β} в водородном облаке согласуются с результатами работы [66], в которой сделаны оценки оптической толщины водородных пеллетных облаков для условий токамака T-10.

2.3.3. Калибровка и поворот изображения

Для реализации алгоритма восстановления относительных значений локальных коэффициентов испускания по двумерным изображениям получаемых с помощью полихроматора необходим ряд процедур, описанных ниже на примере изображения углеводородного облака, полученного через фильтр 9 (линия H_{β}) и показанного на Рис. 2.12. Номера пикселей обозначены индексами i и j . Горизонтальная ось лежит в экваториальной плоскости LHD. Измеренные значения интенсивности в каждом пикселе пропорциональны интегралу коэффициента испускания вдоль линии наблюдения

$$D_{k,i,j}^M = K_{k,i,j} D_{k,i,j} + B_{k,i,j}, \quad D_{k,i,j} = \int \varepsilon_{k,i,j}(y) dy. \quad (2.15)$$

Здесь, D_k^M - матрица измеренных интенсивностей в канале k ; $K_{k,i,j}$ - эффективная относительная чувствительность пикселя (i,j) ПЗС сенсора; $\varepsilon_{k,i,j}$ - коэффициент испускания; y - ось, совпадающая с направлением наблюдения, она перпендикулярна плоскости изображения на Рис. 2.12; $B_{k,i,j}$ - темновой сигнал ПЗС сенсора. Далее индекс k для краткости будет опущен, поскольку изображения во всех каналах обрабатываются идентичным образом. Значение $B_{i,j}$ определено в тестовых экспериментах с закрытым входом канала. Его значение составило 30 ± 3 из 4095 отсчетов 12-битного ПЗС сенсора. Измерения показали, что вклад излучения фоновой плазмы можно не учитывать.

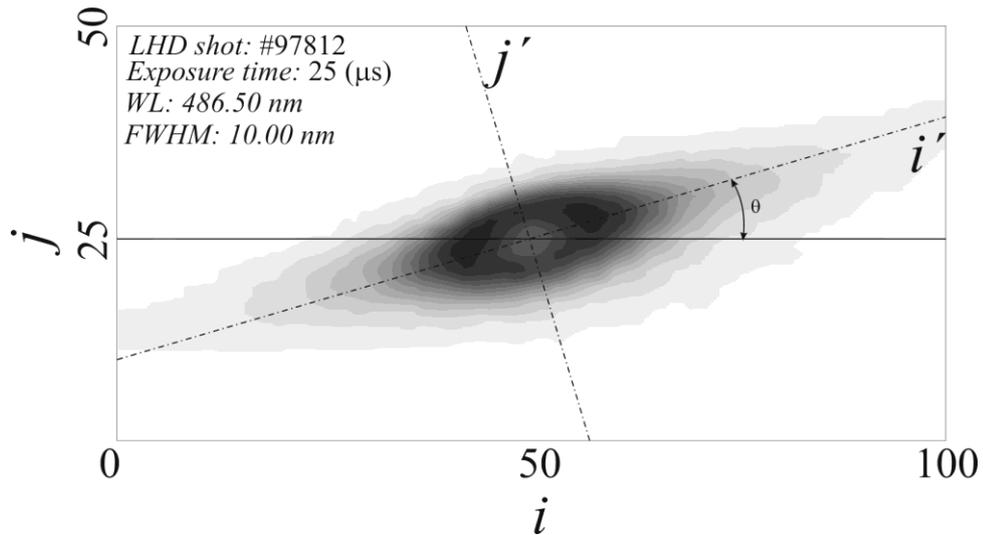


Рис. 2.12 Изображение облака, полученное через фильтр 9 (линия H β). Номера пикселей обозначены индексами i и j . Горизонтальная ось лежит в экваториальной плоскости LHD.

Эффективная относительная чувствительность пикселя является произведением коэффициента пропускания оптической системы $K_{i,j}^{OT}$, спектрального пропускания интерференционного фильтра $K_{i,j}^{ST}$ и квантовой эффективности пикселя $K_{i,j}^{QE}$:

$$K_{i,j} = K_{i,j}^{OT} K_{i,j}^{ST} K_{i,j}^{QE} \quad (2.16)$$

Для определения $K_{i,j}^{OT}$, получены тестовые изображения однородного плоского источника белого света. Было обнаружено, что относительная дисперсия не превышает 0.5 % во всем динамическом диапазоне ПЗС сенсора. Значения $K_{i,j}^{ST}$ и $K_{i,j}^{QE}$ определены из соответствующих спецификаций фильтров и ПЗС сенсора, а также проверены экспериментально с использованием источника излучения известной спектральной плотности.

На Рис. 2.12 можно видеть, что облако имеет вытянутую «сигарообразную» форму с незначительно осевой асимметрией. Необходимо определить положение оси прежде чем станет возможно восстановить распределение коэффициента испускания с помощью обратного преобразования Абеля. Определим массив нормированной интенсивности P как

$$P_{i,j} = \begin{cases} 0, & D_{i,j} < D_{thr} \\ \frac{D_{i,j}}{\sum_{i,j} D_{i,j}}, & D_{i,j} \geq D_{thr} \end{cases}, \quad (2.17)$$

Следует отметить, что суммирование в знаменателе осуществляется лишь только для пикселей значение в которых превышает пороговое значение $D_{i,j} \geq D_{thr}$. Исследовалась зависимость угла наклона облака (относительно экваториальной плоскости) и положения его центра излучения (см. выражения ниже) от порогового значения D_{thr} . Было определено $D_{thr} = 0.2 \times \max(D)$, в то время как большее либо меньшее пороговое значение приводит к нестабильности при определении центра излучения и угла наклона оси облака. Угол наклона оси облака относительно экваториальной плоскости LHD находится согласно [67], как

$$\theta = \frac{1}{2} \arctg \left[2 \frac{\sum_{i,j} P_{i,j} i \times j - \bar{I} \times \bar{J}}{\sum_{i,j} P_{i,j} (i^2 - j^2) - \bar{I}^2 + \bar{J}^2} \right], \quad (2.18)$$

где $\bar{I} = \sum_{i,j} P_{i,j} \times i$ и $\bar{J} = \sum_{i,j} P_{i,j} \times j$ координаты центра свечения облака.

Вводится новая эквидистантная сетка (i', j') в новой системе координат с началом в центре свечения облака. Направление оси новой системы z совпадает с осью облака, а индекс (i') используется для нумерации узлов сетки в этом направлении; направление оси x находится в плоскости изображения и перпендикулярно к z , индекс (j') используется для нумерации узлов в этом направлении. Матрица $\hat{D}_{i',j'}$ вычисляется путем билинейной интерполяции матрицы $D_{i,j}$, она имеет размер 300×50 точек.

Последующие действия выполняются для фиксированной позиции вдоль оси z (i'). Для симметризации относительно оси необходимо найти такую функцию $\tilde{I}(x)$ симметричную относительно точки x_0 , т.е., $\tilde{I}(x_0 + x) = \tilde{I}(x_0 - x)$, чтобы сохранилась полная интенсивность $\int_0^{49} \tilde{I}(x) dx = \int_0^{49} I(x) dx$. Точка x_0 определяется так, чтобы минимизировать норму невязки

$$\int_0^{49} (\tilde{I}(x) - I(x))^2 dx \rightarrow \min. \quad (2.19)$$

Для выполнения указанных критериев подходит следующая форма

$$\tilde{I}(x) = \frac{I(x) + I(2x_0 - x)}{2}, \quad (2.20)$$

где x_0 ищется численно вблизи 0. Процедура симметризации в содержащем макрочастицу ($z = 0$) сечении продемонстрирована на Рис. 2.13.

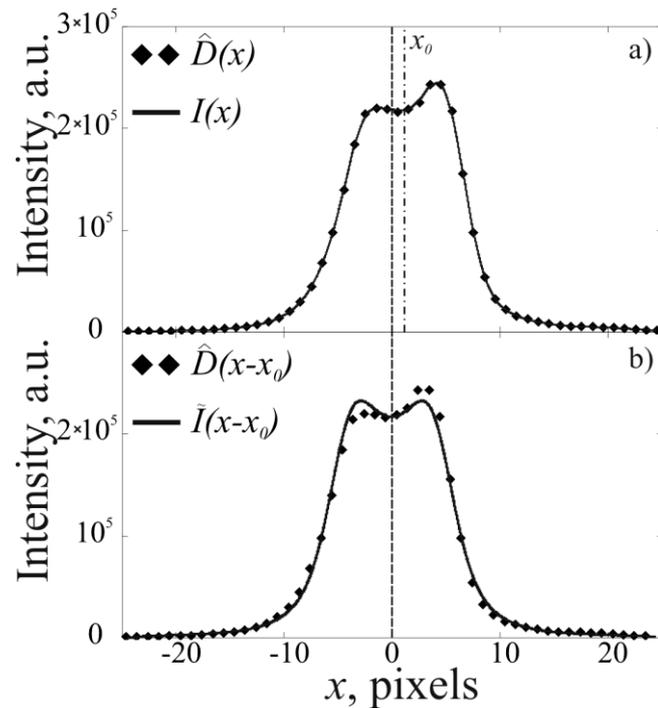


Рис. 2.13 а) Значения $\hat{D}(x)$ в содержащем макрочастицу сечении (ромбы) и интерполяция $I(x)$ (сплошная кривая); б) смещенное положение $\hat{D}(x-x_0)$ в соответствии с найденным положением x_0 (ромбы) и симметричная функция $\tilde{I}(x-x_0)$ (сплошная кривая).

Необходимо отметить, что значения x_0 в каждом из перпендикулярных сечений облака немного отличаются. В зависимости от параметров разряда и испарения они могут меняться в пределах 4 пикселей, как это показано на Рис. 2.14а. Это означает, что наблюдаемые облака обладают не только осевой асимметрией, но и ось облака не является прямой. Отвечающим за наблюдаемые эффекты физическим механизмом являются дрейфовые процессы в плазме облака. Схожее явление наблюдалось при изучении облаков на Т-10 [39]. Симметризованное во всех сечениях облако с расположенными на одной оси точками x_0 показано на Рис. 2.14б.

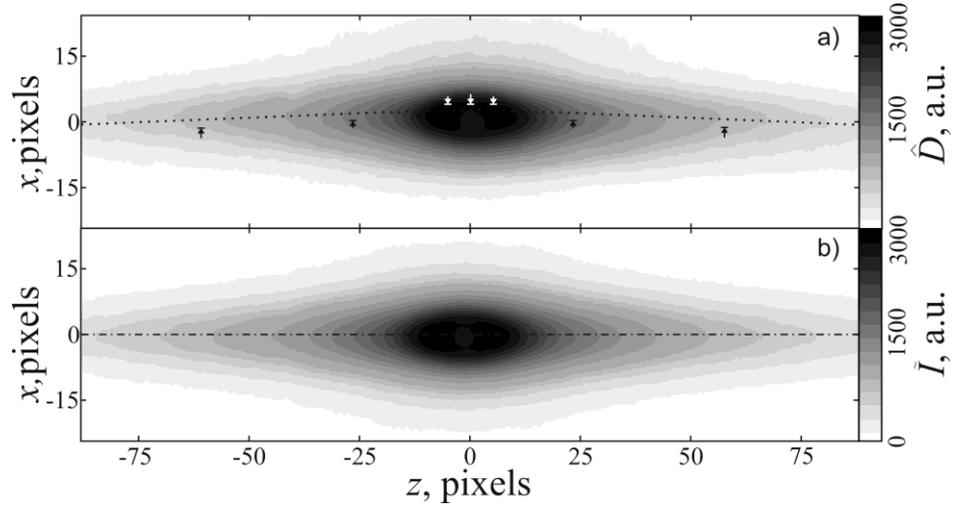


Рис. 2.14 Изображение пеллетного облака до симметризации а и после симметризации б. Положение точек x_0 показано пунктирной кривой на рисунке а. Стрелками отмечено направление и относительная величина необходимого сдвига.

2.3.4. Получение локальных значений коэффициента испускания

С учетом выполненных выше процедур и показанной в параграфе 2.3.2 оптической прозрачности облака, локальные коэффициенты испускания восстанавливаются с помощью обратного преобразования Абеля. Оно выполняется по методу Пирса с регуляризацией Тихонова [68]. Процедура проиллюстрирована на Рис. 2.15. Метода Пирса основан на разбиении источника излучения на малые объемы $S_{i,j}$ внутри которых коэффициент испускания $\hat{\varepsilon}_j$ полагается постоянным и зависящим только от расстояния этого объема до оси облака. Значительная удалённость облака в сравнении с его поперечными размерами позволяет провести разбиение на элементарные объёмы так, как показано на Рис. 2.15. При этом значения засветки в каждом пикселе

$$\hat{I}_j = \tilde{I}(0.5 + j'), j' = 0, 1, \dots, 24, \quad (2.21)$$

можно считать пропорциональными интегралам коэффициента испускания вдоль линии наблюдения. Решение задачи выполняется посредством решения системы линейных уравнений

$$\begin{bmatrix} S_{0,0} & S_{0,1} & \dots & S_{0,24} \\ 0 & S_{1,1} & \dots & S_{1,24} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & S_{24,24} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\varepsilon}_0 \\ \hat{\varepsilon}_1 \\ \vdots \\ \hat{\varepsilon}_{24} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{I}_0 \\ \hat{I}_1 \\ \vdots \\ \hat{I}_{24} \end{bmatrix}. \quad (2.22)$$

Решение соответствует равенству нулю квадрата нормы вектора невязки

$$R\{\hat{\varepsilon}\} = \left\| S\hat{\varepsilon} - \hat{I} \right\|_2. \quad (2.23)$$

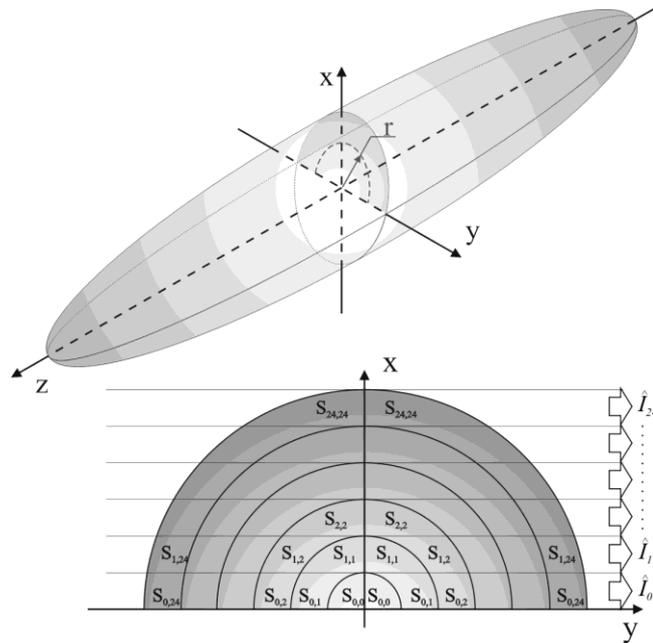


Рис. 2.15 Схема обратного преобразования Абеля

Это известная некорректная задача. Следствием этого является то, что даже незначительный шум в экспериментальных данных может приводить к значительному шуму в найденных коэффициентах испускания. Несмотря на то, что процедура симметризации естественным образом добавляет сглаживание, в ряде случаев этого недостаточно. В связи с этим применяется регуляризация Тихонова [68], таким образом чтобы искать решение которое минимизирует функционал

$$R_{\alpha}\{\hat{\varepsilon}\} = \left\| S\hat{\varepsilon} - \hat{I} \right\|_2 + \alpha \left\| \Gamma \hat{\varepsilon} \right\|_2, \quad (2.24)$$

где, Γ - матрица Тихонова, а α - параметр регуляризации. В матричной форме это означает дополнительные уравнения

$$\begin{bmatrix} -1/\sqrt{2} & 1/2 & 0 & 0 \\ -1/2 & 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 & 0 & 1/2 \\ 0 & 0 & -1/2 & 1/\sqrt{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\varepsilon}_0 \\ \hat{\varepsilon}_1 \\ \vdots \\ \hat{\varepsilon}_{24} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Итоговая система переопределена. Она включает 50 уравнений для 25 переменных

$$\begin{bmatrix} S \\ \sqrt{\alpha}\Gamma \end{bmatrix} \hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \hat{I} \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.26)$$

Эта система решается методом наименьших квадратов [69]. Параметр регуляризации α задает гладкость искомой функции (см. [68]) в сравнении с близостью её хордовых

интегралов $S\hat{\varepsilon}$ к экспериментальным значениям интенсивности \hat{I} . Поскольку неизвестно регулярного способа выбора α , осуществлялся его подбор. Для этого выполнена серия прямых расчетов интенсивностей в которых считались хордовые интегралы модельных распределений коэффициента испускания. К модельным распределениям добавлялся шум, амплитуда которого соответствовала наблюдаемым в эксперименте значениям. После этого выполнялось обратное преобразование Абеля вышеописанным методом с различными значениями α . Было установлено, что при $\alpha = 1$ сохраняются ключевые особенности исходных распределений коэффициента испускания $\hat{\varepsilon}$ и при этом исходное распределения оказывается достаточно гладким. Было установлено, что решающий вклад в погрешность восстановления локальных коэффициентов испускания вносит процедура симметризации. Величина погрешности невысока. Например, величина центрального провала уменьшается не более чем на 10% (см. Рис. 2.16б). Данное значение также является верхней оценкой для погрешности измерений коэффициентов испускания.

2.3.5. Определение геометрических параметров светящихся облаков

Простейшими доступными для анализа характеристиками облака являются его геометрические размеры. Длина облака $l_{cld}^{H_\beta}$ определяется на продольном распределении коэффициента испускания как наибольшее расстояние между точками, в которых коэффициент испускания равен половине от максимального значения. Радиус облака $r_{cld}^{H_\beta}$ определяется на поперечном распределении коэффициента испускания в содержащем макрочастицу сечении как расстояние от оси облака до точки, в которой коэффициент испускания равен половине от максимального в этом сечении. Координата максимума коэффициента испускания определяется как половина от расстояния $\Delta z_m^{H_\beta}(l_{cld}^{H_\beta})$ между двумя локальными максимумами на продольном распределении коэффициента испускания. Определение указанных размеров для излучения в линии H_β проиллюстрировано на Рис. 2.16. В других спектральных интервалах геометрические характеристики определяются аналогично.

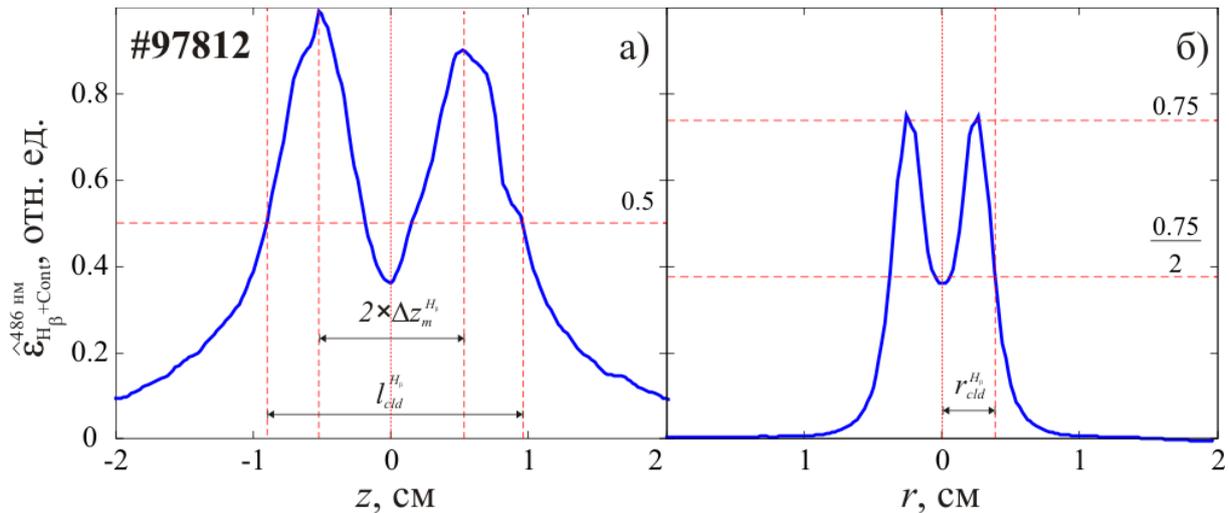


Рис. 2.16 Определение характерных геометрических размеров излучающих областей облака. Продольное распределение суммарного коэффициента испускания линии и непрерывного спектра на оси облака (а) и поперечное распределение в сечении, содержащем макрочастицу (б).

3. Методика измерения концентрации и температуры электронов вблизи полистироловой макрочастицы

В данной главе описаны методы определения пространственных распределений концентрации и температуры электронов. Поскольку ширина спектрального профиля линии $H\beta$ сильно зависит от концентрации и очень слабо от температуры электронов во всем характерном для пеллетных облаков диапазоне концентраций и температур [65], то первым находится распределение концентрации электронов. Метод её определения описан в разделе 3.1. В разделе 3.2 описан метод определения температуры электронов по отношению суммарного коэффициента испускания линии $H\beta$ и непрерывного спектра к коэффициенту испускания в непрерывном спектре. Модель для расчета одномерных вдоль направления магнитного поля распределений концентраций возбужденных состояний и ионов водорода в пеллетном облаке представлена в разделе 3.3. С использованием разработанной модели в разделе 3.4 описан метод определения одномерного вдоль магнитного поля распределения температуры по спаду линии $H\beta$. Границы применимости методов определения температуры, связанные с нарушением ЛТР определены в разделе 3.5. Сравнение температурных распределений, полученных двумя различными методами, выполнено в разделе 3.6.

3.1. Метод измерения концентрации электронов вблизи полистироловой макрочастицы

Концентрация электронов в каждой точке пространственной сетки определяется по уширению линии H_β . Это возможно сделать, поскольку при всех значениях концентрации и температуры электронов в пеллетных облаках (см. параграф 1.3.2) Штарковское уширение является доминирующим механизмом, определяющим форму спектральной линии. Полученные распределение коэффициентов испускания $\hat{\varepsilon}_{i',j'}$ в каждом из 7 (в отдельных кампаниях из 5) снимков пеллетного облака в узких спектральных диапазонах вблизи линии H_β , задаваемых интерференционными фильтрами, позволяют построить спектральный профиль в каждой пространственной точке. Таким образом, в каждом узле пространственной сетки (i',j') будет определено 7 значений $[\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_7]$ спектрального профиля линии

$$\tilde{L}(\lambda) = A \times L(\lambda, n_{\text{cld}}) + B, \quad (3.1)$$

где $L(\lambda)$ - нормированный спектральный профиль линии H_β

$$\int L(\lambda) d\lambda = 1, \quad (3.2)$$

A - относительная величина испускания линии, а B - относительная величина испускания в непрерывном спектре. Поскольку спектральный профиль $L(\lambda)$ изменяется менее чем на 1% при изменении температуры на 1 эВ, использованы профиль $L(\lambda)$ рассчитанный для температуры 3.5 эВ [65]. Для определения концентрации электронов в точке решается обобщенная задача наименьших квадратов, в которой свободными варьируемыми параметрами выступают концентрация электронов, а также коэффициенты A и B . Минимизируется невязка между экспериментальными значениями $[\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_7]$ и расчетными значениями $\tilde{L}(\lambda_i)$, где λ_i - центральные длины волн соответствующих фильтров. Варьирование осуществляется следующим образом: концентрация электронов варьируется в диапазоне $(1 \div 30) \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ с шагом 1%; коэффициент A варьировался в диапазоне $\pm 30\%$ относительно значения A_0 с шагом в $0.01 \times A_0$, где $A_0 = \max[\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_7] / \max(L(\lambda))$; коэффициент B в интервале от 0 до B_0 с шагом $0.05 \times B_0$ $B_0 = \min[\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_7]$. Описанная процедура проиллюстрирована на Рис. 3.1 для двух точек с разными значениями концентрации в облаке.

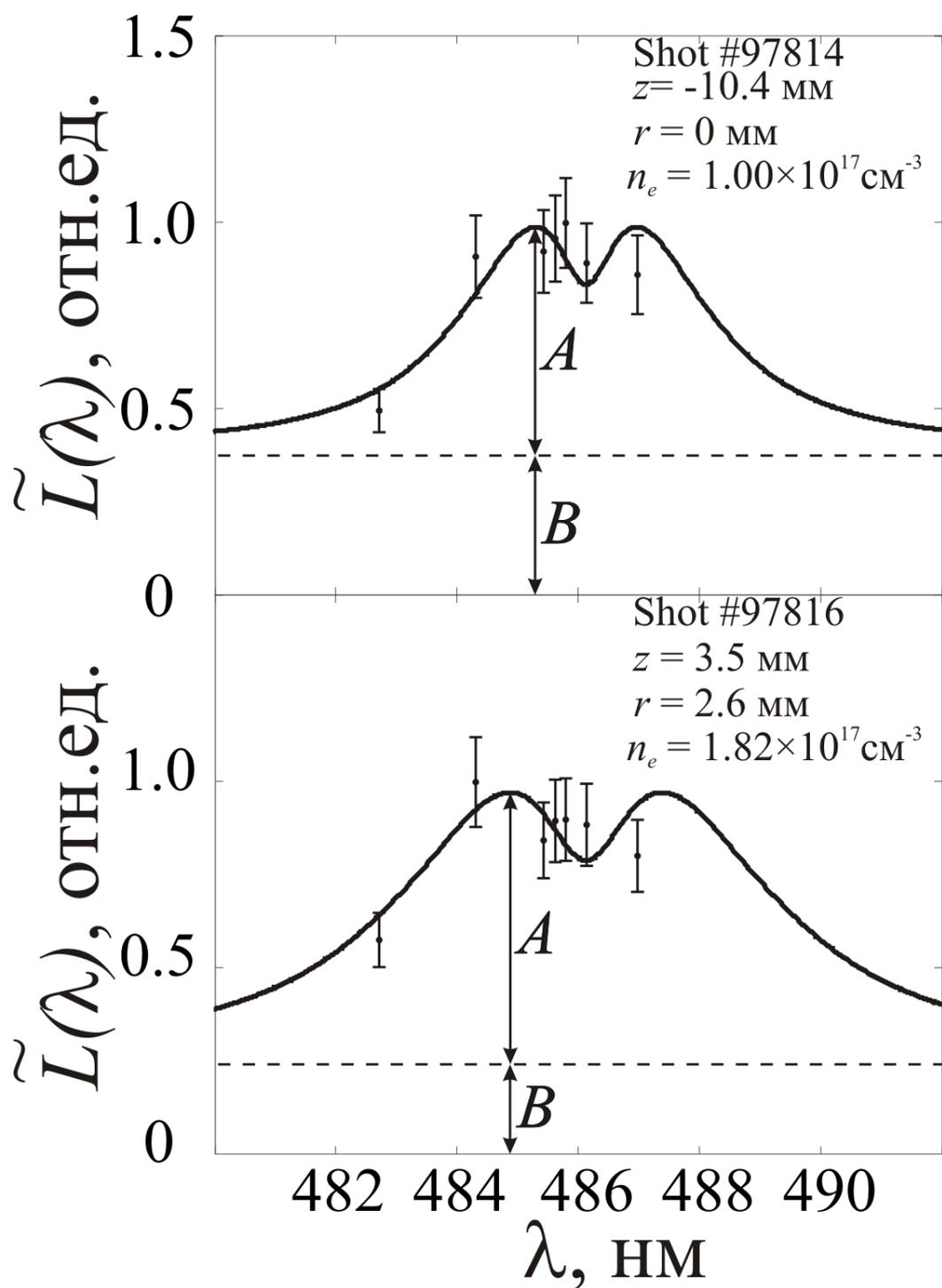


Рис. 3.1 Расчётные спектральные профили линии H_β (сплошные кривые) и измеренные локальные значения коэффициента испускания (точки) для двух характерных значений концентрации в облаке. Горизонтальной штриховой линией отмечено значение непрерывного спектра.

Посредством прямого моделирования излучения из облака с искусственным добавлением шума и асимметрии (величины шума и асимметрии выбирались на основе

экспериментальных данных) [70] было определено, что описанный в параграфе 2.3.4 алгоритм приводит к относительным ошибкам $\pm 10\%$ в определении коэффициентов испускания $\hat{\epsilon}_k$. Это приводит к аналогичным ошибкам $\pm 10\%$ в определении концентрации электронов. В качестве пространственной границы (в продольном направлении) области облака, в пределах которой возможно измерение концентрации, будем считать $z_{b(n_{cid})}$ такое, что при всех $z > z_{b(n_{cid})}$ отношение суммарного коэффициента испускания линии и непрерывного спектра будет оказываться постоянным от z (см. Рис. 3.2).

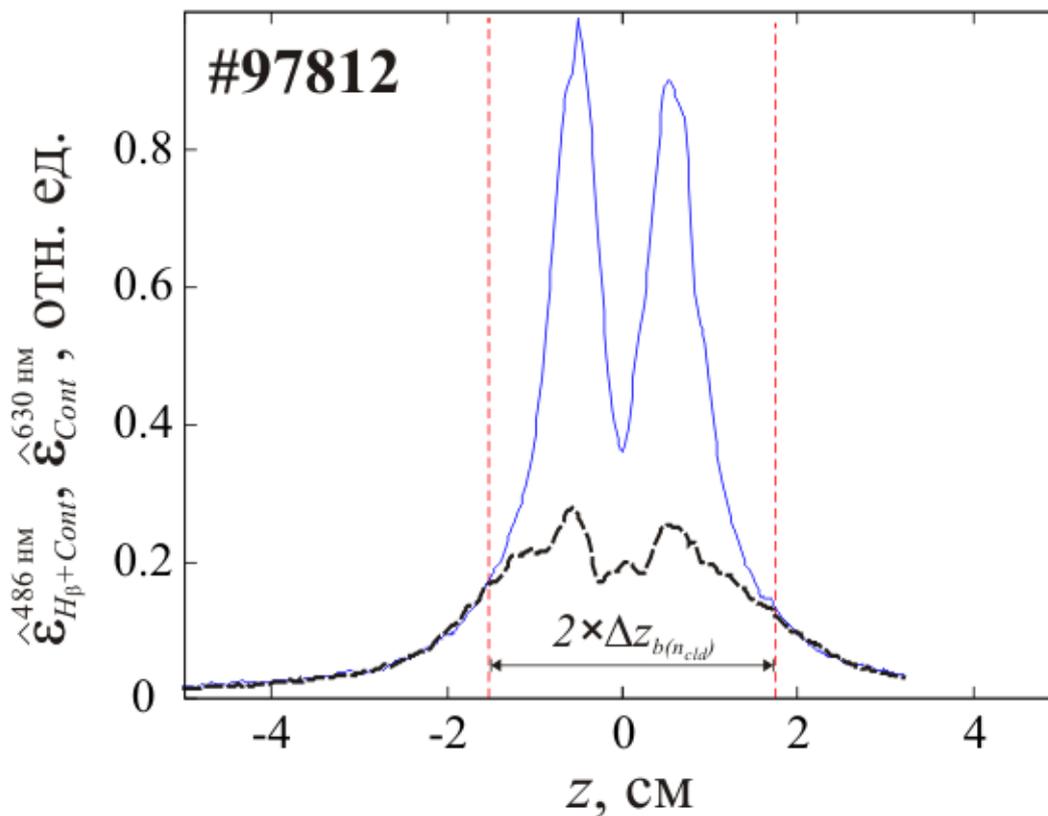


Рис. 3.2 Измеренные распределения суммарного коэффициента испускания линии H β и непрерывного спектра (сплошная кривая) и непрерывного спектра, измеренного на другой длине волны (штриховая кривая). Распределения нормированы таким образом, чтобы при $z > z_{b(n_{cid})}$ их отношение было равно единице.

Измеренное с помощью полихроматора двумерное распределение концентрации электронов показано на Рис. 3.3. Продольный и поперечный профили приведены на Рис. 3.4. Важным преимуществом указанного метода является то, что не требуется

проводить абсолютные измерения коэффициента испускания, т.к. для измерений уширения достаточно относительных измерений.

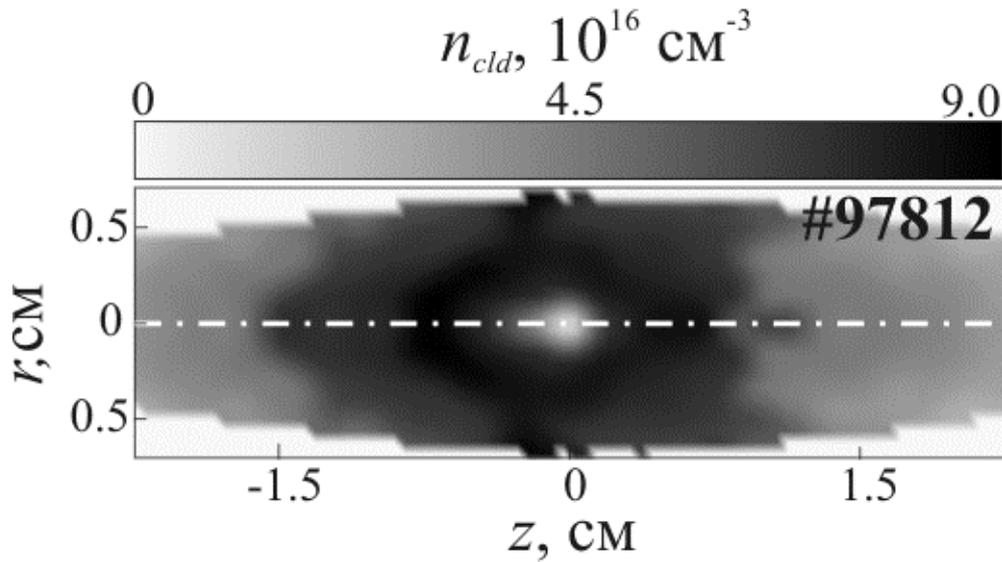


Рис. 3.3 Двумерное распределение концентрации электронов в углеводородном pelletном облаке.

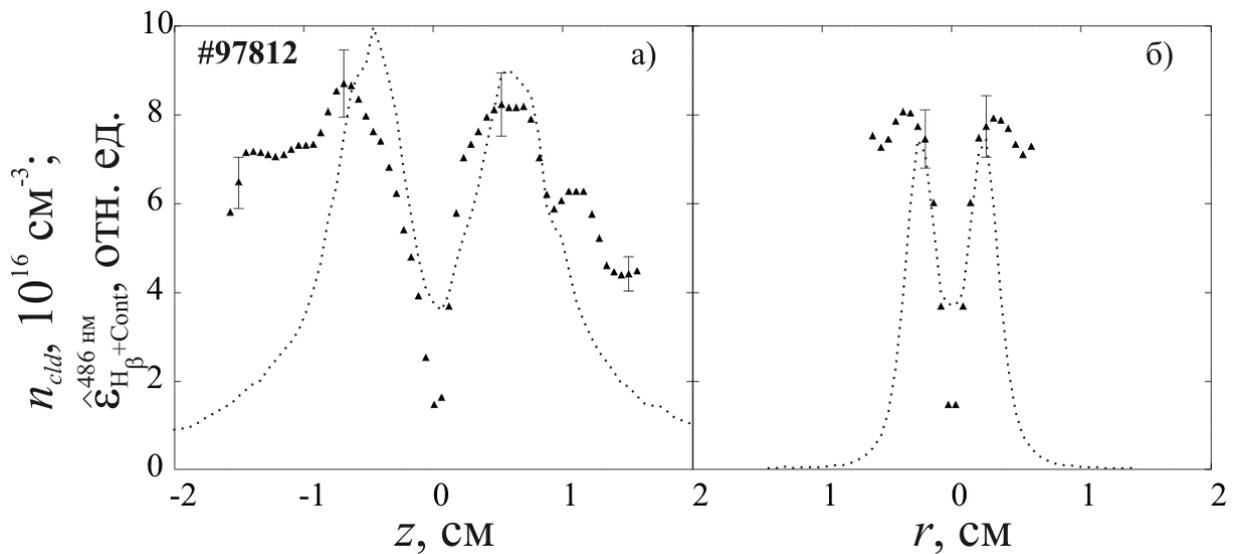


Рис. 3.4 Продольное а) и поперечное б) распределения концентрации электронов в углеводородном pelletном облаке. Продольное распределение показано на оси облака, поперечное распределение показано в содержащем макрочастицу сечении. Значения концентрации показаны треугольниками. Пунктирной кривой показано распределение суммарного коэффициента испускания линии $H\beta$ и непрерывного спектра.

3.2. Метод определения температуры по отношению измеренных коэффициентов испускания линии и непрерывного спектра

Как видно из параграфа 1.3.2 температура электронов в водородном/дейтериевом пеллетном облаке может определяться по измеренному отношению интенсивности излучения линии к интенсивности излучения в непрерывном спектре. Этот метода также не требует проведения абсолютных измерений, а позволяет обойтись относительными. Полученные ранее по этому методу значения температуры сложным образом усреднены вдоль линии наблюдения. В диссертации для определения пространственного распределения температуры в углеводородном пеллетном облаке используются измеренные локальные значения отношений суммарного коэффициента испускания линии H_{β} и непрерывного спектра $\hat{\epsilon}_{H_{\beta}+cont}$ к коэффициенту испускания в непрерывном спектре $\hat{\epsilon}_{cont}$. Значения коэффициентов испускания в пеллетном облаке получены при помощи описанной в параграфе 2.3.4 процедуры с использованием экспериментальных данных полихроматора. Для однокомпонентной плазмы из водорода/дейтерия температурная зависимость отношения линии к непрерывному спектру на той же длине волны приведена в [53]. Для применения данной методики в случае многокомпонентной плазмы 50% водород/50% углерод в диссертации выполнен ряд важных уточнений. Первое касается измерения непрерывного спектра на значительном удалении по шкале длин волн от используемой линии. В эксперименте используется линия H_{β} (486.12 нм), а непрерывный спектр измеряется в окрестности 630 нм. Измерение непрерывного спектра вблизи линии не представляется возможным из-за присутствия значительного количества спектральных линий углерода. Второе уточнение касается учета вклада углерода в непрерывный спектр излучения. Помимо этого при расчете непрерывного спектра было добавлено слагаемое учитывающее радиационное прилипание, важность которого для малых температур электронов < 1 эВ отмечена в работе [44]. Кроме того, в окончательном выражении учтено, что при измерении коэффициента испускания линии неизбежно регистрируется излучение непрерывного спектра на той же длине волны, что не учитывалось в исследованиях облаков из чистого водорода/дейтерия, поскольку излучение линии в них в десятки раз превышало излучение непрерывного спектра. В результате получено новое выражение (A1.1.24) для температурной зависимости отношения суммарного (линия и континуум) коэффициента испускания в

окрестности 486.12 нм к коэффициенту испускания непрерывного спектра в окрестности 630 нм. Вывод этого выражения подробно изложен в Приложении 1.

Отдельно следует отметить вопрос об ионизационном составе облака. В общем случае расчет ионизационного состава является крайне сложной задачей и требует, как минимум, 2-мерного гидродинамического расчета пеллетного облака [55, 71]. В диссертации для оценки ионизационного состава облака использованы уравнения термодинамического равновесия плазмы (Саха-Больцмана), уравнение квазинейтральности, а также полагается постоянным химический состав в каждой точке облака см. выражения (A1.25-A1.30). В главах 3.5 и 3.6 обозначены границы применимости такого подхода и показано, что только ионы углерода C^{1+} и C^{2+} представлены в видимой части облака в равновесном количестве.

На Рис. 3.5 приведены полученные указанным способом температурные зависимости отношения коэффициентов испускания, при учете вклада ионов углерода до C^{2+} . Видно, что зависимость имеет максимум на отрезке [1, 2] эВ со значениями $\approx 50 \div 60$. Поскольку температура облака должна непрерывно возрастать от значений доли эВ на твердой поверхности макрочастицы к значениям сотен эВ окружающей плазмы, ожидается появление таких значений на экспериментальных распределениях. Как видно из Рис. 3.6, на котором приведено типичное продольное распределение экспериментально измеренного отношения суммарного коэффициента испускания линии и непрерывного спектра $\hat{\epsilon}_{H\beta+cont}$ к коэффициенту испускания в непрерывном спектре $\hat{\epsilon}_{cont}$, максимальное значение отношения не превышает значений ≈ 10 (по всему набору исследованных разрядов оно не превышает значений ≈ 15).

Одной из причин может служить возможное влияние молекул водорода и углеводородов на заселение возбужденных состояний водорода, а также вклад молекул и молекулярных ионов в непрерывный спектр [72]. Однако, такое объяснение представляется маловероятным в силу следующего обстоятельства. На типичном измеренном пространственном распределении коэффициента испускания линии нейтрального углерода CI , которое показано на Рис. 3.13б зелёной кривой, все излучение локализовано на расстоянии $1 \div 2$ мм от макрочастицы. Таким образом на этом расстоянии уже произошла ионизация атомарного углерода с потенциалом ионизации ≈ 11.3 эВ, который заметно выше типичных значений энергии ≈ 5 эВ в среднем на один атом, требующейся для диссоциации углеводородных молекул [73].

Поэтому можно ожидать присутствие углеводородных молекул на расстоянии менее $1 \div 2$ мм от макрочастицы.

Более вероятным объяснением такого расхождения может быть отклонение распределения по возбужденным состояниям (Саха-Больцмана) от равновесного в центральной части облака. Причиной может служить то, что при малых температурах время установления равновесия между основным состоянием и всеми остальными вышележащими состояниями превышает время необходимое для пролета вещества облака характерных размеров излучающей области ≈ 1 см. В последующих разделах будет подтверждена правильность такого предположения.

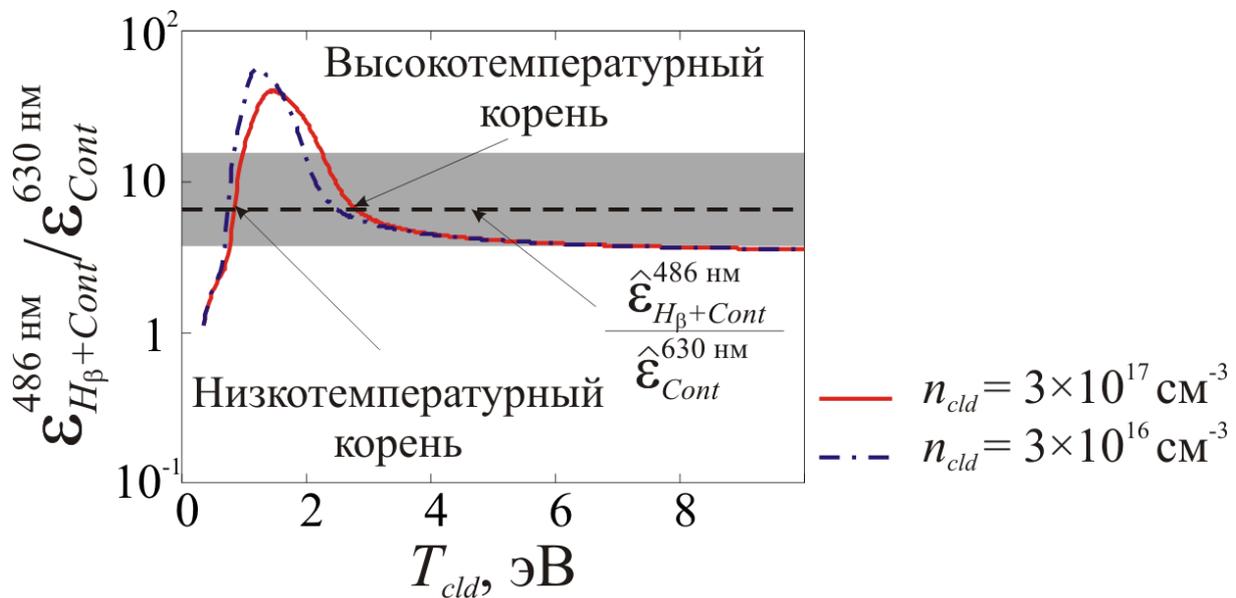


Рис. 3.5 Зависимость суммарного коэффициента испускания линии $H\beta$ и непрерывного спектра к коэффициенту испускания в непрерывном спектре на длине волны 630 нм при различных значениях концентрации электронов.

Значение температуры T_{cld} в каждом узле сетки (i', j') может быть вычислено из решения уравнения

$$\epsilon_{H\beta+cont}(T_{cld}, n_{cld}) / \epsilon_{cont}(T_{cld}, n_{cld}) = \hat{\epsilon}_{H\beta+cont}(i', j') / \hat{\epsilon}_{cont}(i', j'). \quad (3.3)$$

Как видно из Рис. 3.5 это уравнение имеет два корня: высокотемпературный и низкотемпературный. Низкотемпературный корень следует выбирать лишь в непосредственной близости от поверхности макрочастицы, на удалении от неё в области сильного спада излучения линии $H\beta$ следует выбирать высокотемпературный корень. В промежуточной области на удалении $\approx 1 \div 3$ мм от макрочастицы, в которой

нарушается равновесие, использование высокотемпературного корня приводит к завышению температуры, а низкотемпературного – к занижению. Определенные по этому методу значения температуры в типичном разряде #108767 показаны на Рис. 3.14 Для анализа поведения температуры в промежуточной области, а также с целью дополнительной проверки результатов определения температуры вышеизложенным методом развита модель для расчёта заселённости уровней атомов водорода в углеводородном пеллетном облаке.

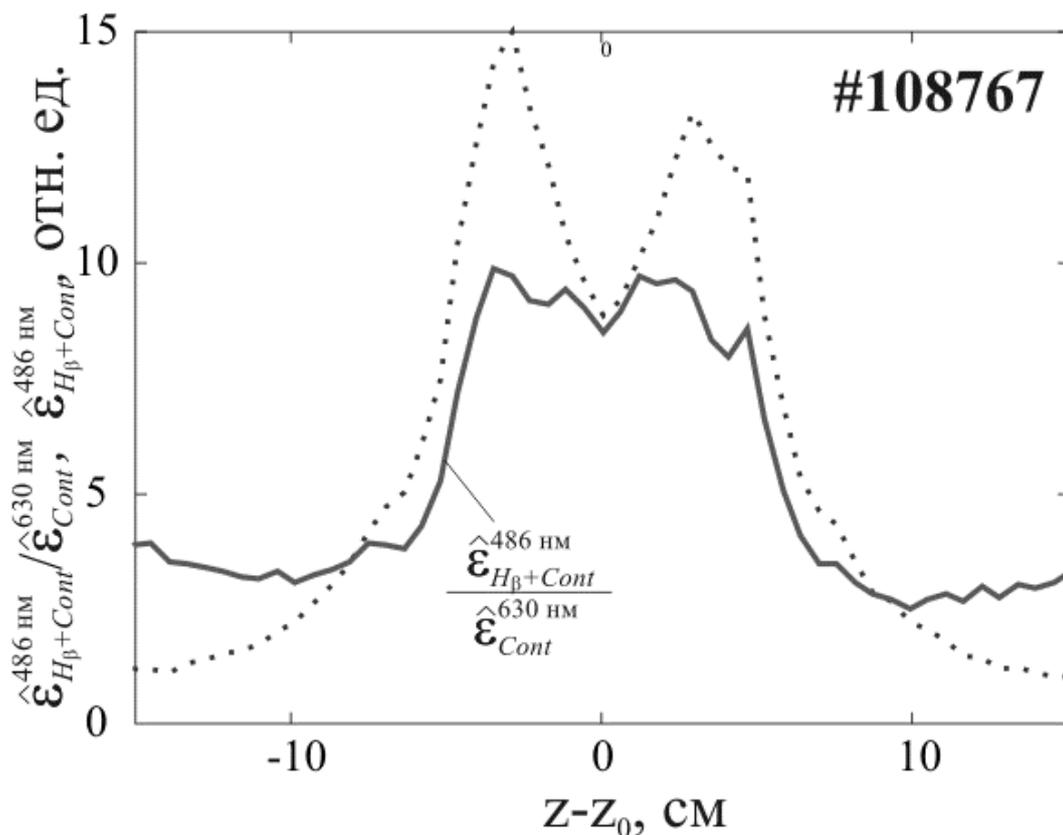


Рис. 3.6 Пунктиром показано распределение измеренного суммарного коэффициента испускания линии и непрерывного спектра. Сплошная кривая - отношение измеренного суммарного коэффициента испускания линии и непрерывного спектра к коэффициенту испускания непрерывного спектра на участке в окрестности 630 нм.

3.3. Модель для расчета заселенности уровней водорода в углеводородном пеллетном облаке

В параграфе 3.3.1 изложены основные положения модели. В параграфе 3.3.2 описано численное решение системы уравнений неразрывности для заселенности уровней водорода в углеводородном пеллетном облаке.

3.3.1. Основные положения модели для расчета ионизации и возбуждения водорода

1. Испаренное вещество растекается в узком канале вдоль магнитного поля.
2. Диаметр канала r_{cld} оценивается по поперечному распределению коэффициента испускания линии H_β согласно 2.3.5.
3. В поперечном к магнитному полю направлении все параметры полагаются постоянными.
4. Скорость испарения оценивается из эксперимента (см. подробнее 2.2.2). Для разряда #108767, на примере которого проводится расчёт, скорость испарения в момент получения снимка полихроматора составила 2.8×10^{21} сек⁻¹ (в пересчете на мономер C_8H_8).
5. Продольное распределение концентрации и температуры электронов считается заданным.
6. Исходным состоянием растекающегося вещества полагаются свободные нейтральные атомы углерода и водорода в основном состоянии в количественном соотношении 1:1. Молекулярные процессы безусловно имеют место у поверхности, но область их локализации менее 1 мм от макрочастицы. О чём можно судить из величины пика излучения линии нейтрального углерода (см. Рис. 3.13). Т.е. на расстоянии ≈ 1 мм углерод уже полностью ионизован и отсутствует его источник, связанный с диссоциацией углеводородных молекул.
7. Скорость разлета полагается не зависящей от z и оценивается из баланса испарения и разлёта тяжелых частиц в пеллетном облаке

$$u = \frac{8 \frac{dN_{C_8H_8}}{dt}}{\pi r_{cld}^2 n_{cld}(z_s)}. \quad (3.4)$$

Здесь, z_s – положение поперечного сечения облака, в котором можно считать водород и углерод однократно ионизованными. Типичные значения z_s лежат в диапазоне 3÷5 мм от местоположения макрочастицы. Далее будет показано, что положение этой точки с точностью до миллиметра соответствует положению максимума излучения $\Delta z_m^{H_\beta}$ линии H_β , что позволяет определять её положение напрямую из распределения коэффициента испускания линии H_β . В расчетах полагалось $z_s \equiv \Delta z_m^{H_\beta}$.

Ищется одномерное стационарное решение системы уравнений неразрывности для концентрации протонов n_{H^+} , а также концентраций атомов водорода H^{*n} в основном $n = 1$ и возбужденных с главными квантовыми числами $n = 2 \div 7$ состояниях

$$\begin{aligned} \frac{\partial(n_{H^{*n}}u)}{\partial z} = & - \sum_{i=1, i \neq n}^7 \left[\langle \sigma_{H^{*n \rightarrow *i} v} \rangle_{cold} n_{H^{*n}} n_{cld} + \langle \sigma_{H^{*n \rightarrow *i} v} \rangle_{hot} n_{H^{*n}} n_e \right] + \dots \\ & - \left[\langle \sigma_{H^{*n \rightarrow +} v} \rangle_{cold} n_{H^{*n}} n_{cld} + \langle \sigma_{H^{*n \rightarrow +} v} \rangle_{hot} n_{H^{*n}} n_e \right] + \dots \\ & + \sum_{i=1, i \neq n}^7 \left[\langle \sigma_{H^{*i \rightarrow *n} v} \rangle_{cold} n_{H^{*i}} n_{cld} + \langle \sigma_{H^{*i \rightarrow *n} v} \rangle_{hot} n_{H^{*i}} n_e \right] + \langle \sigma_{H^+ \rightarrow *n} v \rangle_{cold} n_{H^+} n_{cld} \\ \frac{\partial(n_{H^+}u)}{\partial z} = & \sum_{k=1}^7 \left[\langle \sigma_{H^{*n \rightarrow +} v} \rangle_{cold} n_{H^{*n}} n_{cld} + \langle \sigma_{H^{*n \rightarrow +} v} \rangle_{hot} n_{H^{*n}} n_e \right] - \sum_{n=1}^7 \left[\langle \sigma_{H^+ \rightarrow n} v \rangle_{cold} n_{H^+} n_{cld} \right] \end{aligned} \quad (3.5)$$

Здесь $n_{H^{*n}}$ - концентрация атомов водорода с электроном на уровне с главным квантовым числом n ; $\langle \sigma_{H^{*n \rightarrow *i} v} \rangle_{cold, hot}$ - скоростные коэффициенты возбуждения/девозбуждения электронным ударом, вычисленные при температуре в точке облака с соответствующей координатой z и при температуре фоновой плазмы соответственно; $\langle \sigma_{H^{*n \rightarrow +} v} \rangle_{cold, hot}$ - скоростной коэффициент ионизации электронным ударом [74]; $\langle \sigma_{H^+ \rightarrow *k} v \rangle_{cold}$ - скоростной коэффициент трехчастичной рекомбинации. Предполагается, что более высокие уровни $n > 7$ сливаются со свободными состояниями из-за т.н. «снижения потенциала ионизации» в плазме [53].

В правой части системы учитываются процессы возбуждения, девозбуждения и ионизации электронным ударом, а также трехчастичная рекомбинация. Скорости излучательных процессов в рассматриваемом диапазоне параметров плазмы существенно уступают скоростям аналогичных вынужденных переходов под действием электронного удара и не вносят вклада в распределение по уровням возбуждения и в ионизацию (см. 3.5.3). В связи с чем их учет не осуществлялся. Вклад горячих электронов фоновой плазмы в ионизационный баланс учитывался без учёта их экранирования пеллетным облаком. Оценки показали, что даже в этом случае их вклад существенно меньше по сравнению с вкладом холодных электронов вторичной плазмы облака при учете каскадных процессов (см. Рис. 3.9). Это обстоятельство позволило избежать больших ошибок, не прибегая при этом к сложному самосогласованному расчету экранирования горячих электронов в облаке и ионизационного баланса внутри облака.

3.3.2. Решение системы уравнений неразрывности

Решение ищется численно на сетке по координате z вдоль оси облака, и строится от $z = 0$, где весь водород полагается нейтральным и находящимся в основном состоянии. Оптимальным значением шага сетки выбрано $\Delta z = 0.01$ мм. Выбор сделан из соображений экономии машинного времени при том, что дальнейшее уменьшение шага сетки не приводит к изменению решения.

Численные расчёты показывают, что частоты процессов перехода между возбужденными состояниями атомов водорода с $n \geq 2$, а также ионизация из возбужденных состояний настолько велики, что изменение концентрации атомов в возбужденном состоянии на каждом шаге сетки велики в сравнении с самой концентрацией атомов в этом состоянии. Это позволяет считать, что во всем рассматриваемом диапазоне n_{cld} и T_{cld} , их заселенности находятся в равновесии (между собой) и соответствующие концентрации связаны уравнениями Саха-Больцмана. Дополнительно это подтверждается тем, что для указанного диапазона параметров облака выполняется критерий наличия частичного ЛТР для уровня 2 и выше [53]. В связи с вышеизложенным решаемая система уравнений видоизменяется. Остаются два уравнения неразрывности с двумя неизвестными для концентрации атомов водорода в основном состоянии n_{H^*1} и суммарной концентрации ионов и возбужденных атомов $n_{H^{sum}}$ в состояниях с главным квантовым числом $n \geq 2$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial(n_{H^*1}u)}{\partial z} &= -\sum_{i=2}^7 \left[\langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^*i} v \rangle_{cold} n_{H^*k} n_{cld} + \langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^*i} v \rangle_{hot} n_{H^*1} n_e \right] + \dots \\
 &- \left[\langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^+} v \rangle_{cold} n_{H^*1} n_{cld} + \langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^+} v \rangle_{hot} n_{H^*1} n_e \right] + \dots \\
 &+ \sum_{i=2}^7 \left[\langle \sigma_{H^*i \rightarrow^*1} v \rangle_{cold} n_{H^*i} n_{cld} + \langle \sigma_{H^*i \rightarrow^*1} v \rangle_{hot} n_{H^*i} n_e \right] + \langle \sigma_{H^+ \rightarrow^*1} v \rangle_{cold} n_{H^+} n_{cld} \\
 &+ \langle \sigma_{H^+ \rightarrow^*1} v \rangle_{hot} n_{H^+} n_e, \\
 \frac{\partial(n_{H^{sum}}u)}{\partial z} &= \sum_{i=2}^7 \left[\langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^*i} v \rangle_{cold} n_{H^*k} n_{cld} + \langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^*i} v \rangle_{hot} n_{H^*1} n_e \right] + \dots \\
 &+ \left[\langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^+} v \rangle_{cold} n_{H^*1} n_{cld} + \langle \sigma_{H^*1 \rightarrow^+} v \rangle_{hot} n_{H^*1} n_e \right] + \dots \\
 &- \sum_{i=2}^7 \left[\langle \sigma_{H^*i \rightarrow^*1} v \rangle_{cold} n_{H^*i} n_{cld} + \langle \sigma_{H^*i \rightarrow^*1} v \rangle_{hot} n_{H^*i} n_e \right] - \langle \sigma_{H^+ \rightarrow^*1} v \rangle_{cold} n_{H^+} n_{cld} \\
 &- \langle \sigma_{H^+ \rightarrow^*1} v \rangle_{hot} n_{H^+} n_e
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

$$\text{где } n_{H^{sum}} = n_{H^+} + \sum_{n=2}^7 n_{H^*n}.$$

На каждом шаге сетки рассчитывается изменение количества атомов водорода в основном состоянии и суммарного количества ионов и возбужденных атомов.

Количество ионов и атомов в каждом из возбужденных состояний затем определяется с помощью модифицированных формул равновесия

$$\frac{n_e n_{H^+}}{n_{H^{*2}}} = \frac{2Z_{H^+}(T)}{2 \times 2^2 \exp\left(-\frac{E_{H^{*1} \rightarrow H^{*2}}}{T_e}\right)} T_e^{3/2} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{H \rightarrow H^+}}{T_e}\right). \quad (3.7)$$

Эта формула получена на основе двух выражений

$$\frac{n_{cld} n_{H^+}}{n_H} = \frac{2Z_{H^+}(T_{cld})}{Z_H(T_{cld})} T_{cld}^{3/2} \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_{H \rightarrow H^+}}{T_{cld}}\right), \quad (3.8)$$

$$\frac{n_{H^{*2}}}{n_H} = \frac{2 \times 2^2 \exp\left(-\frac{E_{H^{*2}}}{T_{cld}}\right)}{Z_H(T_{cld})},$$

где $Z_H(T_{cld})$ - стат. сумма атома водорода, определяемая выражением

$Z_H(T_{cld}) = \sum_n g_n \exp\left(-\frac{E_{H^{*2}}}{T_{cld}}\right)$; стат. сумма иона водорода $Z_{H^+}(T_{cld}) = 1$; g_n - стат. вес

уровня с главным квантовым числом n ; $-E_{H \rightarrow H^+}$ - энергия ионизации из основного состояния с учетом плазменной поправки ΔE_H , вычисляемой по формуле (A1.4). Представленное выражение устанавливает связь между количеством атомов водорода во втором возбужденном состоянии и количеством ионов водорода. Оно дополняется выражениями для связи плотностей атомов в возбужденных состояниях.

$$\frac{n_{H^{*2}}}{n_{H^{*n}}} = \frac{2 \times 2^2 \exp\left(-\frac{E_{H^{*2}}}{T_{cld}}\right)}{2 \times n^2 \exp\left(-\frac{E_{H^{*n}}}{T_{cld}}\right)}, n = 3..7. \quad (3.9)$$

После определения количества ионов и атомов в каждом из возбужденных состояний возможно вычисление полного количества атомов в основном состоянии и суммарного количества ионов и возбужденных атомов на следующем шаге сетки.

Пример расчета пространственного распределения заселенности возбуждённого состояния с главным квантовым числом $n = 4$ водорода в пеллетном облаке в разряде #108767 приведен на Рис. 3.7. Для расчета использовано экспериментальное распределение концентрации электронов в облаке, а также распределение температуры, подобранное по описанному в разделе 3.4 методу. На нём можно видеть, что в точке, соответствующей максимуму концентрации водорода в возбужденном состоянии с $n = 4$ остается лишь $\approx 10\%$ нейтрального водорода. Это говорит о сложности прямого

сопоставления излучения линии и соответствующего ей состояния ионизации, которое встречалось в ранних работах. Так, например, наблюдаемые распределения N_{β} не могут интерпретироваться как расположение нейтрального углерода даже в качестве грубой оценки, а характерная длина спада излучения на распределении никак не связана с длиной ионизации, но зато содержит информацию о нарастании температуры в облаке.

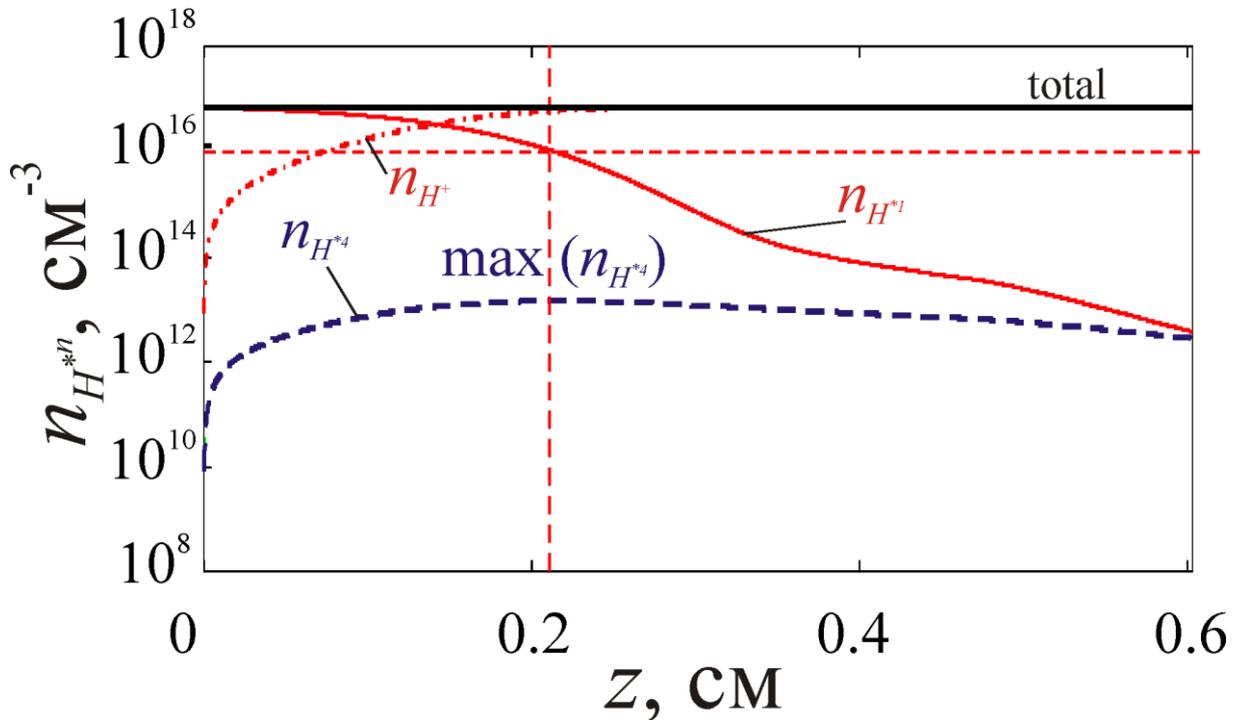


Рис. 3.7 Продольные распределения заселенности возбужденного состояния с $n = 4$ водорода в pelletном облаке в разряде #108767.

3.4. Метод определения температуры по спаду линии H_{β}

Поскольку спонтанный коэффициент испускания спектральной линии пропорционален концентрации атомов в верхнем возбужденном состоянии перехода, то с помощью вышеизложенной модели при заданных распределениях концентрации и температуры электронов в pelletном облаке в нём могут быть также рассчитаны пространственные распределения коэффициента испускания линии H_{β} . В связи с этим можно следующим образом сформулировать задачу экспериментального определения температуры электронов. Подобрать такое распределение температуры электронов в облаке, при котором невязка между расчетным и экспериментально измеренным распределением коэффициента испускания линии H_{β} будет минимальной. В данном разделе предложен метод подбора такого распределения.

Предполагается, что на некотором расстоянии zI (положение zI является свободным варьируемым параметром метода) от центра облака температура электронов $\langle T_{cld} \rangle(zI) = 6.5$ эВ. При более высоких температурах линия $H\beta$ «выгорает», так что суммарный коэффициент испускания линии и непрерывного спектра практически сравнивается с коэффициентом испускания последнего. Из этой точки строится распределение температуры вдоль z . Ниже приведены результаты таких построений в направлении центра облака (к макрочастице), для которого ожидается снижение температуры облака. В противоположенном направлении тоже возможно вести такие построения, однако точность уменьшается, поскольку снижается измеренное значение коэффициента испускания $\varepsilon_{H\beta}$ линии при увеличении температуры, а значит точность его определения из суммарного излучения (линия + непрерывный спектр). Из уравнения (A1.1) следует

$$\frac{d \ln \varepsilon_{H\beta}}{dz} = \frac{d \ln n_{H^{*4}}}{dz}. \quad (3.10)$$

Предполагая, что распределение водорода по состояниям возбуждения на периферии облака соответствует полному ЛТР в некоторой области от zI внутрь облака (обоснование этого представлено в разделе 3.5), можно записать следующее соотношение

$$\frac{d \ln n_{H^{*4}}}{dz} = \frac{d \ln n_{H^{*4}}}{dT_{cld}} \frac{d \langle T_{cld} \rangle}{dz}, \quad (3.11)$$

где $\frac{d \ln n_{H^{*4}}}{dT_{cld}}$ является лишь функцией температуры и плотности электронов. В результате получается выражение для градиента температуры

$$\frac{d \langle T_{cld} \rangle}{dz} = \left(\frac{d \ln n_{H^{*4}}}{dT_{cld}} \right)^{-1} \frac{d \ln \varepsilon_{H\beta}}{dz} \quad (3.12)$$

Зададим сетку по z с шагом Δz выбранным так, чтобы при его уменьшении в 2 раза результирующие значения температуры менялось не более чем на 1%.

$$z_k = zI - k\Delta z \quad (3.13)$$

Последовательно вычисляя значения градиента температуры, вычисляются значения температуры в соседних узлах

$$\langle T_{cld} \rangle(z_{k+1}) = \Delta z \frac{d \langle T_{cld} \rangle}{dz}(z_k) + \langle T_{cld} \rangle(z_k). \quad (3.14)$$

Данная процедура не может быть продолжена вплоть до $z = 0$ и должна быть прервана в точке z_2 (не путать с z_2 – второй узел сетки). Это связано с нарушением ЛТР, а именно, с нарушением принципа локальности в наиболее холодных областях облака $z \leq 2$ мм от макрочастицы. В параграфе 3.5.4 предложен количественный критерий для температуры $\langle T_{cld} \rangle(z_2)$ при которой необходимо прервать процедуру. В центральной области распределение температуры упрощенно описывается линейной функцией проходящей через 2 точки, одна из которых соответствует $\langle T_{cld} \rangle(z_2)$, а вторая - значение температуры в центре $\langle T_{cld} \rangle(0)$ наряду с координатой z_1 является свободным параметром метода. Поскольку в эксперименте измеряется суммарное излучение линии и непрерывного спектра, для корректного определения температуры необходимо это учесть. В Приложении 2 описана методика выделения излучения линии на фоне непрерывного спектра.

Такое построение температурного распределения прodelьвается многократно для набора варьируемых параметров z_1 и $\langle T_{cld} \rangle(0)$. Для каждого из них по описанной в разделе 3.3 модели осуществляется расчет пространственных распределений заселенности уровней энергии водорода. На основе полученных распределений заселенности уровней рассчитывается одномерное пространственное распределение коэффициентов испускания в окрестности 486.12 нм, включающее линию H_β (переход с $n=4$ на $n=2$) и непрерывный спектр. При расчете вклада углерода в непрерывный спектр, используется равновесное распределение углерода по степеням ионизации с помощью уравнений Саха-Больцмана, записанных с учетом ионов углерода C^{1+} и C^{2+} (см. подробнее в 3.6). Детальный расчет возбуждения и ионизации углерода выходит за рамки данной работы и запланирован как дальнейшее развитие описываемой методики. Для каждого распределения излучения вычисляется его невязка с экспериментальным распределением. Выбирается комбинация значений z_1 и $\langle T_{cld} \rangle(0)$, соответствующая минимальной невязке между расчетным распределением коэффициента испускания и измеренным распределением. Для разряда #108767 $z_1 = 0.6$ см, $\langle T_{cld} \rangle(0) = 1.3$ эВ. На Рис. 3.14 сплошной кривой показано подобранное описанным способом распределение температуры, а на Рис. 3.8 продемонстрированы расчетное и экспериментальное распределения коэффициента испускания для подобранного распределения температуры. Необходимо отметить, что в данном рассмотрении не учитываются двумерные эффекты. Все параметры полагаются усредненными по радиусу канала разлёта. Также не рассматриваются эффекты связанные с влиянием твердой поверхности макрочастицы. А поскольку твердая макрочастица имеет диаметр менее

1 мм в то время, как характерный диаметр сечения канала разлёта ≈ 6 мм, то холодная плазма вблизи поверхности составляет лишь небольшую часть плазмы в центральном поперечном сечении. В связи с этим относительно высокие значения температуры $\langle T_{clid} \rangle(0) \approx 1.3$ эВ выглядят правдоподобными.

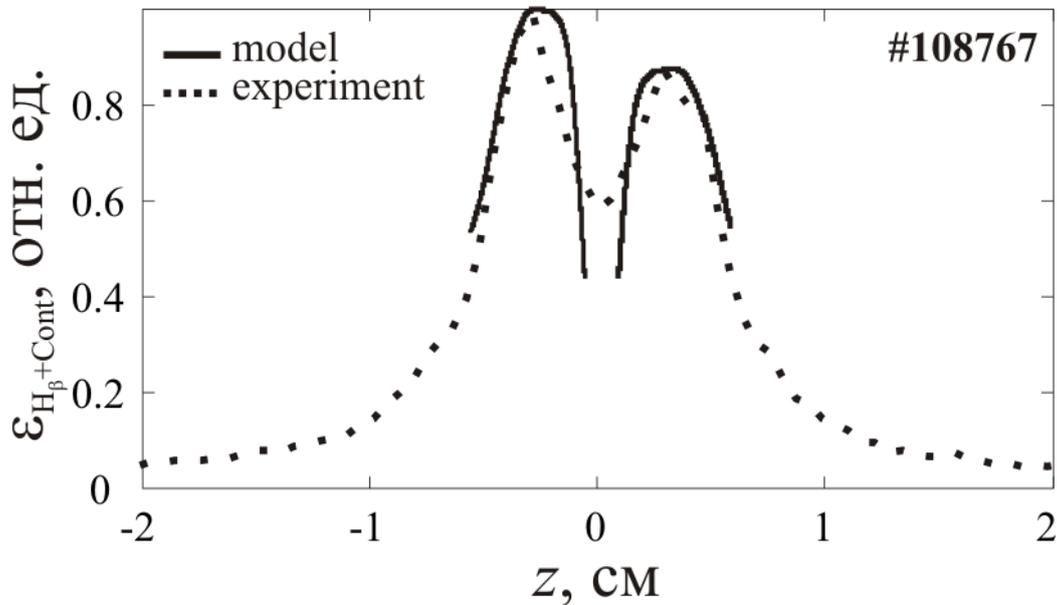


Рис. 3.8 Распределение излучения в фильтре H_{β} . Разряд #108767. Пунктирная кривая – данные экспериментальных измерений, сплошная – расчет по упрощенной модели.

Таким образом, данный метод позволяет получить продольные распределения усреднённых по поперечному сечению значений температуры электронов в облаке. Для его реализации необходимы экспериментальные данные о продольном распределении коэффициента испускания линии H_{β} , о продольном распределении концентрации электронов в облаке, а также о поперечном радиусе облака и скорости испарения. Он не требует независимого измерения распределения коэффициента испускания в непрерывном спектре и является методически независимым от метода описанного в разделе 3.2. Необходимо отметить, что для исследованных углеводородных облаков положение $z1$ с точностью ± 1 мм совпадает с положением точки, в которой коэффициент испускания линии равен половине максимального (см. параграф 2.3.5) т.е.

$$z1 = \frac{l^{H_{\beta}}}{2}.$$

3.5. Применимость приближения локального термодинамического равновесия в углеводородном облаке

Использование в вышеизложенных методах уравнений Саха-Больцмана требует анализа границ применимости данных методов. В данном разделе рассматриваются возможные причины нарушения ЛТР в плазме пеллетного облака и определяются области облака, в которых такое нарушение происходит.

Формальное определение локального термодинамического равновесия сводится к равенству скоростей всех взаимно-обратных процессов: как ударных (например, ионизация электронным ударом/трехчастичная рекомбинация, возбуждение/девозбуждение электронным ударом), так и излучательных (фотоионизация/излучательная рекомбинация, возбуждение уровня при поглощении фотона/ спонтанное высвечивание). В реальных условиях такое детальное равновесие выполняется крайне редко. Однако во многих случаях, распределение по ионизационным состояниям и по уровням возбуждения незначительно отличается от тех, которые можно было бы оценить, пользуясь формулами для равновесия, а именно, формулами Саха-Больцмана. Причинами нарушения детальное равновесия может служить целый ряд причин, которые обсуждаются далее.

3.5.1. Нестационарность

В нашем исследовании предполагается, что в пеллетном облаке успевает установиться стационарное распределение всех параметров, а все изменения происходят на временах, значительно превышающих время атомных процессов. Для сопоставления: полное время испарения 500 мкс, типичное время экспонирования 10-30 мкс, время смещения пеллета на расстояние равное поперечному радиусу облака (3мм) ~ 7.5 мкс, время смещения пеллета на расстояние равное собственному размеру 2.5 мкс (оценено при размере 1 мм и скорости движения 400 м/с), характерное время поперечного дрейфа вещества облака в неоднородном магнитном поле, определяемое по формуле [30]

$$\tau_d = \sqrt{\frac{2r_{cld}}{c_s^2 \frac{\nabla B}{B}}}, \quad (3.15)$$

где c_s - скорость звука, которая в многокомпонентной плазме вычисляется по формуле:

$$c_s = \sqrt{\frac{5 \frac{n_{cld} T_{cld} + \sum_{n=0}^1 n_{H^{n+}} T_{H^{n+}} + \sum_{n'=0}^6 n_{C^{n'+}} T_{C^{n'+}}}{n_{cld} m_e + \sum_{n=0}^1 n_{H^{n+}} m_H + \sum_{n'=0}^6 n_{C^{n'+}} m_C}}{3}}; \quad (3.16)$$

$\tau_d \approx 8.5$ мкс (при скорости звука 10^6 см/с), время ионизации атома водорода ≈ 1 мкс (при $T_{cld} = 2$ эВ), характерный масштаб изменения магнитного поля $\frac{\nabla B}{B}$ вычислялся на основе невозмущенных конфигураций магнитного поля (т.к. оценка l/R не подходит в случае гелиотрона [75]). Принято считать [76], что стационарное распределение в облаке устанавливается, когда продольный поток частиц сравнивается с поперечным за счет дрейфа. Характерное время этого процесса соответствует τ_d . При этом, для макрочастицы, двигающейся в горячей плазме, внешние параметры изменяются достаточно медленно по сравнению с этим временем, что позволяет предполагать установление стационарных параметров облака.

3.5.2. Поток быстрых частиц извне

Горячие электроны фоновой плазмы, проникая в холодное пеллетное облако, могут участвовать в процессах ионизации и возбуждения. При этом их вклад в заселенность уровней и степень ионизации может оказаться сопоставимым с вкладом основной компоненты плазмы облака. На Рис. 3.9 приводятся зависимости времени ионизации атома водорода от температуры плазмы облака и фактора экранирования потока электронов фоновой плазмы. Видно, что внешние горячие электроны могут влиять лишь при достаточно низких температурах плазмы облака. При этом, если бы столь низкие температуры облака реализовывались в реальности, в эксперименте должны были бы наблюдаться совершенно другие продольные (бóльшие) размеры наблюдаемой светящейся области пеллетного облака. Это позволяет говорить о весьма слабом (прямом, т.е. ионизация за счет столкновений непосредственно с горячими электронами) влиянии внешней плазмы на ионизационный баланс в облаке. На Рис. 3.9 можно видеть, что, начиная с температуры ≈ 2 эВ время ионизации из основного состояния

$$\tau_1 = \frac{1}{\langle \sigma_{H^{1+} \rightarrow v} \rangle_{cold} n_e + \langle \sigma_{H^{1+} \rightarrow v} \rangle_{hot} n_e^{hot} \delta} \quad (3.17)$$

не зависит от фактора экранирования потока горячих электронов δ , т.е. ионизация происходит главным образом за счет электронов облака. С учетом каскадных процессов, температура, начиная с которой электроны облака начинают полностью

определять заселенность уровней и степень ионизации может снижаться до ≈ 1.5 эВ. Однако, при температуре облака меньше этого значения, например, у самой поверхности макрочастицы, важен вклад горячих электронов фоновой плазмы.

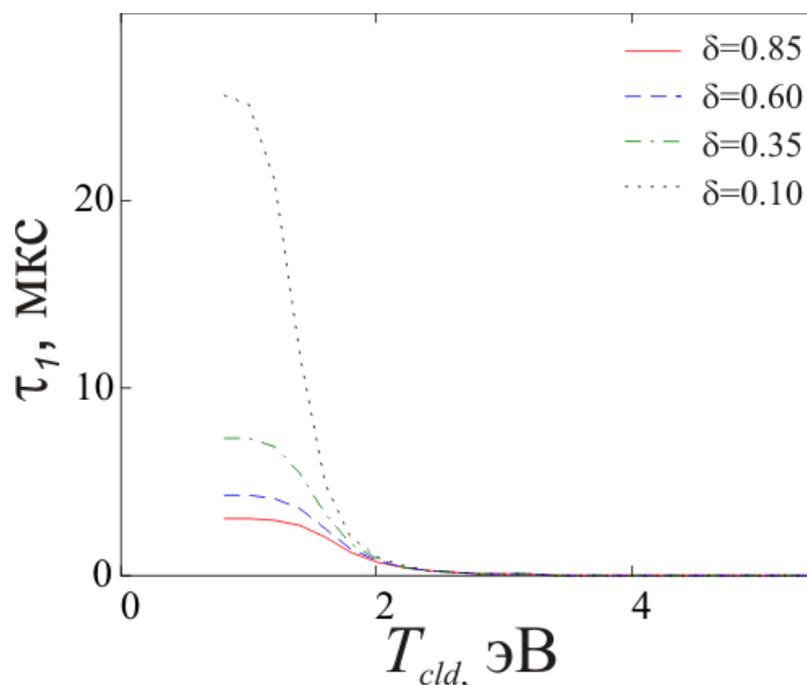


Рис. 3.9 Зависимость времени ионизации атома водорода от температуры плазмы облака и фактора экранирования потока электронов фоновой плазмы δ .

3.5.3. Оптическая прозрачность плазмы

Если излучение может беспрепятственно покидать объем плазмы, это означает, что скорости таких процессов как фотовозбуждение и спонтанное излучение не могут быть уравновешены. В [53] критерием установления частичного локального термодинамического равновесия для уровня выше j для водорода выступает выражение

$$n_{cld} \geq 7 \times 10^{18} \frac{1}{j^{17/2}} \left(\frac{T_{cld}}{E_H^i} \right)^{1/2}, \text{ см}^{-3} \quad (3.18)$$

где E_H^i - энергия ионизации водорода. Оно означает, что полная скорость радиационного перехода с этого уровня на порядок меньше полной скорости столкновительных переходов с этого уровня на все вышележащие. Оно хорошо выполняется в плазме с параметрами характерными для пеллетного облака для всех уровней начиная с $j=2$. Для нахождения в равновесии основного состояния требуется, чтобы скорость его заселения радиационными переходами была много меньше заселения его столкновительными процессами. Для этого в [53] выведено условие

$$n_{cld} \geq 9 \times 10^{17} \left(\frac{E_H^{*2}}{E_H^i} \right)^3 \left(\frac{T_{cld}}{E_H^i} \right)^{1/2}. \quad (3.19)$$

В оптически тонкой плазме это достаточно жесткое условие. Например, требуется $n_{cld} = 1.2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, для существования полного равновесия при температуре 1 эВ. Невыполнение этого условия означает, избыточную (в сравнении с равновесной) заселённость основного состояния за счет радиационных переходов. Но как отмечается в работе [55] плазма пеллетного облака для резонансных линий является оптически плотной, что приводит к самопоглощению излучения и взаимной компенсации влияния радиационных процессов на заселенность основного состояния. Согласно [53] для атомов водорода

$$n_{H^{*1}} d \geq 4 \times 10^9 \frac{1}{f_{12} \lambda_{12}} \left(\frac{T_{cld}}{E_H^i} \right)^{1/2}, \quad (3.20)$$

где d - характерный размер плазмы, $n_{H^{*1}}$ - концентрация атомов в основном состоянии, f_{12} - сила осциллятора перехода, λ_{12} - длина волны в центре линии. При выполнении этого условия, предыдущее требование (3.19) к концентрации электронов может быть снижено примерно на порядок, что уже соответствует характерным наблюдаемым параметрам плазмы в пеллетном облаке.

3.5.4. Пространственная неоднородность параметров плазмы и вызываемая ими динамика

Основной причиной отклонения заселенности уровней от равновесной является быстрый разлет плазмы с околосвуковой скоростью. Ионы и атомы двигаются в узком канале вдоль магнитного поля от местоположения твердого пеллета. По мере разлета эта смесь нагревается внешним потоком электронов, в ней происходят процессы возбуждения, ионизации, а также обратные им. Скорость такого разлёта достаточно велика $(5 \div 10) \times 10^5 \text{ см/с}$. За характерное время ионизации атома водорода из основного состояния, сам атом может сместиться на значительное расстояние до 1 см. На таком расстоянии параметры плазмы облака значительно меняются. Характерные значения градиента температуры в облаке могут достигать 10 эВ/см. Таким образом, нарушается принцип локальности, и распределение по возбужденным состояниям, а также количество ионов, как для водорода, так и для углерода не является одной лишь функцией температуры. Оно будет зависеть от того, сколько данный конкретный объем плазмы двигался, и как менялась температура на пути его движения. При этом скорость

разлета зависит как корень из температуры, а зависимости скоростей процессов, определяющих ионизацию и заселенность возбужденных состояний, имеют экспоненциальный характер. В связи с этим логично предположить, что по достижении некоторой температуры скорость ионизационных процессов сравняется, а затем и превысит скорость изменения параметров рассматриваемого объема плазмы при разлёте. Это будет означать восстановление принципа локальности.

Далее рассмотрено выполнение принципа локальности для возбужденных состояний атома водорода и для основного состояния. Характерное время перехода из второго возбужденного состояния в вышележащие определяется по формуле

$$\tau_2 = \frac{1}{\langle \sigma_{H^{*2} \rightarrow v} \rangle_{cold} n_{cld} + \sum_{i=3}^7 [\langle \sigma_{H^{*2} \rightarrow i} \rangle_{cold} n_{cld}]} \quad (3.21)$$

Используя данные о сечениях [74] можно определить его температурную зависимость. Она приведена на Рис. 3.10

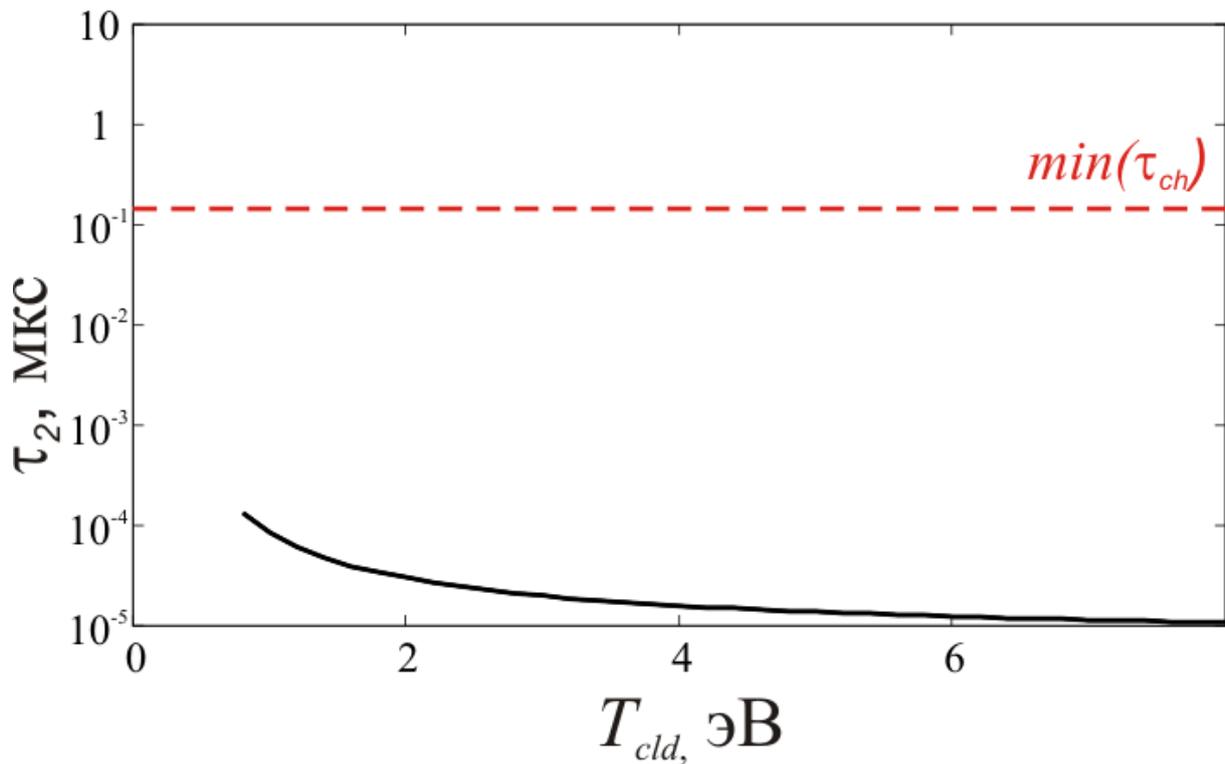


Рис. 3.10 Зависимость характерного времени перехода электрона из второго возбужденного состояния в атоме водорода во все вышележащие

Видно, что это время на несколько порядков меньше минимального (по облаку) характерного времени изменения температуры плазмы τ_{ch} при его разлете со скоростью

и. Определим это время как отношение характерного масштаба изменения температуры к скорости разлёта

$$\tau_{ch} = \left(u \frac{d \ln T_{cld}}{dz} \right)^{-1}. \quad (3.22)$$

Типичная область значений $\tau_{ch} \approx 0.15 \div 1.50$ мкс. Для упрощения не принимаются в расчет ионизация и возбуждение горячими электронами фоновой плазмы, поскольку их вклад мал и даже без его учета, скорости процессов крайне велики, и достаточны для выполнения критерия локальности для заселенности всех возбужденных состояний.

Аналогичным образом вводится критерий установления «локальности» для основного состояния атома водорода. Время ионизации электронным ударом из основного состояния считается по формуле (3.17). Характерное время переходов из основного состояния во все вышележащие определяется формулой

$$\tau_1^* = \frac{1}{\langle \sigma_{H^{1 \rightarrow 2}} v \rangle_{cold} n_e + \langle \sigma_{H^{1 \rightarrow 2}} v \rangle_{hot} n_e^{hot} \delta + \sum_{i=2}^7 [\langle \sigma_{H^{1 \rightarrow i}} v \rangle_{cold} n_e + \langle \sigma_{H^{1 \rightarrow i}} v \rangle_{hot} n_e^{hot} \delta]}. \quad (3.23)$$

Температуру, при которой это время сравнивается с минимальным по пеллетному облаку τ_{ch} можно считать пороговой для установления «локальности» термодинамического равновесия. На Рис. 3.11а и -б приведены полученные температурные зависимости для τ_1 и τ_1^* соответственно.

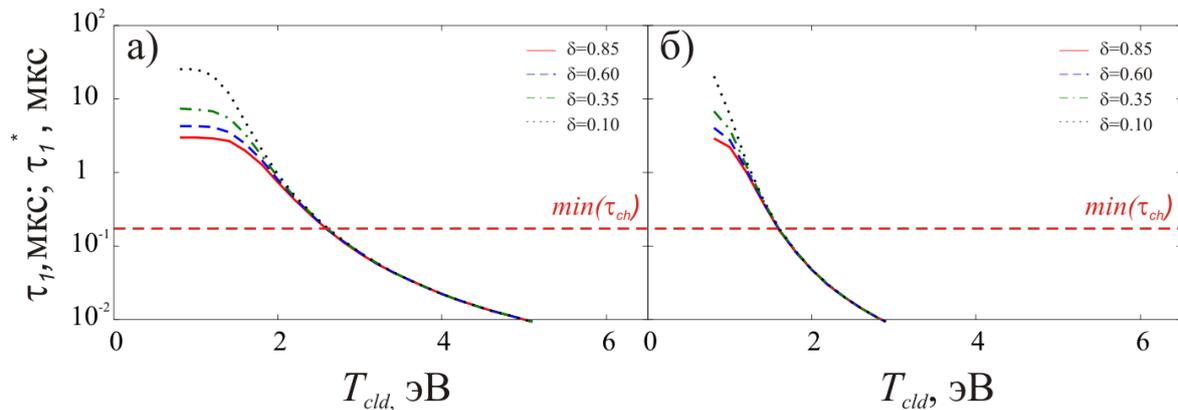


Рис. 3.11 а) Зависимость характерного времени ионизации из основного состояния. б) Зависимость характерного времени обеднения основного состояния за счет процессов как ионизации так и возбуждения. Штриховой кривой обозначено минимальное значение τ_{ch} .

Видно, что при учете процессов возбуждения критерий локальности начинает выполняться при температуре ≈ 1.65 эВ. Другими словами, при большей температуре

скорость обмена электронами с основным состоянием превосходит скорость изменения параметров плазмы при разлёте. В связи с этим, использование уравнений Саха-Больцмана в таких областях не приводит к существенным ошибкам. Однако в центральных холодных областях, где температура меньше, основное состояние атомов водорода «перезаселено», а возбужденные и свободные состояния «недозаселены». Влияние же потока быстрых электронов хоть и способствует обеднению основного состояния, но как видно из Рис. 3.11 совершенно недостаточно, чтобы компенсировать этот процесс. На Рис. 3.12 серым цветом выделены области выполнения критерия локальности для основного состояния атома водорода. Необходимо отметить, что во всех исследованных углеводородных облаках положение точки z_2 с точностью ± 1 мм совпадает с положением максимума коэффициента испускания линии H_β .

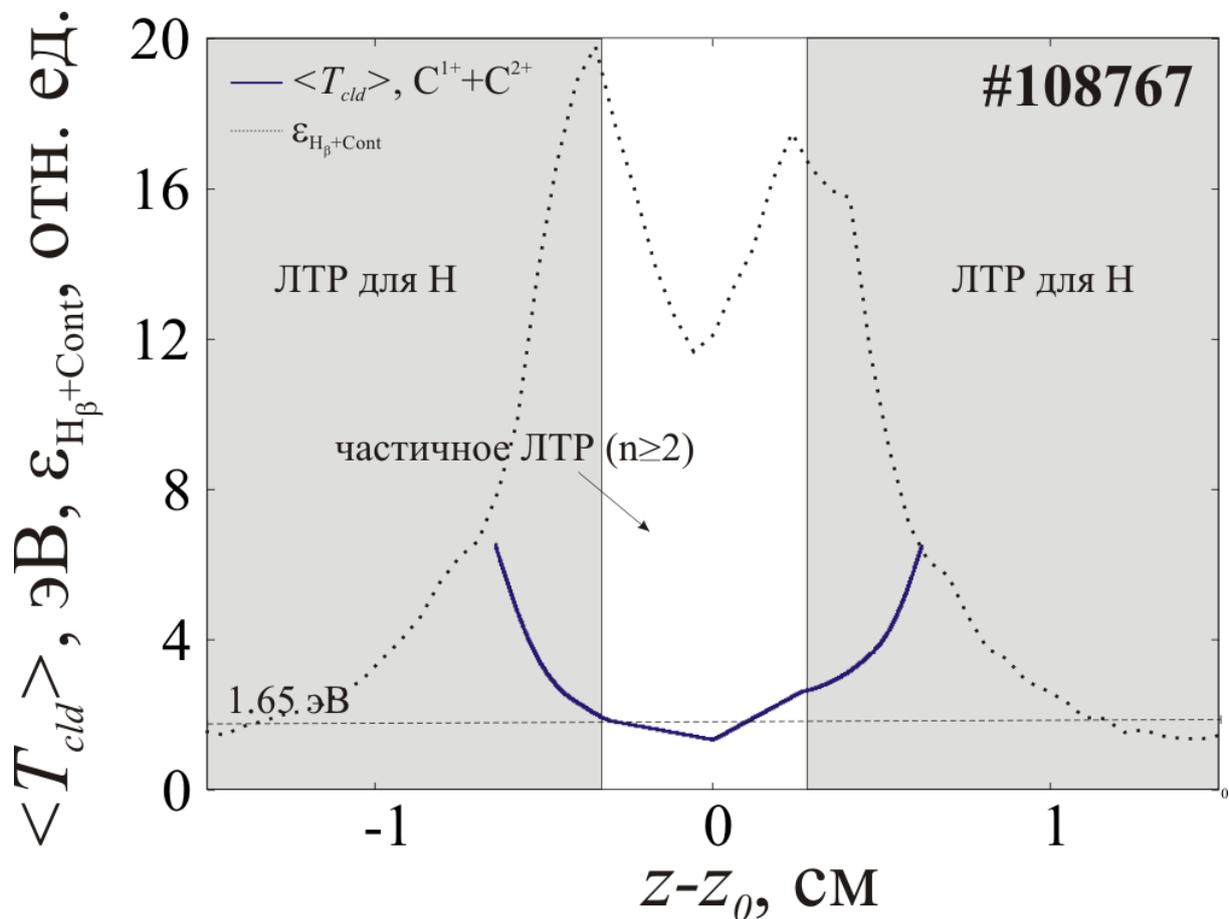


Рис. 3.12 Области выполнения критерия локальности наступления полного ЛТР для водорода.

Все аналогичные оценки могут быть проделаны для каждого ионизационного состояния углерода. Детальный расчет процессов ионизации и возбуждения углерода в

работе не проводился, но по аналогии с водородом можно ожидать, что основное состояние атома либо иона приходит в равновесие вблизи максимума свечения соответствующей этому атому (иону) спектральной линии. Например, для нейтрального углерода можно считать, что заселенность основного состояния приходит в равновесие еще быстрее, чем это происходит для основного состояния водорода в силу меньших его энергий возбуждения и ионизации по сравнению с водородом. Косвенно это подтверждается тем фактом, что даже в самом центре облака наблюдается весьма значительная концентрация электронов.

Таким образом, в облаке можно выделить несколько областей при удалении от макрочастицы вдоль магнитного поля. Область, где основное состояние нейтрального углерода находится в равновесии, а основное состояние водорода и ионов углерода - нет. Затем, последовательно приходят в равновесие основные состояния водорода, первого иона углерода, второго иона углерода и т.д. На Рис. 3.13 показаны примерные расположения областей равновесия основного состояния первого и второго иона углерода. Основное состояние нейтрального углерода приходит в равновесие непосредственно в центре облака. Расположение областей определялось исходя из расположения максимума интенсивности свечения линий.

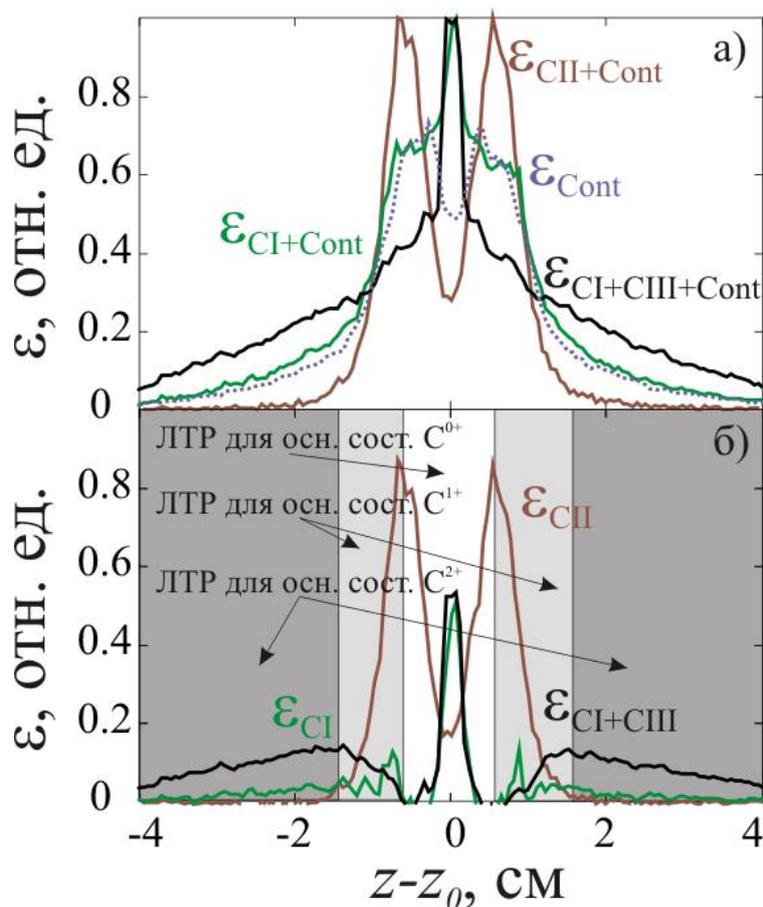


Рис. 3.13 Пространственные распределения коэффициента испускания в фильтрах для регистрации линий углерода а). Они же за вычетом нормированного значения испускания непрерывного спектра б). На рисунке б) показаны ожидаемые расположения областей наступления равновесия для основных состояний нейтрального углерода, а также первого и второго иона.

3.6. Сопоставление двух методов определения температуры

Как видно из глав 3.2, 3.4, оба метода измерения температуры требуют использования предположений об излучении непрерывного спектра. В методе, использующем отношение коэффициентов испускания линии и непрерывного спектра, распределение углерода по ионизационным состояниям приближенно описывается с помощью формул Саха-Больцмана. При этом, из-за значительного времени, требующегося на появление ионов C^{3+} , которое сопоставимо со временем покидания веществом пределов облака, система уравнений Саха обрывается на ионе C^{2+} . Во втором методе используется градиент коэффициента испускания линии, который необходимо выделить из экспериментально измеренного распределения,

представляющего собой сумму коэффициентов испускания линии и непрерывного спектра. Для этого также используется сокращенная система уравнений Саха. Из оценок критерия наступления «локальности» равновесия для основного состояния атома водорода см. Рис. 3.11 можно видеть, что он начинает выполняться вблизи максимума коэффициента испускания линии. Для нейтрального и первого иона углерода подобного детального расчета не проводилось (эта работа запланирована как дальнейшее развитие и уточнение описываемой методики исследования пеллетных облаков). Однако, грубые оценки демонстрируют схожую картину, т.е. ЛТР начинает выполняться для основного состояния нейтрального углерода вблизи максимума излучения линии C I, а для первого иона вблизи максимума излучения линии C II. В связи с этим в оценках излучения непрерывного спектра следует также рассмотреть возможность ограничения уравнений Саха лишь первым ионом углерода. На Рис. 3.14 приведены результаты определения температуры по двум описанным выше методам. Для каждого из методов вычисления выполнены при двух вариантах оценки вклада ионизационных состояний углерода: с учетом только иона C⁺ и с учётом ионов C⁺ и C²⁺. Видно, что учет различного количества ионов по-разному влияет на итоговые значения температуры. В методе по отношению коэффициентов испускания линии и непрерывного спектра при уменьшении количества учитываемых ионов в равновесии значительно возрастает температура. Во втором методе, при уменьшении количества учитываемых ионов углерода получены меньшие значения температуры.

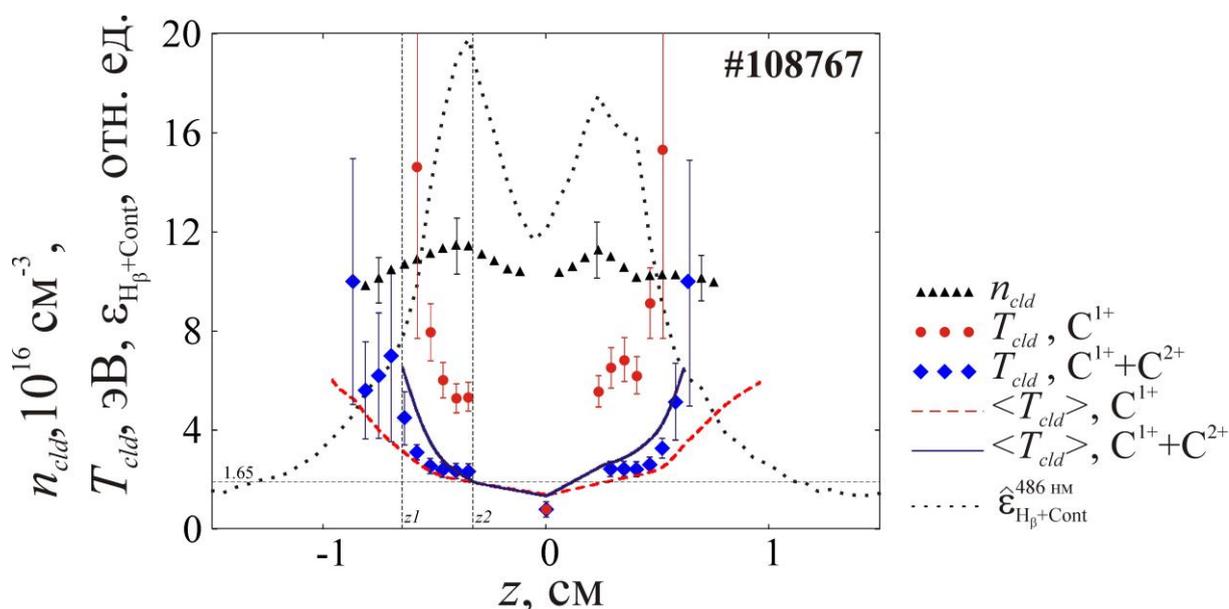


Рис. 3.14 Измеренные значения T_{cld} на оси пеллетного облака вдоль магнитного поля. Ромбами и кругами показаны значения, полученные по отношению испускания линии

$H\beta$ и непрерывного спектра при учете ионизации углерода до C^{2+} и C^{1+} , соответственно. Сплошная и штриховая кривые получены по методу минимизации невязки расчетного и наблюдаемого распределений коэффициента испускания линии $H\beta$ при учете ионизации углерода до C^{2+} и C^{1+} , соответственно. Треугольниками показаны измеренные значения концентрации электронов. Вертикальными штриховыми прямыми отмечены положения $z1$ и $z2$.

Из представленных на Рис. 3.14 распределений видно, что оба метода дают достаточно близкие результаты исключительно при учете вклада C^{1+} и C^{2+} . Это позволяет предполагать, что именно такие оценки температуры наиболее близки к реальности. Как показано выше, в центральной области облака ограниченной положением максимумов излучения линии $H\beta$ нарушается ЛТР. Поэтому использование метода определения температуры по отношению коэффициентов испускания линии $H\beta$ и непрерывного спектра, вообще говоря, становится некорректным. Несмотря на это, определенное по низкотемпературному корню уравнения (3.3) значение температуры ≈ 0.8 эВ оказывается близким к значению температуры ≈ 1.3 эВ определённому по другому методу, а также к значению ≈ 1 эВ сообщаемым другими авторами для температуры облака вблизи испаряющейся водородной макрочастицы (см. параграф 1.3.2). Причина такого соответствия температур облака вблизи макрочастицы до конца не ясна. Возможно, что причиной является влияние электронов фоновой плазмы вблизи макрочастицы на процессы возбуждения и ионизации атомов.

4. Результаты исследования облаков полистироловых макрочастиц в гелиотроне LHD

В данной главе суммируются полученные данные о структуре углеводородных пеллетных облаков. Значения размеров облаков, характерные концентрации и температуры электронов в них, определённых с помощью вышеизложенных методик приводятся в Таблице А3.2 Приложения 3. Полученные данные анализируются с точки зрения их практического применения. В частности, для анализа данных РСХ диагностики необходимо знать структуру облака на протяжении всего времени испарения, а не только однократно за время инъекции, как это обеспечивает существующий полихроматор. В связи с этим выводятся законы подобия, которые могут быть использованы для предсказания структуры облака в любой момент

испарения полистироловой макрочастицы. В разделе 4.1 приведен анализ зависимости размеров облаков от температуры, концентрации электронов фоновой плазмы, от текущего размера макрочастицы и от скорости испарения. В разделе 4.2 анализируется поведение пространственных распределений концентрации и температуры электронов в облаке от параметров фоновой плазмы. В разделе 4.3 изложены результаты сопоставления роли нейтрального и плазменного экранирования в испарении полистироловых макрочастиц с помощью измеренных параметров облаков.

4.1. Зависимость размеров облаков от параметров фоновой плазмы

В параграфе 4.1.1 описываются обнаруженные в эксперименте взаимосвязи наблюдаемых в спектральных линиях (H_{β} , CII) геометрических характеристик облаков: размеры вдоль и поперёк магнитного поля; положение(я) максимума(ов). В параграфе 4.1.2 приведен анализ зависимости размеров облаков от текущего размера макрочастицы от скорости испарения, концентрации и температуры электронов фоновой плазмы, и продемонстрировано, что определяющим параметром является удельная энергия приносимая из окружающей плазмы на одну испаренную частицу. Сравнение с данными других исследований выполнено параграфе 4.1.3.

4.1.1. Взаимосвязь геометрических характеристик облаков в спектральных линиях H_{β} и CII

Анализ имеющихся измерений геометрических размеров пеллетного облака в линиях H_{β} и CII (см. параграф 2.3.5) позволяет установить между ними линейную взаимосвязь вида

$$f(x) = A + Bx. \quad (4.1)$$

Связь продольного и поперечного размеров облака показана на Рис. 4.1а для линии H_{β} и на Рис. 4.1б для линии CII.

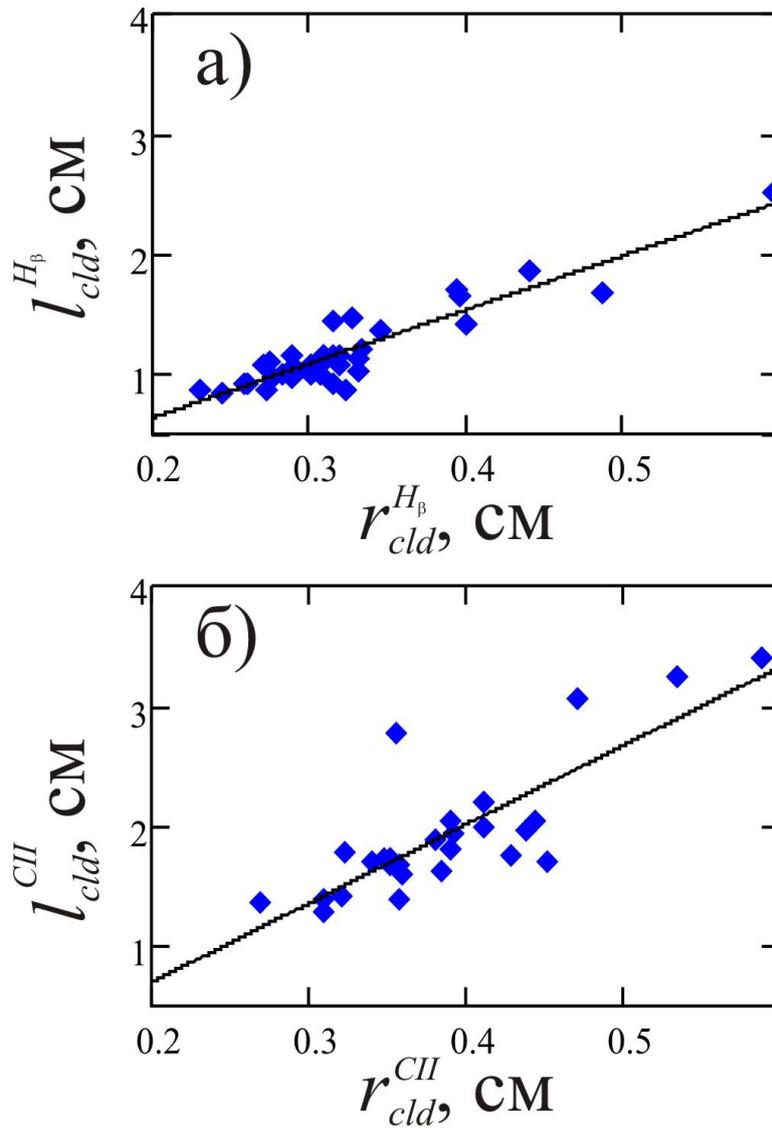


Рис. 4.1 Зависимость продольного размера облака от поперечного в линиях $H\beta$ а) и CII б).

На Рис. 4.2 демонстрируется, что соответствующие размеры в линии $H\beta$ и в линии CII ведут себя подобным образом.

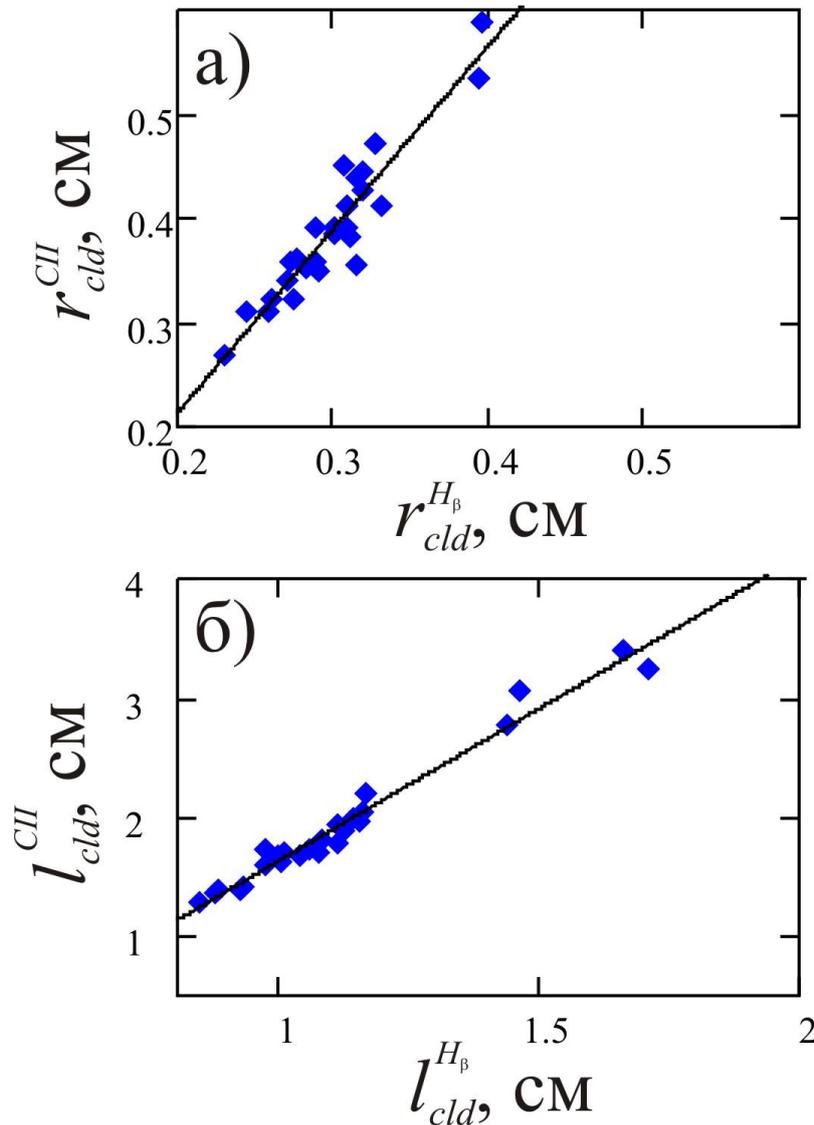


Рис. 4.2 Зависимость продольных (а) и поперечных (б) размеров в линиях СII и H β

Расстояния (вдоль z) от нуля до максимума коэффициента испускания $\Delta z_m^{H_\beta}$ в линии H β и Δz_m^{CII} в линии СII также связаны линейной зависимостью с продольными размерами облака в соответствующей линии (см. Рис. 4.3). Для всех зависимостей вида (4.1) получены линейные коэффициенты, а также погрешность аппроксимации (корень из среднеквадратичного отклонения - $RMSD$) и эти данные сведены в таблицу 4.1. Рассчитанные абсолютные значения отклонений соответствуют $0.05 \div 0.15$ относительной погрешности. Из изложенного выше можно сделать вывод, что по одному измеренному или рассчитанному параметру облака в одной из спектральных линий (H β или СII) могут быть рассчитаны все остальные геометрические характеристики облака с достаточно хорошей точностью.

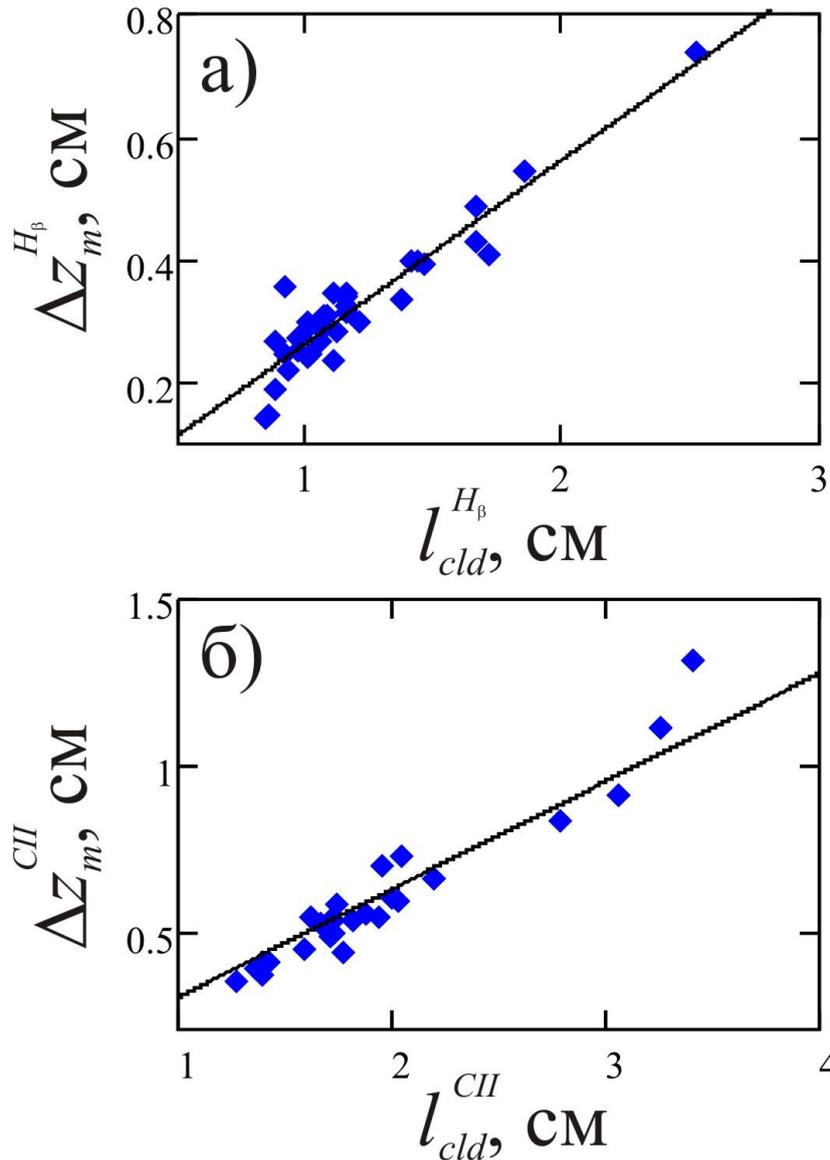


Рис. 4.3 Зависимость расстояние от 0 до максимума продольного профиля коэффициента испускания в линиях H_{β} а) CII б) от продольного размера облака.

Таблица 4.1 Найденные коэффициенты линейных зависимостей (4.1) между характерными геометрическими параметрами исследуемых облаков и $RMSD$ (корень из среднеквадратичного отклонения) полученной аппроксимации.

Зависимость	A , см	B	$RMSD$, см
$l_{cld}^{H_{\beta}}(r_{cld}^{H_{\beta}})$	-0.26	4.50	0.14
$l_{cld}^{CII}(r_{cld}^{CII})$	-0.62	6.57	0.34
$r_{cld}^{CII}(r_{cld}^{H_{\beta}})$	-0.14	1.76	0.02

$I_{cld}^{CII} (I_{cld}^{H\beta})$	-0.9	2.54	0.10
$\Delta z_m^{H\beta} (I_{cld}^{H\beta})$	-0.04	0.30	0.04
$\Delta z_m^{CII} (I_{cld}^{CII})$	-0.03	0.33	0.06

4.1.2. Законы подобия для размеров углеводородных облаков в LHD

Как было показано в предыдущем параграфе, все введенные геометрические характеристики облака линейно взаимосвязаны. Это обстоятельство позволяет выбрать какой-то один для дальнейшего анализа его зависимости от параметров фоновой плазмы. Таким параметром был выбран радиус облака, измеренный в линии H β . Исследовалась его зависимость от определяющих процесс испарения величин: концентрации и температуры электронов фоновой плазмы, текущего размера макрочастицы и скорости испарения. Значения радиуса пеллетного облака в зависимости от этих параметров приведены на Рис. 4.4. Из рисунков видно, что отсутствует зависимость размера облака от скорости испарения и температуры электронов фоновой плазмы, в то же время присутствует выраженная тенденция к его уменьшению с ростом концентрации электронов фоновой плазмы и к увеличению с увеличением текущего размера макрочастицы.

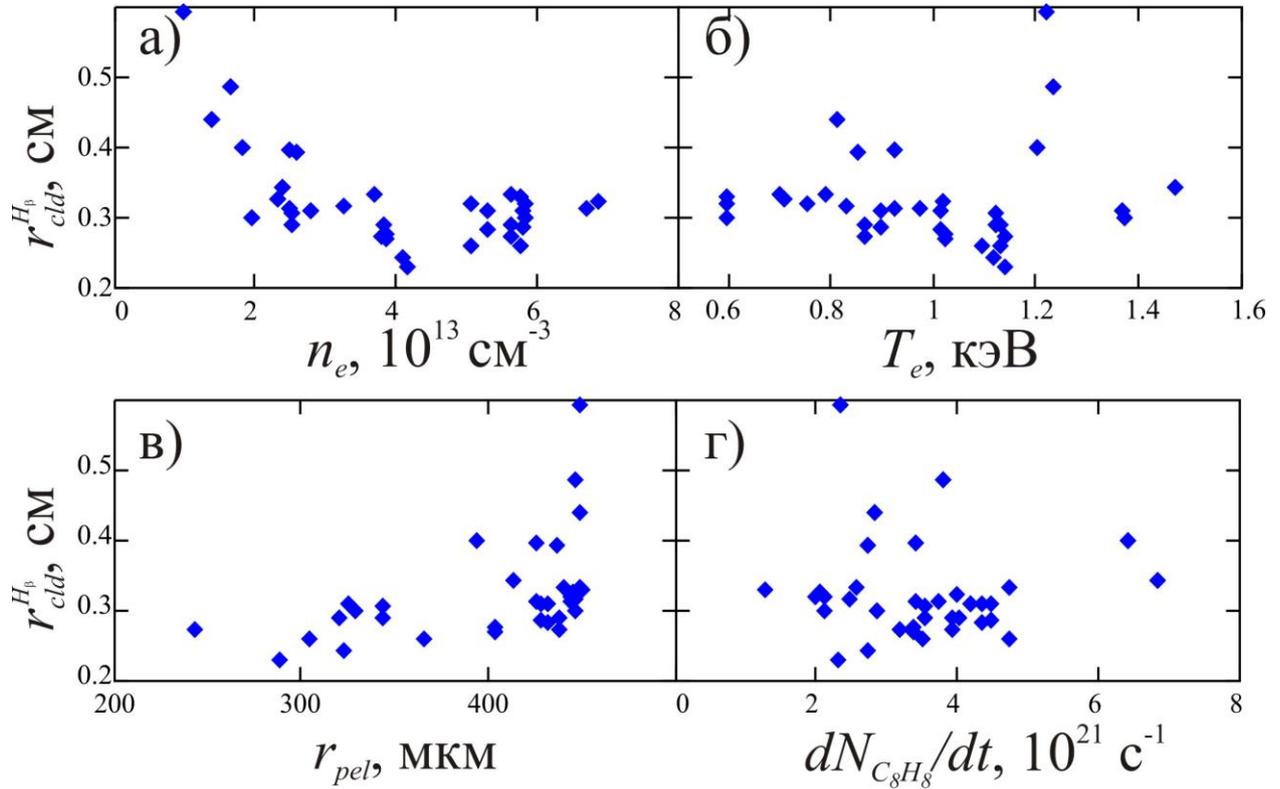


Рис. 4.4 Зависимость радиуса облака от концентрации электронов фоновой плазмы а), от температуры электронов фоновой плазмы б), от текущего радиуса твердой макрочастицы в) и от измеренной скорости испарения г).

Предлагается следующее качественное объяснение такого поведения. Из представленной в разделе 3.3 модели следует, что размер излучающей области определяется ионизационными процессами, которые экспоненциально зависят от температуры электронов в облаке, и в значительно меньшей степени зависит от скорости разлёта испарившегося вещества ($\sim \sqrt{T_{cld}}$). Чем ближе к поверхности макрочастицы происходит ионизация, тем меньше наблюдаемый размер облака. Таким образом, размер наблюдаемой светящейся области определяется энергобалансом и его влиянием на ионизацию. Поток энергии, поступающей в облако Q_e^{cld} , можно оценить как произведение эффективного поперечного сечения облака $2\pi r_{cld}^2$ на невозмущенную плотность потока энергии q_0 фоновой плазмы, которая в простейшем случае равна потоку энергии переносимой тепловыми электронами

$$q_0 = \frac{1}{4} n_e \left(\frac{8T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} 2T_e. \quad (4.2)$$

Видно что с ростом температуры фоновой плазмы он увеличивается как $T_e^{1.5}$. При этом, примерно в той же степени увеличивается скорость испарения, что следует из её

функциональной зависимости от температуры электронов $\sim T_e^{1.72}$ согласно закону подобия [28]

$$\frac{dN_{C_8H_8}^{sc1g}}{dt} = 1.91 \times 10^{12} n_e^{0.45} [cm^{-3}] T_e^{1.72} [eV] r_{pel}^{1.44} [cm]. \quad (4.3)$$

В результате, энергия, приходящаяся на одну испарившуюся частицу, зависит слабо от температуры электронов окружающей плазмы, что наблюдается на Рис. 4.4б.

При увеличении концентрации фоновой плазмы поток тепла Q_e^{cld} увеличивается линейно с концентрацией n_e , а скорость испарения (4.3) возрастает как $n_e^{0.45}$. Это приводит к увеличению энергии на одну испарившуюся частицу, более интенсивному нагреву облака и как следствие, к ускорению процессов ионизации и уменьшению наблюдаемого размера, что наблюдается на Рис. 4.4а. Из (4.3) следует, что увеличение размера макрочастицы r_{pel} приводит к скорости испарения, а значит к уменьшению удельной энергии на одну испаренную частицу, меньшему прогреву облака и увеличению наблюдаемого размера, что соответствует Рис. 4.4г. Приведенное объяснение позволяет связать размер облака с удельной энергией, приносимой в облако на один испаренный мономер C_8H_8 , которая имеет вид

$$\frac{Q_e^{cld}}{dN_{C_8H_8}}, \quad (4.4)$$

Предположим, что радиус облака зависит от этой величины по степенному закону

$$r_{cld} \sim \left(\frac{r_{cld}^2 q_0}{\frac{dN_{C_8H_8}}{dt}} \right)^{\frac{1}{\zeta}}. \quad (4.5)$$

Тогда, простыми преобразованиями получаем, что r_{cld} зависит от отношения невозмущенной плотности потока энергии электронов фоновой плазмы к скорости испарения также по степенному закону

$$r_{cld} = K \left(\frac{q_0}{\frac{dN_{C_8H_8}}{dt}} \right)^{\zeta}. \quad (4.6)$$

Значения коэффициентов K и ζ найдены методом регрессионного анализа. Их значения коэффициентов, а также погрешность аппроксимации (4.6) приведены в Таблице 4.2. Поскольку все приведенные выше рассуждения верны и для продольного размера

излучающей области, соответствующие коэффициенты были найдены и приведены в Таблице 4.2.

Таблица 4.2. Коэффициенты зависимостей для радиуса и длины облака от отношения теплового потока электронов из плазмы к скорости испарения, а также и *RMSD* (корень из среднеквадратичного отклонения) полученной аппроксимации (4.6).

Зависимость	K , см	ξ	<i>RMSD</i> , см
r_{cld}	7.6×10^{-5}	-0.47	0.04
l_{cld}	1.3×10^{-5}	-0.64	0.14

На Рис. 4.5а и Рис. 4.5б показаны зависимости измеренных, соответственно, радиуса и длины облака от отношения теплового потока из плазмы к скорости испарения. Сплошной кривой показана полученная с помощью регрессионного анализа степенная зависимость. Разряды были разделены на группы в зависимости от мощности *NBI* нагрева и выделены цветом согласно Таблице 4.3. Поскольку ни одна из этих групп не демонстрирует отличного от других поведения, можно сделать вывод, что изменение мощности *NBI* нагрева не нарушает описываемый механизм формирования геометрии пеллетного облака.

Таблица 4.3. Разделение разрядов на группы в зависимости от мощности *NBI* нагрева.

Интервал	$P_{NBI} \leq 3.5 \text{ МВт}$	$3.5 \text{ МВт} \leq P_{NBI} \leq 7 \text{ МВт}$	$7 \text{ МВт} \leq P_{NBI} \leq 10 \text{ МВт}$	$10 \text{ МВт} \leq P_{NBI}$
Цвет	красный	коричневый	синий	черный

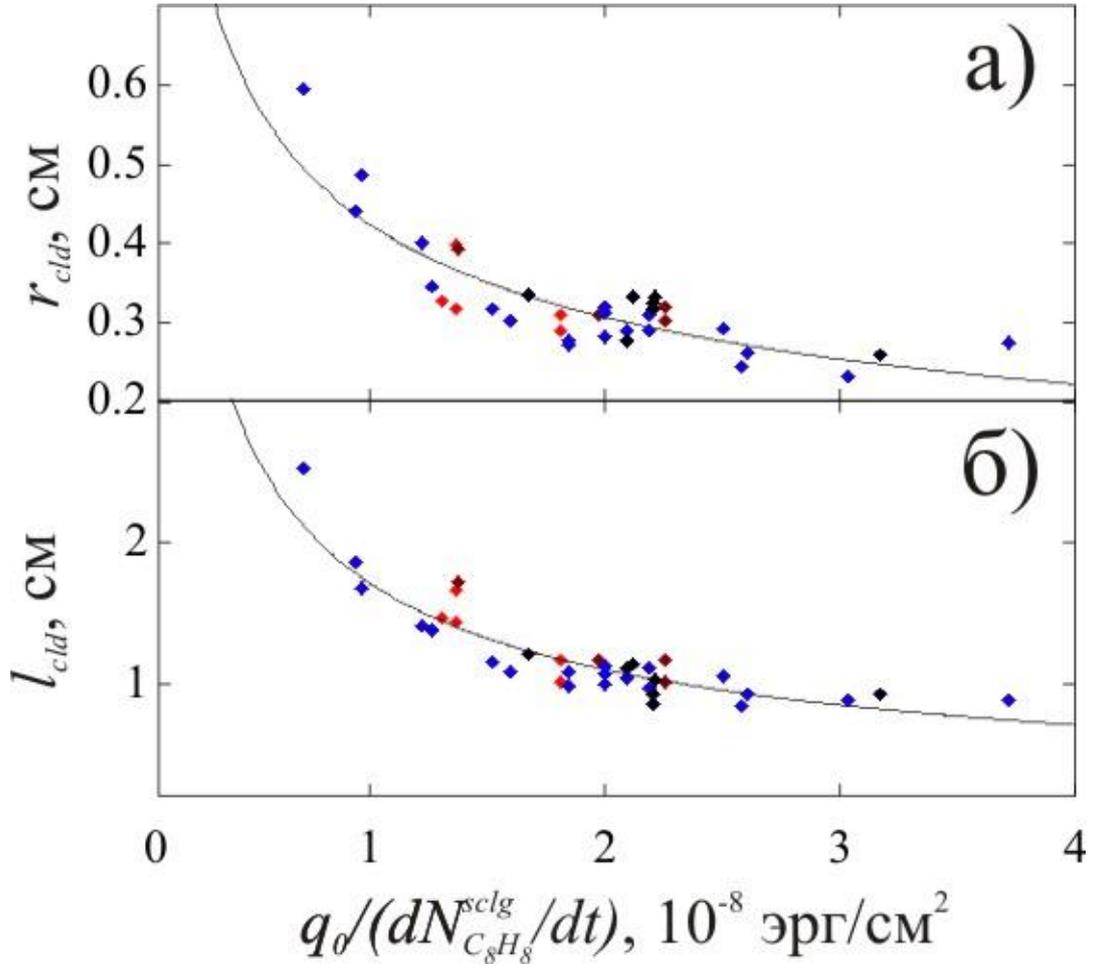


Рис. 4.5 Зависимость радиуса облака – а) и длины облака – б) от отношения невозмущенного потока энергии электронов из плазмы к скорости испарения. Цветом выделены группы разрядов с различной мощностью NBI нагрева (см. Таблицу 4.3.).

Подобранные численные коэффициенты K и ζ для зависимости (4.6), с учетом скейлинга (4.3), позволяют получить следующие степенные зависимости радиуса и длины облака от концентрации, температуры электронов фоновой плазмы и текущего радиуса твердой макрочастицы:

$$r_{cld}^{scig} [cm] = 4.26 \cdot 10^3 n_e^{-0.26} [cm^{-3}] T_e^{0.10} [эВ] r_{pel}^{0.67} [cm], \quad (4.7)$$

$$l_{cld}^{scig} [cm] = 5.08 \cdot 10^5 n_e^{-0.35} [cm^{-3}] T_e^{0.14} [эВ] r_{pel}^{0.92} [cm]. \quad (4.8)$$

Сравнение экспериментально измеренных радиуса и длины облака с предсказанными по скейлингам (4.7) и (4.8) представлено на Рис. 4.6 и Рис. 4.7, соответственно. Рассчитанные отклонения предсказанных по данным скейлингам величин не превышают $0.20 \div 0.25$ относительной погрешности.

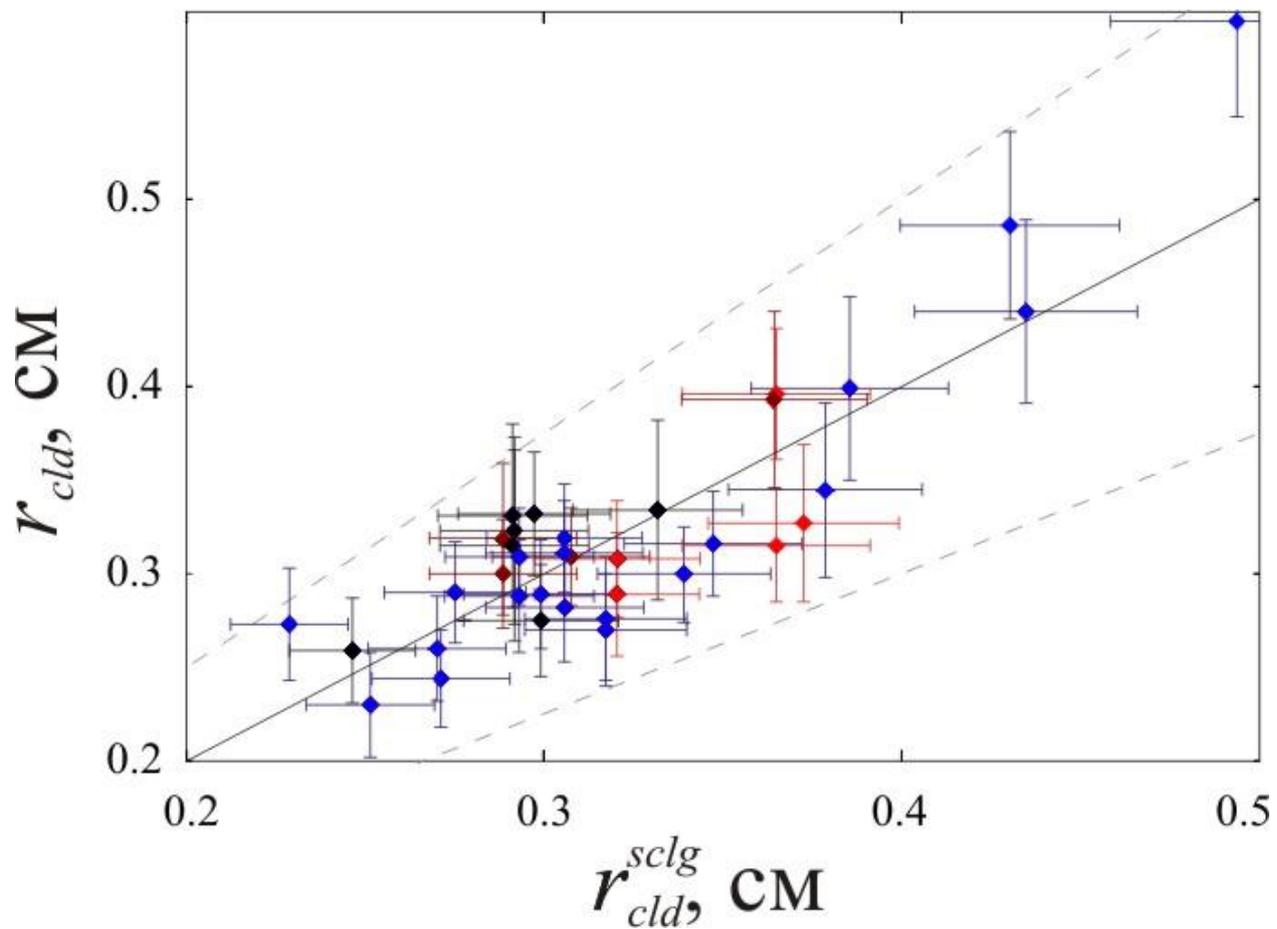


Рис. 4.6 Зависимость измеренного радиуса облака от предсказанного по скейлингу (4.7). Цветом выделены группы разрядов с различной мощностью NBI нагрева (см. Таблицу 4.3.).

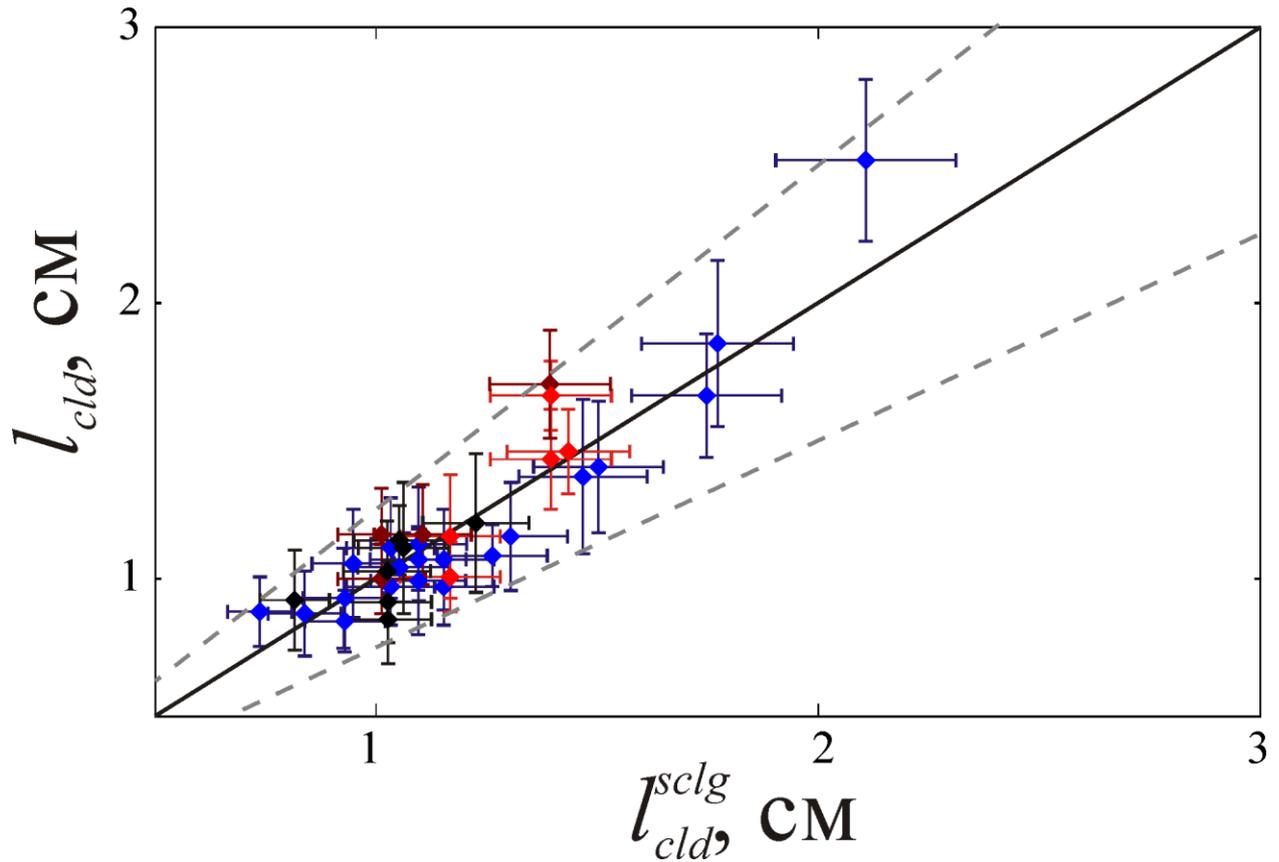


Рис. 4.7 Зависимость измеренной длины облака от предсказанной по скейлингу (4.8). Цветом выделены группы разрядов с различной мощностью NBI нагрева (см. Таблицу 4.3.).

4.1.3. Сравнительный анализ размеров пеллетных облаков в различных экспериментах

Ранее зависимость геометрических размеров водородных и дейтериевых пеллетных облаков от параметров инжекции и фоновой плазмы исследовалась на установках T-10 и ASDEX Upgrade (см. обзор 1.3.1). На установке T-10 отмечалась зависимость длины спада излучения в поперечном направлении (см. Рис. 1.5б) от длины ионизации электронами фоновой плазмы

$$r_{ion_BG}^H = \frac{v_s}{\langle \sigma_{H^{*1} \rightarrow +} \rangle_{hot} n_e} \quad (4.9)$$

в предположении разлета испарившихся атомов со скоростью $v_s = 3 \times 10^5$ см/с, определяемой температурой поверхности макрочастицы [39]. Рис. 4.8 демонстрирует сходную зависимость и для углеводородных облаков на LHD в линии H β .

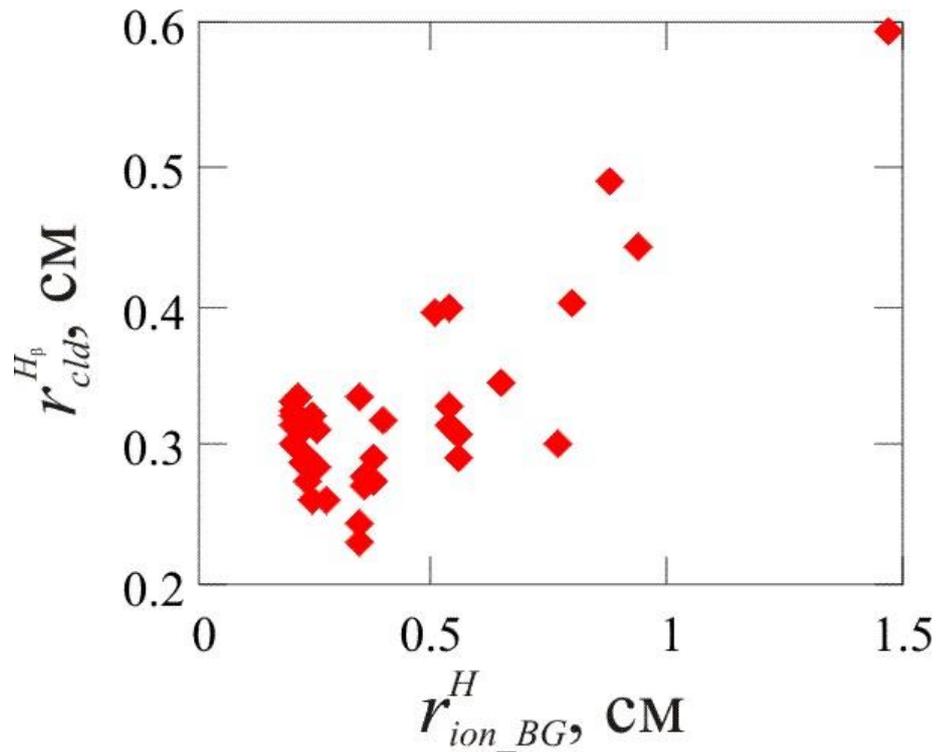


Рис. 4.8 Зависимость поперечного размера облака, наблюдаемого в линии H_{β} от длины ионизации водорода в фоновой плазме при скорости разлёта $v_s = 3 \times 10^5$ см/с.

Однако, из продемонстрированных на Рис. 4.9 длин ионизации электронами фоновой плазмы и электронами облака видно, что при температуре в облаке выше $1.5 \div 2.0$ эВ ионизацию определяют электроны облака и начинает работать ЛТР (см. подробнее параграф 3.5.2).

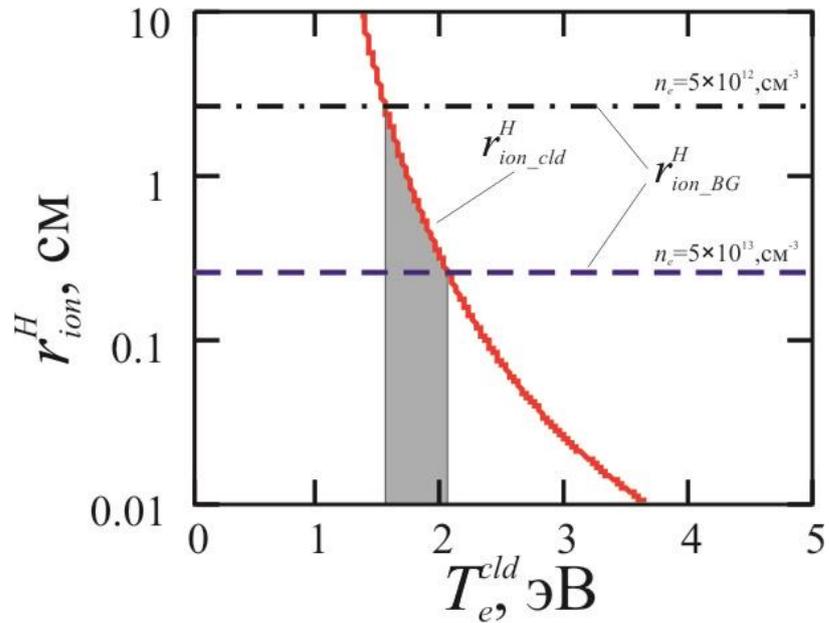


Рис. 4.9 Зависимость длины ионизации атома водорода электронами облака от их температуры – красная кривая. Значение длины ионизации водорода электронами фоновой плазмы с концентрацией $n_{cld} = 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ отмечено штриховой прямой, а с концентрацией $n_e = 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ - штрихпунктирной. Данные приведены для скорости разлёта $v_s = 3 \times 10^5 \text{ см/с}$, температуры электронов фоновой плазмы $T_e = 1 \text{ кэВ}$ и концентрации облака $n_{cld} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Измеренные в разряде #108767 типичные поперечные распределения температуры и концентрации электронов в углеводородном облаке представлены на Рис. 4.10. Видно, что в области сильного пространственного градиента коэффициента испускания линии H_{β} достигаются значения температуры $\approx 2.5 \text{ эВ}$. Таким образом, наблюдаемая связь длины спада излучения в поперечном направлении с длиной ионизации электронами фоновой плазмы отражает, по-видимому, то, что электроны фоновой плазмы являются источником энергии для разогрева облака. По крайней мере, такая картина выполняется для плотных пеллетных облаков в режимах испарения с сильным экранированием (H_2 , D_2 , C_8H_8 макрочастицы).

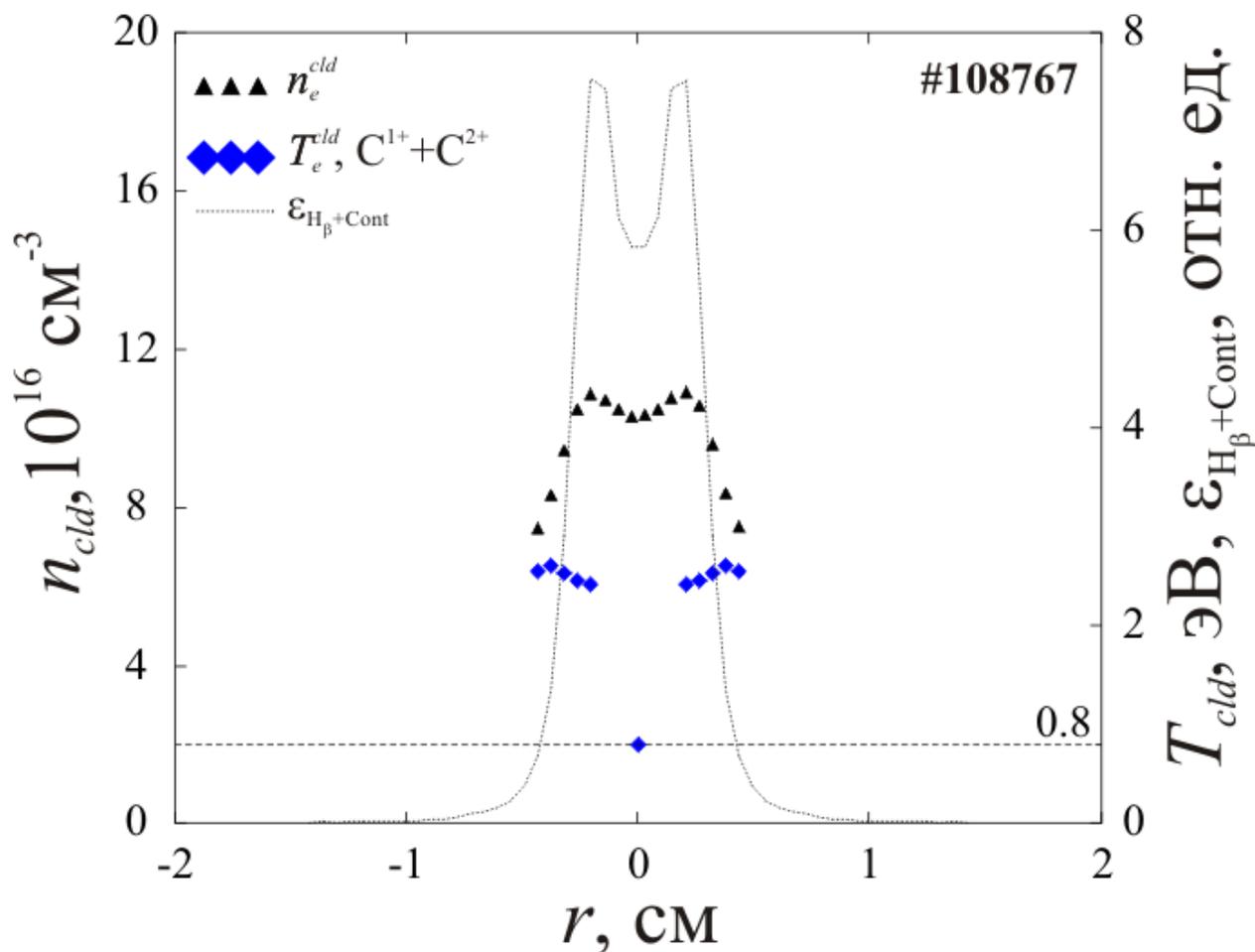


Рис. 4.10 Распределение температуры – ромбы и концентрации – треугольники, электронов в облаке в содержащем макрочастицу поперечном сечении.

Данные о длине спада распределения интенсивности в продольном направлении в водородных облаках на T-10 не были объяснены. Несмотря на то, что качественная зависимость этого параметра от длины ионизации первичными электронами присутствует, т.е. продольная длина спада уменьшается вместе с уменьшением длины ионизации, однако по абсолютной величине превосходит её более чем в 3 раза. Следует отметить тот факт, что полный продольный размер исследованных на T-10 водородных облаков возрастает со скоростью испарения (см. Рис. 1.6). Это также подтверждается измерения полного продольного размера водородного пеллетного облака в токамаке ASDEX Upgrade [40].

Эти наблюдения противоречат полученному в диссертации закону подобия (4.8). Объясняется это, по-видимому, тем, что в вышеупомянутых исследованиях изображения получались во всем видимом спектре, а в диссертации исследовались распределения излучения в спектральных линиях. При съемке во всем видимом спектре

значительный вклад в изображение может вносить излучение непрерывного спектра. Для проверки этого объяснения были проанализированы размеры изображений углеводородного облака, полученные через фильтр для непрерывного спектра. Их зависимость от скорости испарения представлена на Рис. 4.11.

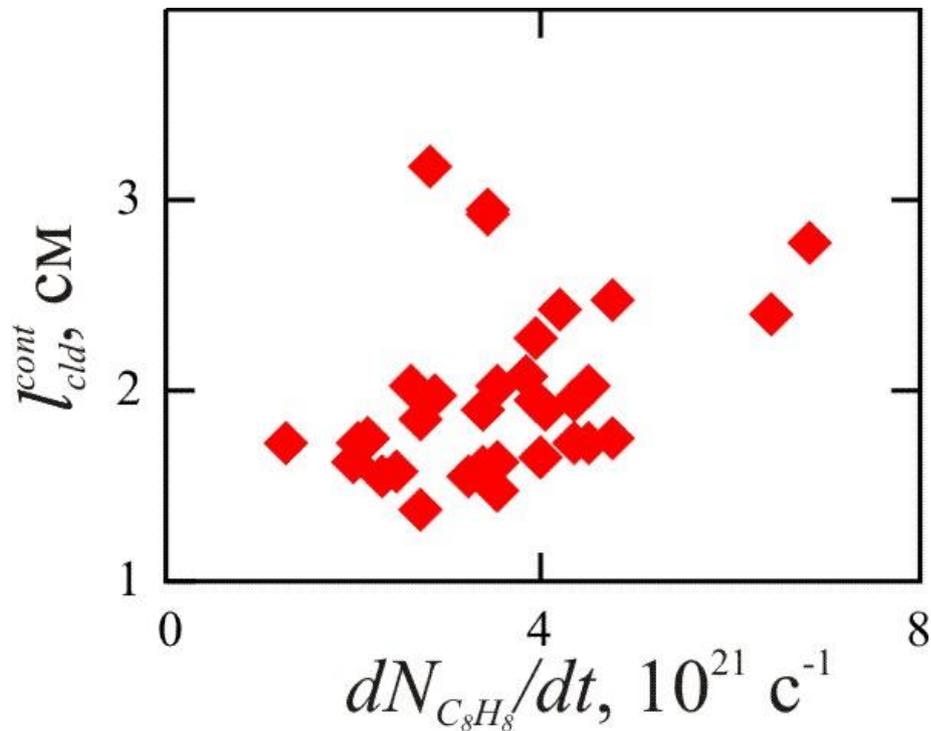


Рис. 4.11 Зависимость продольного размера облака определенного по изображениям в непрерывном спектре от скорости испарения.

Видно, что полученные продольные размеры облака действительно коррелируют со скоростью испарения, чего нельзя сказать о размерах облаков, полученных через фильтр для линии H_β (см. Рис. 4.4г). Дополнительным подтверждением доминирования континуума в изображениях, полученных на T-10 и ASDEX Upgrade является следующее. В работе [40] выделено несколько типов облаков, а именно с «провалом» излучения в центре и без него. Среди полученных в диссертации изображений углеводородных облаков через фильтр для непрерывного спектра также наблюдались облака как с центральным «провалом», так и без него, в то время как на изображениях облаков в линии H_β всегда присутствует провал в центральной части.

В исследованиях углеродных облаков на T-10 и на W7-AS была выявлена зависимость характерной продольной длины спада излучения линии CII, соответствующей центральному пику от длины ионизации C^{1+} электронами фоновой

плазмы (см. Рис. 1.8). Рис. 4.12 демонстрирует сходную зависимость и для углеводородных облаков на LHD в линии CII.

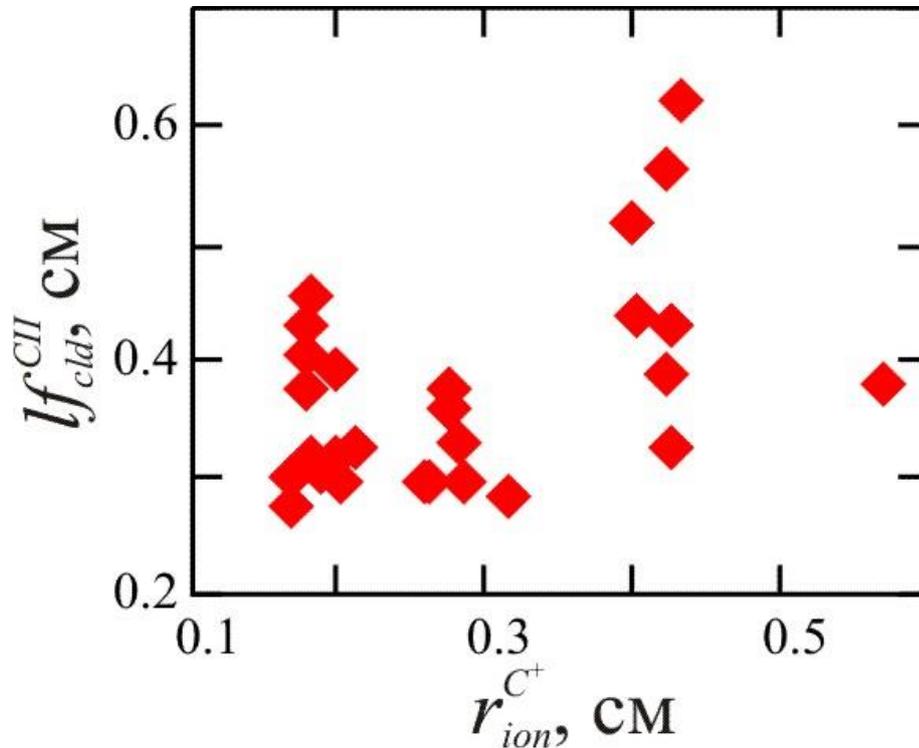


Рис. 4.12 Зависимость длины спада излучения CII от длины ионизации первого иона углерода электронами фоновой плазмы.

В работе [41] получена зависимость продольной длины спада излучения линии CII в углеродном облаке от температуры и концентрации электронов в центре плазменного шнура (1.6). На Рис. 1.9а показано, с какой точностью она описывает экспериментальные данные. Предлагаемый в диссертации подход позволяет также получить закон подобия для обсуждаемой величины и в углеводородном облаке от локальных параметров

$${}^{CII}l_{fld}^{sc1g} [cm] = 1.44 \cdot 10^4 n_e^{-0.29} [cm^{-3}] T_e^{0.11} [эВ] r_{pel}^{0.75} [cm], \quad (4.10)$$

в который помимо концентрации и температуры добавлен важный параметр r_{pel} . Он описывает экспериментально наблюдаемые длины спада с точностью $\sim 20\%$ (см. Рис. 4.13). Температурные зависимости обоих законов подобия схожи. Более слабая зависимость от концентрации в (4.10) связана, по-видимому, с отсутствием текущего радиуса макрочастицы в (1.6), а также использованием не локальных, а центральных значений концентрации и температуры. Таким образом, полученные в диссертации результаты качественно соответствуют публиковавшимся ранее результатам

исследований углеродных облаков. Кроме того, в диссертации предложен новый физический механизм для объяснения структуры пеллетных облаков при инъекции водородных и примесных макрочастиц.

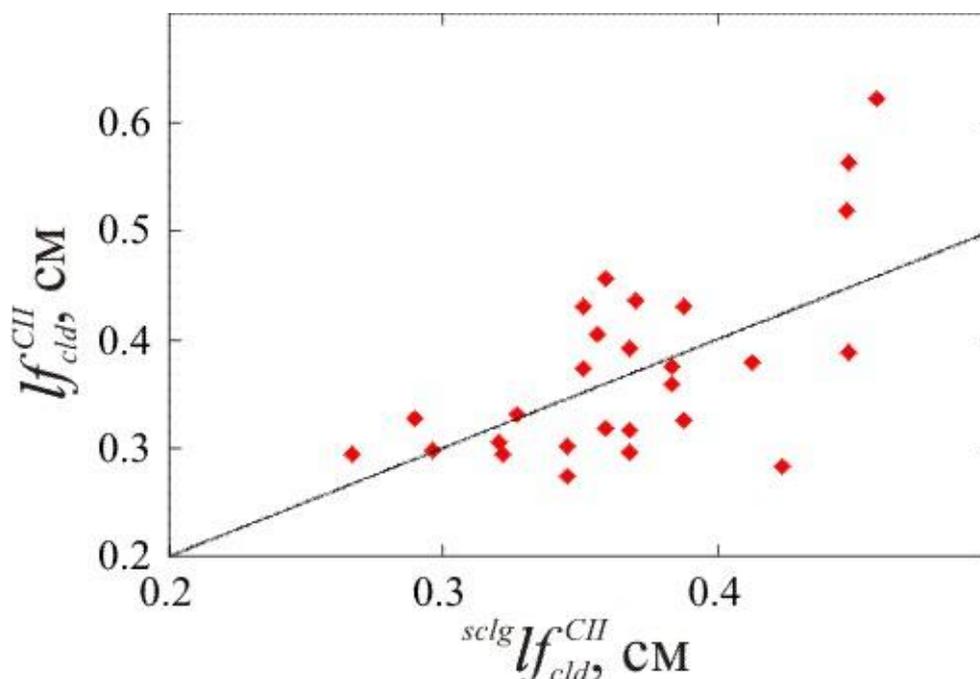


Рис. 4.13 Экспериментально измеренная длина спада излучения в линии СII от предсказанной по скейлингу (4.10).

4.2. Анализ поведения концентрации и температуры электронов в полистироловом облаке

Диапазон измеренных в диссертации концентраций электронов в углеводородном облаке составляет $(0.3 \div 2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Нижняя граница определяется возможностями используемой диагностической аппаратуры для выделения уширения линии $\text{H}\beta$, а верхняя граница максимально наблюдаемыми скоростями испарения. Сопоставление с измеренными независимым методом средними по облаку значениями концентрации [43] также дают неплохое соответствие. Например, в разряде #97814 LHD, в котором значение максимальной концентрации в облаке $\approx 1.7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$, среднее значение, измеренное по методу из [43] составило $\approx 1.8 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На всех измеренных в диссертации продольных распределениях концентрации на оси облака можно видеть её нарастание от центра, достижение максимума $(0.5 \div 2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на расстоянии $0.2 \div 0.8 \text{ см}$ и медленный спад при дальнейшем удалении от центра (см. Рис. 3.14). Величина спада может достигать двух раз, что определяется нижней границей измерений. Расположение максимума измеренной

концентрации $z_{\max(n_{cld})}$, как и граница доступной для измерения области $z_{b(n_{cld})}$ линейно аппроксимируются (см. уравнение 4.1) в диапазоне $0.5 \div 2.5$ см изменения продольного размера облака. Это показано на Рис. 4.14, а найденные коэффициенты и точность полученной аппроксимации представлены в Таблице 4.4.

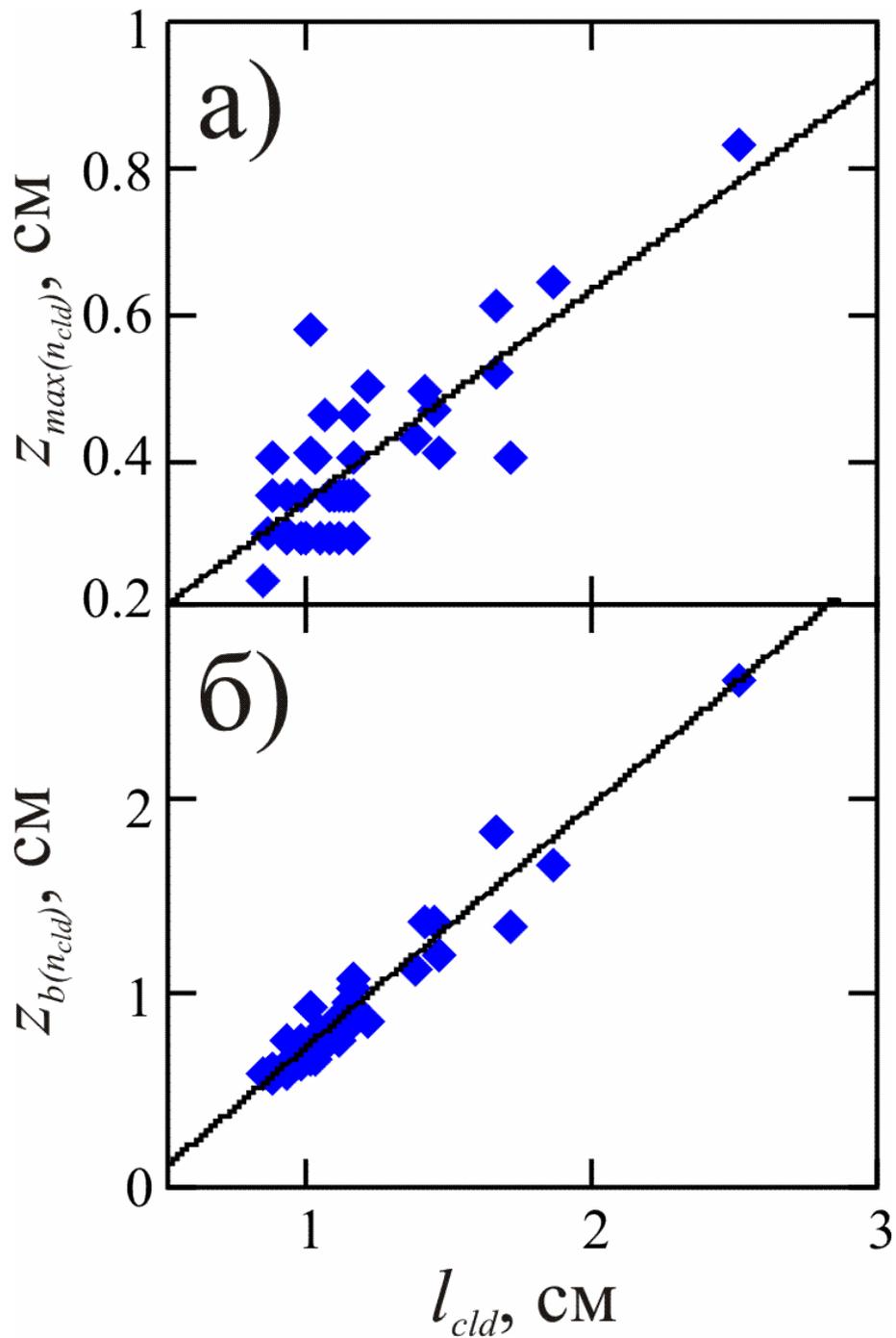


Рис. 4.14 Расположение максимума измеренной концентрации $z_{\max(n_{cld})}$ и границы области измерения $z_{b(n_{cld})}$ в зависимости от продольного размера облака.

Наблюдаемые пространственные распределения хорошо согласуются с продольными распределениями концентрации, измеренными других работах. Например, на Рис. 1.13 и 1.14 в водородных пеллетных облаках на LHD можно наблюдать структуру с двумя максимумами концентрации, а также её спад в направлениях к границе облака и к местоположению макрочастицы. Это также согласуется с модельным распределением концентрации для водородных облаков на Рис. 1.22.

Таблица 4.4 Найденные коэффициенты линейных зависимостей $z_{\max(n_{cld})}$ и $z_{tr(n_{cld})}$ от длины облака, максимального значения концентрации электронов в облаке n_{cld}^{\max} от скорости испарения, а также $RMSD$ (корень из среднеквадратичного отклонения) полученной аппроксимации.

Зависимость	A	B	$RMSD$
$z_{\max(n_{cld})}(l_{cld})$	0.06, см	0.29	0.07, см
$z_{b(n_{cld})}(l_{cld})$	-0.50, см	1.24	0.11, см
$n_{cld}^{\max} \left(\frac{dN_{C_8H_8}^{sc1g}}{dt} \right)$	4.57×10^{16} , см ⁻³	1.82×10^{-5} , см ⁻³ ×с	3.54×10^{16} , см ⁻³

В разделе 1.3.2 было показано, что средняя по облаку концентрация электронов примерно пропорциональна скорости испарения как для водородных облаков (Рис. 1.18) так и для облаков вблизи испаряющихся полистироловых макрочастиц (Рис. 1.12). Как видно из Рис. 4.15, в случае полистироловой макрочастицы аналогичная зависимость проявляется и для максимального по облаку локального значения концентрации. Коэффициенты линейной аппроксимации приведены в таблице 4.4, для диапазона изменений скоростей испарения $(1.5 \div 6) \times 10^{21}$ с⁻¹ мономеров C₈H₈. Отношение концентрации на границе облака к максимальному значению концентрации $\frac{n_{cld}^b}{n_{cld}^{\max}}$ связана с длиной облака линейной зависимостью с коэффициентами $A = 1.3$ и $B = -0.4$ см⁻¹. Такая связь обусловлена, по-видимому, тем, что с уменьшением размера облака всё меньшая область градиента концентрации доступна для проведения измерений.

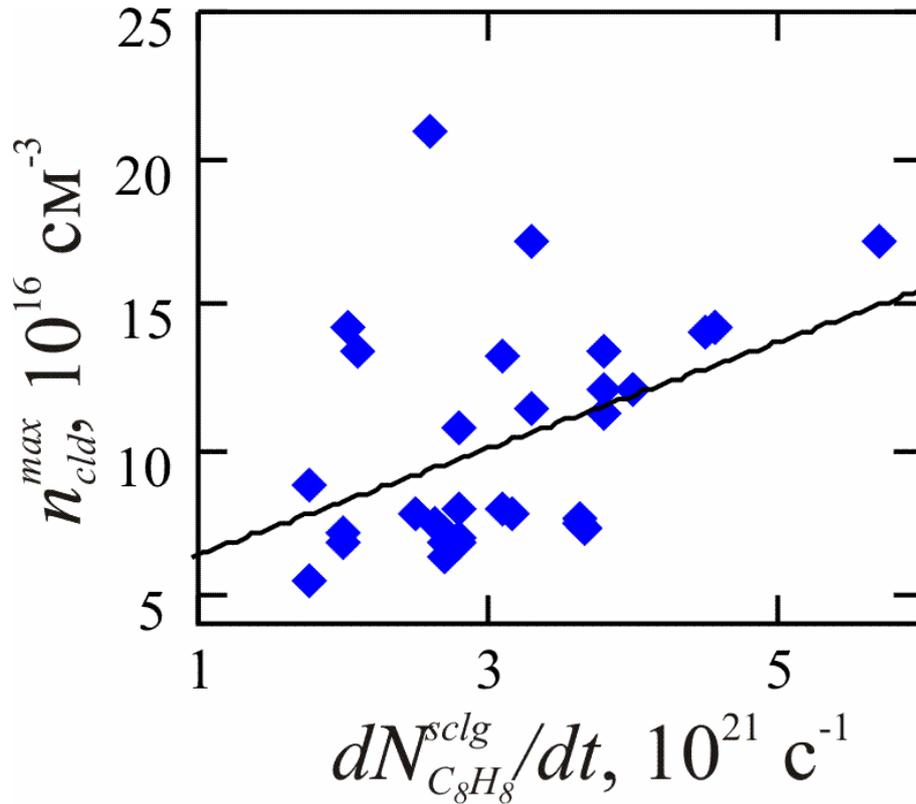


Рис. 4.15 Значение максимума измеренной концентрации в зависимости от скорости испарения макрочастицы.

Совокупность полученных данных может быть проверена путем сопоставления потока нейтральных частиц (атомов водорода и углерода), поступающих в облако за счёт испарения $16 \frac{dN_{C_8H_8}}{dt}$, с потоком плазмы разлетающейся в продольном направлении со звуковой скоростью $2\pi r_{cld}^2 n_{cld} (\Delta z_m^{H_\beta}) c_s (\Delta z_m^{H_\beta})$. Результаты расчёта указанных потоков приведены в Таблице 4.5. Видно, что баланс неплохо выполняется, а различия могут быть связаны, например, с отличием реальной скорости разлёта от звуковой, а также с погрешностью определения поперечного размера облака.

Таблица 4.5. Сопоставление скорости испарения с потоком разлетающейся плазмы в облаке.

Параметр\номер разряда	#97812	#97814	#97816
$2\pi r_{cld}^2 n_{cld} (\Delta z_m^{H_\beta}) c_s (\Delta z_m^{H_\beta}), 10^{22} 1/c$	7.10	10.37	8.23
$16 \frac{dN_{C_8H_8}}{dt}, 10^{22} 1/c$	4.50	10.28	7.55

Диапазон измеренных в диссертации температур электронов в углеводородном облаке составляет $0.8 \div 6.5$ эВ. Нижняя граница 0.8 эВ вблизи местоположения макрочастицы определяется низкотемпературным корнем уравнения (3.3), который слабо зависит от плотности плазмы в облаке и от экспериментально измеренных отношений коэффициентов испускания линии H_{β} и непрерывного спектра (см. Рис. 3.5). Верхняя граница 6.5 эВ определяется двумя факторами. Во-первых, возможностями используемой диагностической аппаратуры для определения отношения суммарного коэффициента испускания линии H_{β} и непрерывного спектра к коэффициенту испускания в непрерывном спектре на длине волны 630 нм. Во-вторых, неблагоприятной температурной зависимостью этого отношения, как видно из Рис. 3.5. Измеренный диапазон температур неплохо соответствует данным о температуре водородных и дейтериевых облаков, полученных в экспериментах на других установках: $1.5 \div 5$ эВ TEXT [52], PLT, 1.5 ± 0.2 эВ TFTR [49], $1.6 \div 6.0$ эВ TFR [51], $2 \div 3$ эВ T-10 [47], 1.05 эВ LHD [44], $1 \div 4$ эВ ASDEX Upgrade [48].

На полученных продольных распределениях температуры облака представленных на Рис. 3.14 вдали от макрочастицы наблюдается рост температуры с градиентами $1 \div 2$ эВ/мм. Эти значения близки к значениям, полученным на TFR (см. Рис. 1.19), а также при моделировании углеродных облаков (см. Рис. 1.25), но почти на порядок превышают значения градиента измеренные в водородных облаках на T-10 (см. Рис. 1.16) и полученные при моделировании параметров водородного облака (см. Рис. 1.22). В силу методики определения температуры характерные масштабы её изменения коррелируют с характерными масштабами спада коэффициента испускания линии H_{β} . Поэтому их зависимость от параметров окружающей плазмы определяется скейлингом (4.8) для продольного размера облака в линии H_{β} .

В разделе 1.3 отмечается, что температура, измеряемая в центральной части облака, соответствующей зоне его максимальной светимости, имеет постоянный уровень $2 \div 3$ эВ. Это несколько удивительно, поскольку следовало бы ожидать снижения температуры по мере приближения к материальной поверхности. Для случая плотных водородных и дейтериевых облаков имеется три возможные причины такого несоответствия. Во-первых, упомянутые измерения выполнялись без восстановления локальных распределений коэффициента испускания, в результате чего полученные данные о температуре усреднены вдоль линии наблюдения. Кроме того, происходило усреднение изображений из-за смещения макрочастицы вдоль траектории во время

экспозиции. В результате эффективное отношение интенсивности линии H_{β} (D_{β}) к интенсивности в непрерывном спектре утрачивает пространственную зависимость. Кроме того, оно снижается, что в соответствии с Рис. 3.5 приводит к завышению температуры. Во-вторых, согласно оценкам [66] в облаке может происходить самопоглощение излучения линий водорода. Это приводит к тому, что регистрируется излучение лишь из некоторого поверхностного слоя облака, температура в котором и не должна снижаться до значений вблизи материальной поверхности. В-третьих, в упомянутых исследованиях не учитывался вклад излучательного прилипания [44], которое важно учитывать вблизи макрочастицы, где значительная концентрация нейтральных атомов.

В диссертации при определении температуры в углеводородном облаке все вышеперечисленные причины были устранены. А именно, использовались пространственные распределения локального коэффициента испускания линии H_{β} и непрерывного спектра. Возможность их восстановления обеспечена тем, что смещение макрочастицы вдоль своей траектории за время экспонирования $10 \div 30$ мкс не приводит к смещению изображения облака благодаря малому углу $\sim 2^\circ$ между осью инъекции и направлением наблюдения. Кроме того, выполненные в параграфе 2.3.4 оценки показывают отсутствие самопоглощения излучения используемой для измерений линии H_{β} . Помимо этого, в алгоритме определения температуры учитывался вклад излучательного прилипания (A1.24). В результате, вблизи поверхности макрочастицы были получены значения температуры ≈ 0.8 эВ. В промежуточной области (между центром облака и областью сильного градиента) распределения температуры были интерполированы в виде линейно растущих участков. Заметим, что близкое среднее по облаку значение температуры 1.05 эВ было ранее получено в водородных облаках на LHD в [44] с учетом вклада излучательного прилипания. Таким образом, можно констатировать, что полученные в диссертации распределения (Рис. 3.14) демонстрирующие рост температуры электронов облака от местоположения макрочастицы к периферии облака теперь согласуется с ожидаемыми и получаемыми в расчетах [55].

В заключение приведем вариант алгоритма предсказания параметров углеводородного облака, а именно, размеров и пространственных распределений концентрации и температуры электронов в нём по известным значениям концентрации и температуры электронов фоновой плазмы в месте испарения макрочастицы. Третьим

входным параметром предлагаемого алгоритма является текущий радиус макрочастицы. Определить его можно из истории испарения как

$$r_{pel}(t) = \left(\frac{3\mu_{C_8H_8}}{4\pi\rho_{C_8H_8}} \times \left(\frac{4\pi r_{pel0}^3 \rho_{C_8H_8}}{3\mu_{C_8H_8}} - \int_0^t \dot{N}_{C_8H_8}(\tau) d\tau \right) \right)^{1/3}, \quad (4.11)$$

где скорость испарения $\dot{N}_{C_8H_8}(\tau)$ может быть определена как экспериментально с помощью выражения (2.5), так и с помощью закона подобия (4.3) на основе модели испарения [28]. При описании алгоритмов определения параметров облака в Главе 3 было отмечено, что положение характерных точек на продольных распределениях концентрации и температуры электронов в облаке совпадает с положением характерных точек на распределениях коэффициента испускания H_β . Поэтому выведенные в Главе 4 законы подобия от параметров фоновой плазмы позволили разработать алгоритм предсказания характерных размеров облака и распределений концентрации и температуры электронов в нём, который схематично показан на Рис. 4.16. Стрелками показана последовательность вычисления положения характерных точек относительно центра облака и значений концентрации и температуры электронов в них. Красным цветом отмечены исходные данные, синим - предсказываемые распределения, а черным – промежуточные параметры. Все зависимости на представленной схеме описаны выше в работе, за исключением температуры в точке максимального излучения линии H_β $\Delta z_m^{H_\beta}$. Она связана с l_{cl} линейной зависимостью вида (4.1) с коэффициентами $A = 3.6$ эВ, $B = -0.5$ эВ/см.

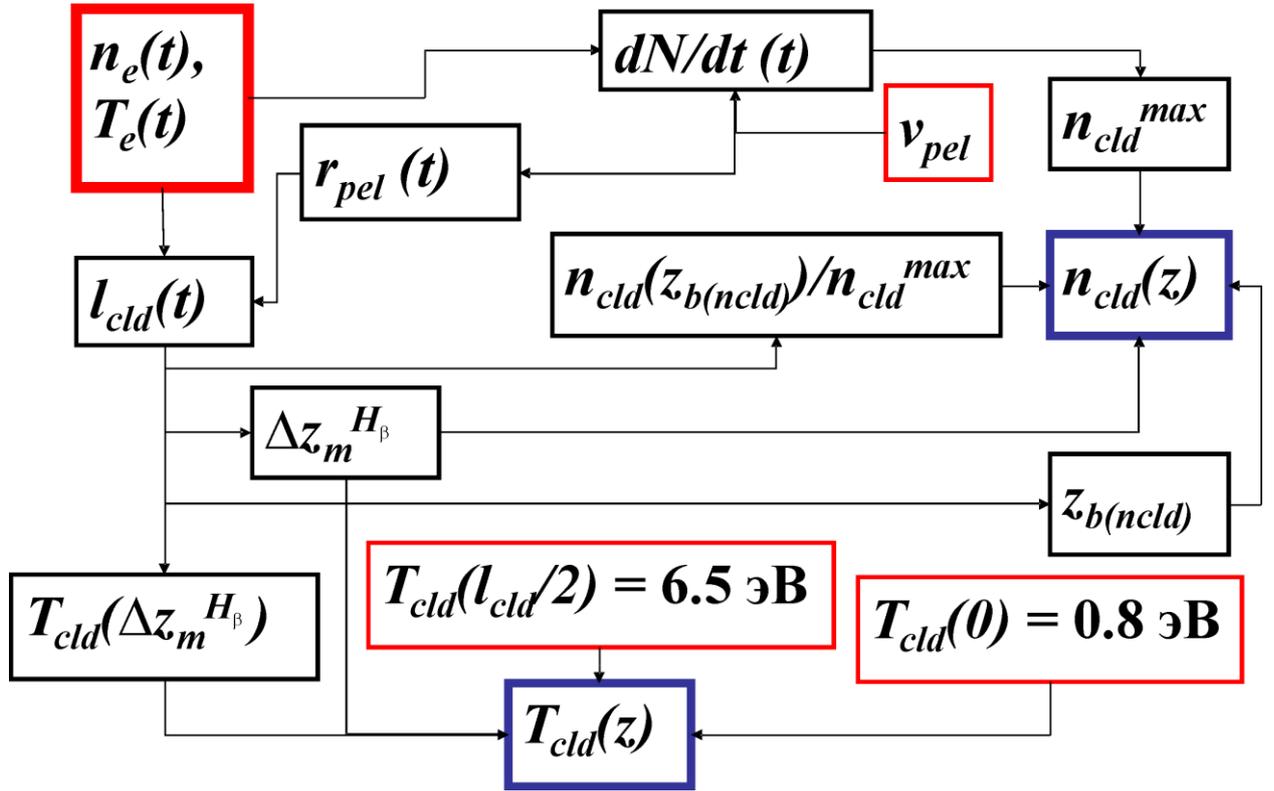


Рис. 4.16 Алгоритм расчета пространственных распределений концентрации и температуры электронов в пеллетном облаке при известных распределениях концентрации и температуры фоновой плазмы вдоль траектории макрочастицы.

Распределения концентрации и температуры электронов в облаке интерполируются следующими зависимостями

$$n_{cld}(z) = n_{\max}^{cld} \exp \left(\ln \left(\frac{n_{cld}^b}{n_{cld}^{\max}} \right) \times \left(\frac{z - \Delta z_m^{H_\beta}}{z_{b(n_{cld})} - \Delta z_m^{H_\beta}} \right)^2 \right), |z| \leq z_{b(n_{cld})}, \quad (4.12)$$

$$T_{cld}(z) = \begin{cases} 0.8 + \left(T_{cld}(\Delta z_m^{H_\beta}) - 0.8 \right) \sqrt{\frac{z}{\Delta z_m^{H_\beta}}}, & z < \Delta z_m^{H_\beta} \\ T_{cld}(\Delta z_m^{H_\beta}) + \left(6.5 - T_{cld}(\Delta z_m^{H_\beta}) \right) \left(\frac{z - \Delta z_m^{H_\beta}}{l_{cld} - \Delta z_m^{H_\beta}} \right)^3, & \Delta z_m^{H_\beta} \leq z \leq l_{cld}^p \end{cases} \quad (4.13)$$

Для примера предсказываемые распределения для облаков двух разных размеров сравниваются с экспериментально измеренными на Рис. 4.17. Видно, что предсказанные профили в пределах ошибок измерений разумно воспроизводят

экспериментальные данные. Значительная до 50% погрешность при предсказании концентрации электронов в облаке связана с оценкой максимальной концентрации по скорости испарения, которая оценивается с точностью 30% по законам подобия на основе модели нейтрального экранирования.

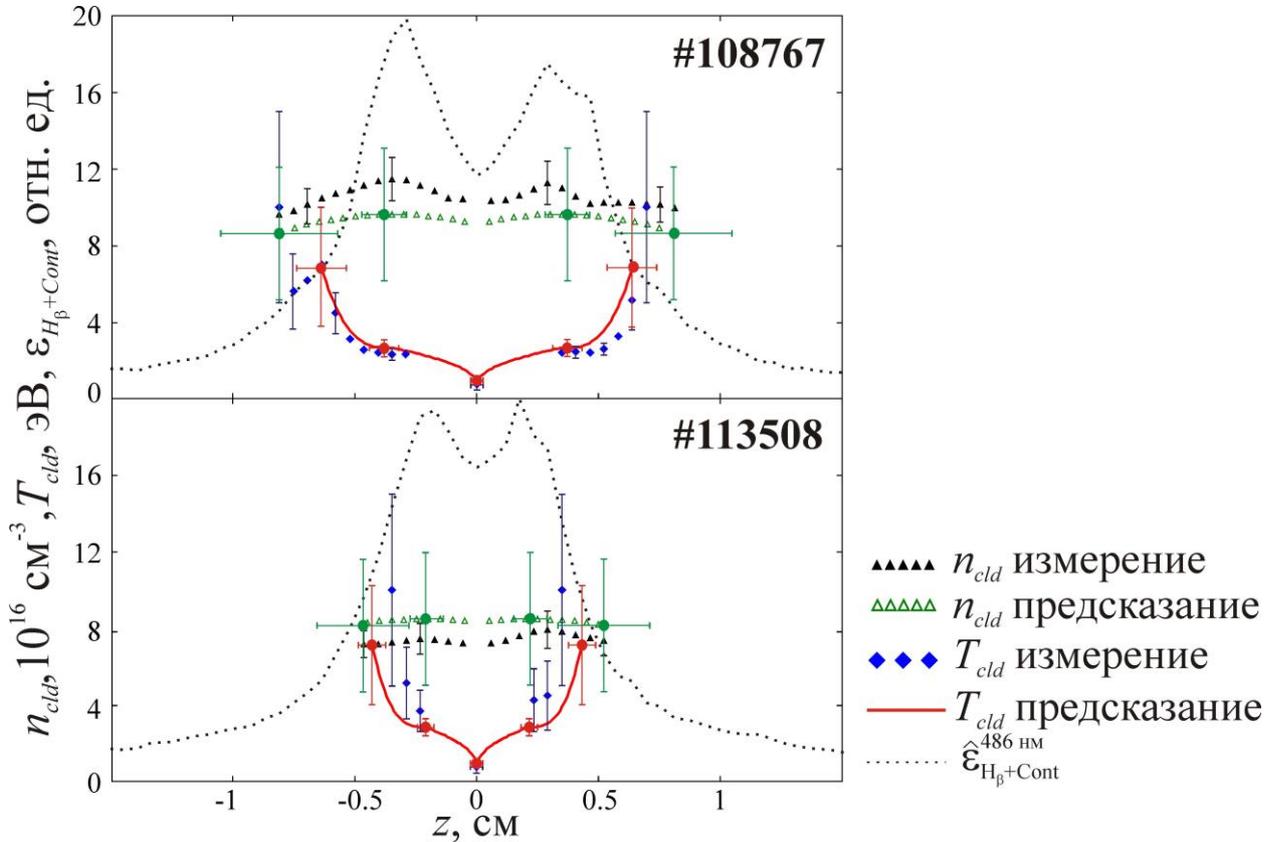


Рис. 4.17 Предсказанные и измеренных распределения концентрации и температуры электронов в облаке. Кругами отмечено положение характерных точек на распределениях концентрации – зелёный и температуры – красный.

4.3. Относительная роль нейтрального и плазменного экранирования в испарении макрочастиц

Полученные данные о размерах облака и значениях концентрации и температуры электронов в нём были использованы для сравнительного анализа нейтрального и плазменного экранирования при испарении полистироловых макрочастиц в LHD. При оценке факторов нейтрального $\delta_{C_8H_8}^{NGS}$ и плазменного $\delta_{C_8H_8}^{pl}$ экранирования, которые рассчитывались из соответствующих оптических толщин S (1.5), использовались следующие упрощения:

1. В модели испарения не учитывалось электростатическое экранирование, а также пренебрегалось потоками тепла быстрых ионов поскольку такое приближение позволяет неплохо воспроизвести экспериментально наблюдаемые скорости испарения с помощью МНЭ [28].

2. Предполагалось, что торможение на ионизованной части облака и на нейтральной происходит одинаковым образом, т.к. энергия передается электронам (связанным либо свободным), и для электронов горячей плазмы с температурой ~ 1 кэВ потенциал, связывающий электроны в атомах и молекулах несущественен.

3. Для оценки продольного размера облака предполагалось, что вещество покидает облако в поперечном направлении с ускорением

$$g_{\perp} = -c_s^2 \frac{\nabla B}{B}, \quad (4.14)$$

возникающим в результате поляризации пеллетного облака в неоднородном магнитном поле [30,75]. В этом случае характерное время, за которое вещество покинет пределы облака с определяемым экспериментально (см. параграф 2.3.5) поперечным радиусом r_{cld} оценивается согласно (3.15)

Предполагался экспоненциальный спад концентрации тяжелых частиц в облаке в направлении z .

$$n_C = \sum_{i=0}^6 n_{C^{i+}} = n_H = \sum_{i=0}^1 n_{H^{i+}} = n_s \exp\left(-\frac{z - \Delta z_m^{H\beta}}{\Delta z}\right). \quad (4.15)$$

Данное предположение основано на аналитическом автомодельном решении задачи одномерного разлёта плазмы с постоянной температурой [23], а также на результатах численного моделирования углеродных облаков в работе [55] в которой показано, что область быстрого роста температуры облака расположена вблизи макрочастицы, а по мере удаления от неё температура меняется медленно. В предположении разлета облака со скоростью звука величина Δz оценивалась следующим образом:

$$\Delta z = c_s(z) \tau_d = c_s(z) \sqrt{\frac{2r_{cld}}{c_s(z)^2 \frac{\nabla B}{B}}} \approx \sqrt{\frac{2r_{cld}}{\frac{\nabla B}{B}}}. \quad (4.16)$$

Для расчета скорости испарения $\frac{dN_{C_8H_8}^{NGS}}{dt}$, оптической толщины $S_{C_8H_8}^{NGS}$ и фактора нейтрального экранирования $\delta_{C_8H_8}^{NGS}$ использовался подход, изложенный в [28].

Исходные данные для таких оценок в разрядах LHD #97812, #97814, #97816 приведены в Таблице 4.6, а результаты расчета приводятся в Таблице 4.7.

Таблица 4.6. Исходные параметры для оценки экранирования.

Параметр\номер разряда	#97812	#97814	#97816
$n_e, 10^{13} \text{ см}^{-3}$	1.4	1.8	3.7
$T_e, \text{кэВ}$	0.81	1.2	0.8
$\frac{\nabla B}{B}, 10^{-2} \text{ см}^{-1}$	1.13	1.00	1.28
$\Delta z_m^{H_\beta}, \text{см}$	0.54	0.4	0.30
$r_{pel}, \text{см}$	0.045	0.039	0.044
$n_{cld}(\Delta z_m^{H_\beta}), 10^{16} \text{ см}^{-3}$	8.2	14.4	15.0
$T_{cld}(\Delta z_m^{H_\beta}), \text{эВ}$	2.2	2.2	2.6
$E_{subl}, \text{эВ}$	1.52	1.52	1.52
$c_s(\Delta z_m^{H_\beta}), 10^5 \text{ см/с}$	7.96	8.05	8.75
$\tau_d, 10^{-5} \text{ с}$	1.04	1.18	0.78
$\Delta z, \text{см}$	8.3	9.5	6.8

Помимо оценки по NGS модели, сделана оценка тех же величин с учетом предварительного экранирования на распределённой вдоль магнитного поля плазменной части. Здесь и далее вытянутая часть облака за пределами $\Delta z_m^{H_\beta}$ будет называться плазменной (экранирование на ней плазменным), а часть облака внутри $\Delta z_m^{H_\beta}$ будет называться нейтральной. Следует отметить некоторую условность такого разделения, поскольку в центральной части облака всё еще содержится значительное количество ионизованного вещества, но с учётом вышеперечисленных упрощений такое использование терминов является приемлемым. Согласно [28], ослабление теплового потока на оптической толщине S оценивается как:

$$q_s(S, n_e, T_e) = \frac{4\pi}{m_e^{1/2} (2\pi T_e)^{3/2}} \int_0^\infty \zeta d\zeta \int_0^\infty E^2 f_e(S, E, \zeta, n_e) dE, \quad (4.17)$$

$$f_e(S, E, \zeta, n_e, T_e) = n_e \sqrt{\frac{E_0(S, E, \zeta)}{E}} \frac{L_e(E_0(S, E, \zeta))}{L_e(E)} \exp\left(-\frac{E_0(S, E, \zeta)}{T_e}\right)$$

где функция потерь L_e , используемая в модифицированной в результате прохождения оптической толщины S функции распределения f_e по энергии E , имеет вид

$$L_e(E) = \frac{Z_{C_8H_8}}{4.7 \times 10^{14} + 8.0 \times 10^{11} E}, \quad (4.18)$$

а связь между начальной энергией E_0 и конечной E устанавливается из решения уравнения

$$\frac{dE}{dl} = -n_{C_8H_8} L_e(E). \quad (4.19)$$

Проинтегрировав выражение (4.15) от $\Delta z_m^{H_\beta}$ до бесконечности, получается следующее выражение для оптической толщины плазменной части

$$S_{C_8H_8}^{pl} = \frac{1}{8} \Delta z \frac{n_{cld}(\Delta z_m^{H_\beta})}{2} \left(1 - \exp\left(\frac{\Delta z_m^{H_\beta}}{\Delta z} - 2\right) \right), \quad (4.20)$$

которая показана красным цветом на Рис. 4.18б. Подставив её в (4.17) можно вычислить значение потока тепла дошедшего до $\Delta z_m^{H_\beta}$, а также значения концентрации дошедших до этой точки электронов фоновой плазмы $n_e(\Delta z_m^{H_\beta})$ и их температуры $T_e(\Delta z_m^{H_\beta})$. Далее предполагается, что функция распределения электронов дошедших до $\Delta z_m^{H_\beta}$ не отличается от максвелловской и к оставшейся нейтральной части облака можно применить NGS модель с входными параметрами $n_e(\Delta z_m^{H_\beta})$ и $T_e(\Delta z_m^{H_\beta})$.

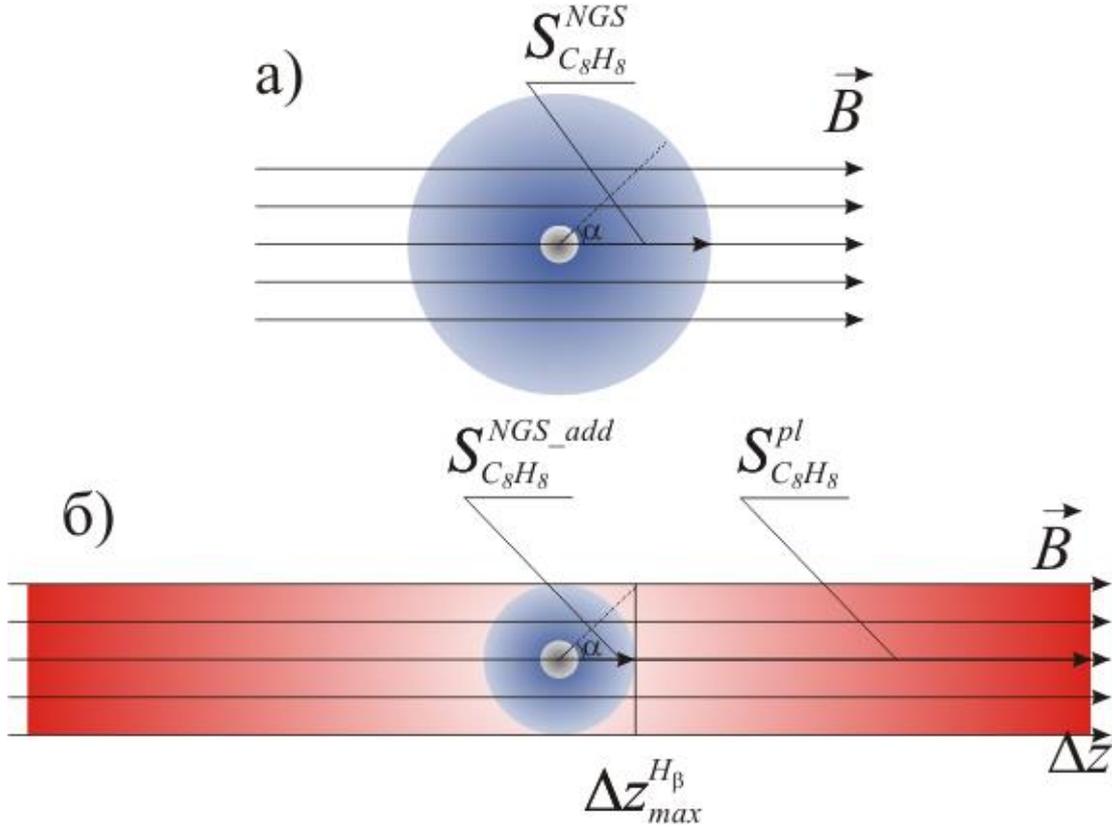


Рис. 4.18 Структура экранирующей части облака: а) нейтральное облако согласно модели NGS, б) нейтральная и плазменная части экранирующего облака.

Самосогласованное решение задачи ищется для оптической толщины нейтрального облака $S_{C_8H_8}^{NGS_add}$ так, чтобы дошедший до поверхности макрочастицы поток тепла $q_{surf}(S_{C_8H_8}^{NGS_add}, n_e(\Delta z_m^{H_\beta}), T_e(\Delta z_m^{H_\beta}))$ обеспечил оптическую толщину нейтрального облака $S_{C_8H_8}^{NGS_add}$. При этом полагается, что толщина нейтрального облака удовлетворяет газодинамическому скейлингу

$$\frac{dr_{pel}(\alpha, S_{C_8H_8}^{NGS_add})}{dt} = -0.52 \frac{S_{C_8H_8}^{NGS_add}}{r_{pel} n_{sld}} \left(\frac{q_{e0} r_{pel} \cos \alpha (\gamma - 1)}{m_{C_8H_8} S_{C_8H_8}^{NGS_add}} \right)^{1/3}. \quad (4.21)$$

Таким образом, баланс устанавливается из решения уравнения

$$\frac{d\dot{N}_{C_8H_8}}{dS_{pel}} = \frac{q_{surf}(S_{C_8H_8}^{NGS_add}, n_e(\Delta z_m^{H_\beta}), T_e(\Delta z_m^{H_\beta}))}{\epsilon_{subl}} = - \frac{dr_{pel}(\alpha, S_{C_8H_8}^{NGS_add})}{dt} n_{sld} \quad (4.22)$$

относительно $S_{C_8H_8}^{NGS_add}$. Здесь n_{sld} – плотность твердого вещества макрочастицы, α – угловая координата элемента поверхности макрочастицы относительно направления магнитного поля (см. Рис. 4.18б). Полученная оценка скорости испарения $dN_{C_8H_8}^{NGS+pl}/dt$

отличаются от оцененной с помощью обычной NGS модели $dN_{C_8H_8}^{NGS}/dt$ на величину не более 25% и является нижней оценкой, поскольку не учитывает то обстоятельство, что плазменное облако формируется самосогласованно и его толщина зависит от скорости испарения. В Таблице 4.7 приведена оценка полной оптической толщины облака по NGS модели $S_{C_8H_8}^{NGS}$, оценка толщины нейтральной части облака $S_{C_8H_8}^{NGS-add}$ в предположении предварительного экранирования теплового потока плазменной частью пеллетного облака $S_{C_8H_8}^{pl}$. На Рис. 4.19 показана эволюция измеренной скорости испарения в зависимости от положения макрочастицы, также показаны результаты расчета по NGS модели, точкой отмечено значение скорости испарения $dN_{C_8H_8}^{NGS+pl}/dt$ с учетом предварительного экранирования на плазменной части облака.

Таким образом, полученные в работе результаты указывают, что оптические толщины плазменной и нейтральной частей облака при испарении углеводородной макрочастицы оказываются соизмеримы. Показано также, что скорости испарения, оцененные по модели нейтрального экранирования и по модели нейтрального экранирования с учетом предварительного торможения на плазменном облаке, отличаются не более чем на 25% и близки к экспериментально измеренным скоростям испарения.

Полученный результат о слабом влиянии на результирующую скорость испарения при учёте предварительного экранирования в плазменном облаке согласуется с выводами в работе [31], в которой оценивались роли нейтрального и плазменного экранирования в водородном пеллетном облаке. Как видно из Рис. 1.2 глубина проникновения макрочастицы в предположении равных оптических толщин плазменной и нейтральной частей облака меняется не более чем на 10%.

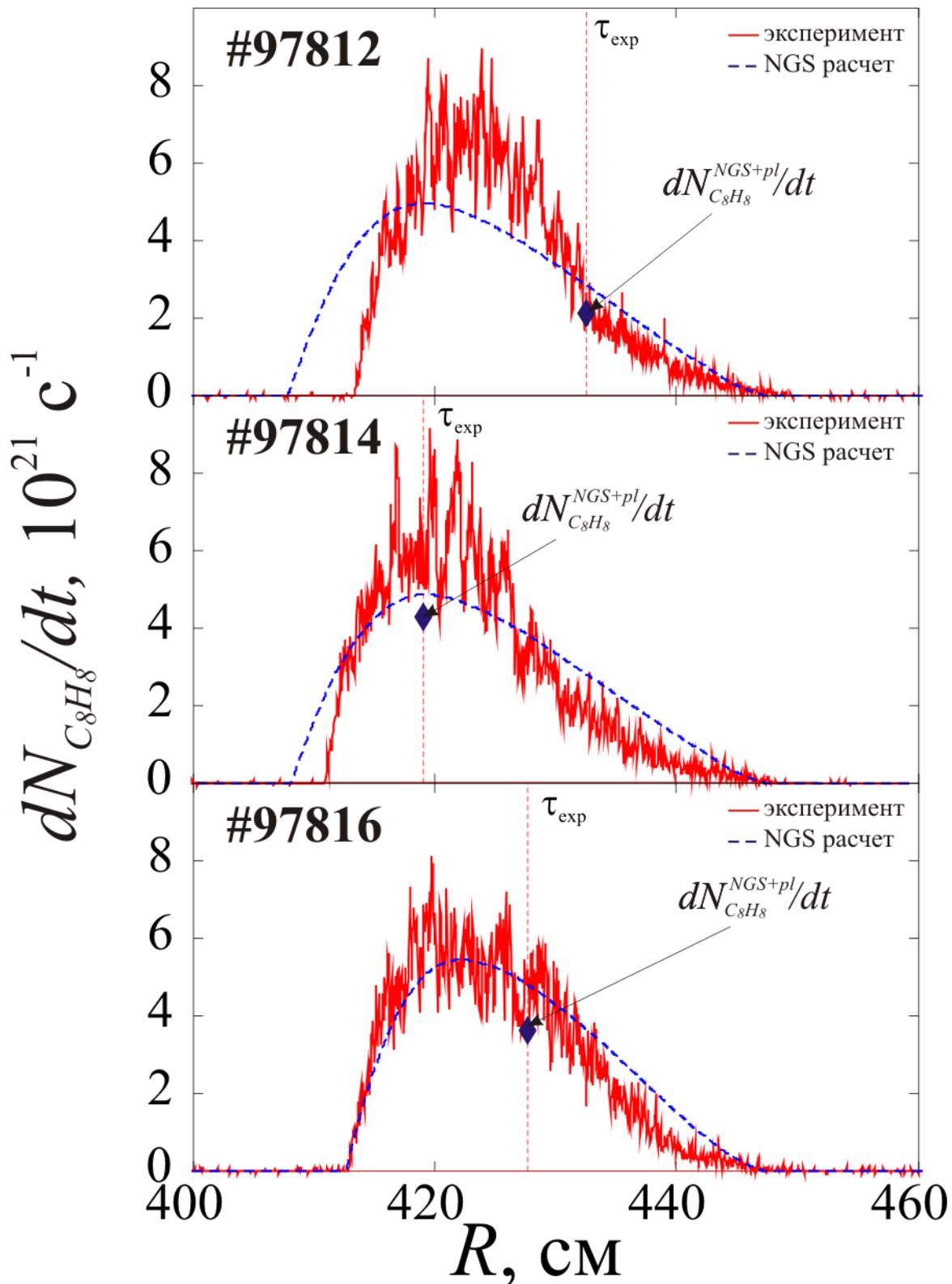


Рис. 4.19 Измеренная (красный) и рассчитанная по NGS модели (синий) эволюция скорости испарения полистироловой макрочастицы в зависимости от её положения по большому радиусу установки. Положение макрочастицы в момент срабатывания полихроматора отмечено вертикальной штриховой прямой. Значение скорости

испарения $dN_{C_8H_8}^{NGS+pl}/dt$, вычисленное с учетом плазменного экранирования в этот момент отмечено синей точкой.

Таблица 4.7. Оптические длины, факторы экранирования и скорости испарения.

Параметр\номер разряда	#97812	#97814	#97816
$S_{C_8H_8}^{NGS}, 10^{17} \text{ см}^{-2} *$	0.873	2.083	1.336
$S_{C_8H_8}^{pl}, 10^{17} \text{ см}^{-2}$	0.387	0.736	0.549
$S_{C_8H_8}^{NGS-add}, 10^{17} \text{ см}^{-2}$	0.572	1.745	0.936
$\delta_{C_8H_8}^{exp}$	0.047	0.066	0.029
$\delta_{C_8H_8}^{NGS}$	0.048	0.050	0.028
$\delta_{C_8H_8}^{pl}$	0.164	0.221	0.124
$\delta_{C_8H_8}^{NGS+pl}$	0.036	0.044	0.022
$dN_{C_8H_8}^{exp}/dt, 10^{21} \text{ 1/с}$	2.81	6.42	4.72
$dN_{C_8H_8}^{NGS}/dt, 10^{21} \text{ 1/с}$	2.85	4.88	4.65
$dN_{C_8H_8}^{NGS+pl}/dt, 10^{21} \text{ 1/с}$	2.13	4.31	3.65
* - Все величины представлены для эквивалентного количества мономеров $\text{CH}_2\text{-CH}(\text{C}_6\text{H}_5)$			

Заключение

В ходе проведенного исследования получены следующие результаты:

1. Разработан девятиканальный изображающий полихроматор с пространственным 0.06 см и временным 10 мкс разрешением.

2. Получена экспериментальная база данных по облакам полистироловых макрочастиц диаметром ≈ 900 мкм, и скоростью инъекции ≈ 450 м/с в водородной плазме гелиотрона LHD с температурой $0.5 \div 1.5$ кэВ и концентрацией $(1 \div 7) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ электронов, поддерживаемой инъекцией нейтральных атомов мощностью $3 \div 14$ МВт.

3. Разработан и реализован метод восстановления пространственных распределений концентрации электронов в углеводородном облаке вблизи

полистироловой макрочастицы. Измеренные значения концентрации электронов в видимой части облака составили $(0.3 \div 2) \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от стадии испарения и удаленности от поверхности макрочастицы. Показано, что максимальное значение концентрации в облаке может быть описано линейной зависимостью от скорости испарения с относительной погрешностью не более 35%.

4. Разработаны и применены два метода измерения температуры электронов в плазменном облаке. Значения температуры вблизи макрочастицы составили $0.8 \div 1.3 \text{ эВ}$. Зарегистрирован существенный рост температуры в направлении фоновой плазмы до значения $\approx 6.5 \text{ эВ}$ на расстояниях $6 \div 8 \text{ мм}$ от макрочастицы вдоль и $2 \div 3 \text{ мм}$ поперек направления магнитного поля соответственно. Показана ключевая роль механизма излучательного прилипания для получения низких значений температуры $\approx 1 \text{ эВ}$ в центре облака.

5. Проведено моделирование пространственного распределения излучения в окрестности линии H_{β} в предположении одномерного разлета испарившегося вещества. Результаты моделирования согласуются с измеренными распределениями коэффициента испускания линии H_{β} .

6. Сделаны оценки, подтверждающие предположение об отсутствии самопоглощения линии H_{β} в пеллетном облаке, используемое в методиках измерения параметров облака.

7. Показано, что продольные и поперечные размеры пеллетного облака в линиях H_{β} и CII линейно взаимосвязаны. Энергия, приносимая из фоновой плазмы на один испаренный мономер, определяет формирование облака и размеры излучающей области. Получены законы подобия, позволившие разработать методику оценки размеров, концентрации и температуры углеводородных облаков в зависимости от параметров макрочастицы и фоновой плазмы.

8. Продемонстрировано, что для углеводородных облаков на LHD вклады плазменного и нейтрального экранирования в ослаблении электронного потока соизмеримы. Показано, что экспериментальные значения фактора ослабления теплового потока с погрешностью, не превышающей 25%, могут быть оценены из модели нейтрального экранирования, а также из модели нейтрального экранирования с учетом предварительного экранирования на плазменной части облака.

Литература

- [1] Lawson J.D. Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor // Proc. Phys. Soc. Sect. B. 1957. V. 70. № 1. P. 6–10.
- [2] Shimada M. et al. Chapter 1: Overview and summary // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. № 6. P. S1–S17.
- [3] Kuteev B.V., Shpanskiy Y.S. Status of DEMO-FNS development // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. № 7. P. 076039.
- [4] Combs S.K. et al. Overview of recent developments in pellet injection for ITER // Fusion Eng. Des. 2012. V. 87. № 5–6. P. 634–640.
- [5] Lang P.T. et al. Considerations on the DEMO pellet fuelling system // Fusion Eng. Des. 2015. V. 96–97. P. 123–128.
- [6] Wilson H.R. Edge Localized Modes in Tokamaks // Fusion Sci. Technol. 2012. V. 61. № 2T. P. 122–130.
- [7] Baylor L.R. et al. Reduction of edge-localized mode intensity using high-repetition-rate pellet injection in tokamak H-mode plasmas // Phys. Rev. Lett. 2013.
- [8] Mansfield D.K. et al. Enhanced performance of deuterium–tritium-fueled supershots using extensive lithium conditioning in the Tokamak Fusion Test Reactor // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. № 11. P. 4252–4256.
- [9] Timokhin V.M. et al. T-10 DISCHARGE CONTROL BY METHOD OF LITHIUM PELLET- INJECTION AND BY INJECTION OF SUPERDENSE SUPERSONIC GAS JETS // 2006.
- [10] Timokhin V.M., Sergeev V.Y., Kuteev B. V. Current shutdown in the T-10 tokamak studied by pellet injection // Tech. Phys. Lett. 2001. V. 27. № 9. P. 795–797.
- [11] SUDO S. et al. Plasma Diagnostics with Tracer-Encapsulated Solid Pellet // Plasma Fusion Res. 2014. V. 9. № 0. P. 1402039–1402039.
- [12] Mantica P. et al. Perturbative transport experiments in JET low or reverse magnetic shear plasmas* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2002. V. 44. № 10. P. 2185–2215.
- [13] Егоров С.М. и др. Измерения профиля тока методом макрочастиц в омических режимах токамака Т-10 // Физика Плазмы. 1994. Т. 20. № 2. С. 151–153.
- [14] McChesney J.M. et al. Results obtained using the pellet charge exchange diagnostic on TFTR // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. № 1. P. 348–350.

- [15] Sergeev V.Y. et al. Improvement of physical basis of PCX diagnostics using NIOS data on LHD // 38th EPS Conference on Plasma Physics 2011, EPS 2011 - Europhysics Conference Abstracts. , 2011. P. 1520–1523.
- [16] Pégourié B. Review: Pellet injection experiments and modelling // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. № 8. P. R87–R160.
- [17] Milora S.. et al. Pellet fuelling // Nucl. Fusion. 1995. V. 35. № 6. P. 657–754.
- [18] Кутеев Б.В. Технологии для термоядерных реакторов, базирующиеся на инжекции макрочастиц // Журнал технической физики. 1999. Т. 69. № 9. С. 63–67.
- [19] McChesney J.M. et al. The interaction of fast alpha particles with pellet ablation clouds // Phys. Plasmas. 1998. V. 4. № 2. P. 381.
- [20] Motojima O. et al. Initial physics achievements of large helical device experiments // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. № 5. P. 1843.
- [21] Takeiri Y. et al. Extension of the operational regime of the LHD towards a deuterium experiment // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. № 10.
- [22] Sudo S. Diagnostics of Particle Transport by Double Layer Pellet // J. Plasma Fusion Res. 1993. № 69. P. 1349–1361.
- [23] Рожанский В. А. // Теория плазмы. СПб.: «Лань», 2012, с. 158.
- [24] Сергеев В. Ю. и др. Исследование пылевой моды испарения углеродных макрочастиц в стеллараторе W7-AS // Журнал Технической Физики, 2006, том 76, вып. 11, стр. 66-71.
- [25] Kuteev B.V., Sergeev V.Yu., Viniar I.V. *et al.*, Fusion technology 1994 V. **26** pp. 938-944.
- [26] Б.В. Кутеев, В.Ю. Сергеев, Л.Д. Цендин, О взаимодействии углеродных макрочастиц с высокотемпературной плазмой //Физика плазмы, 1984, т. 10, вып. 6, с. 1172-1179.
- [27] В.А. Рожанский, Влияние самосогласованного электрического поля на испарение макрочастиц в горячей плазме //Физика плазмы, 1989, т. 15, с. 1447.
- [28] Сергеев В. Ю., Бахарева О. А., Кутеев Б. В., и др. Исследования испарения примесных макрочастиц в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием // Физика плазмы, 2006, т.32, стр.398.
- [29] Rozhansky V., Senichenkov I., Veselova I. Diffusion and drift of a blob of partially ionized plasma in a magnetic field // Phys. Plasmas. 2007. V. 14. № 5. P. 052309.
- [30] Rozhansky V. et al. Mass deposition after pellet injection into a tokamak // Plasma Phys. Control. Fusion. 2004. V. 46. № 4. P. 575–591.

- [31] Houlberg W.A., Milora S.L., Attenberger S.E. Neutral and plasma shielding model for pellet ablation // *Nucl. Fusion*. 1988. V. 28. № 4. P. 595–610.
- [32] Lang P. et al. ELM frequency control by continuous small pellet injection in ASDEX Upgrade // *Nucl. Fusion*. 2003. V. 43. № 10. P. 1110–1120.
- [33] Baylor L.R. et al. Pellet fuelling, ELM pacing and disruption mitigation technology development for ITER // *Nucl. Fusion*. 2009. V. 49. № 8.
- [34] Pautasso G. et al. Use of impurity pellets to control energy dissipation during disruption // *Nucl. Fusion*. 1996. V. 36. № 10. P. 1291–1297.
- [35] Ploeckl B. et al. Matter injection technology for DEMO, state of the art // *Fusion Eng. Des.* 2017. V. 123. P. 186–191.
- [36] M.P. Petrov, R. Bell, R.V. Budny *et al.*, Effective temperatures, sawtooth mixing, and stochastic diffusion ripple loss of fast H1 minority ions driven by ion cyclotron heating in the Tokamak Fusion Test Reactor *Physics of Plasmas* 1999, V.6 p. 2430.
- [37] Goncharov P.R. et al. Development and initial operation of the pellet charge exchange diagnostic on LHD heliotron // *Rev. Sci. Instrum.* 2003. V. 74. № 3. P. 1869–1872.
- [38] Goncharov P.R. et al. Local pellet based and line-integrated nonperturbing charge exchange measurements with a compact neutral particle analyzer on Large Helical Device // *Rev. Sci. Instrum.* 2006. V. 77. № 10. P. 10F119.
- [39] Egorov S.M. et al. Pellet ablation study in T-10 using photography technique // *Proc. 13th Intern Conf. on Plasma Phys and Contr. Nucl. Fus. Res.* Washington, 1990. P. 599–609.
- [40] Cseh G, Kocsis G, Lang P T, Plöckl B, Szepesi T and Veres G 2017 Pellet cloud characterisation, scaling and estimation of the material- and temperature distribution inside the cloud *Nucl. Fusion* **57** 016022.
- [41] Bakhareva O.A. et al. Studies of the structure of C pellet ablation clouds in W7-AS // *Plasma Phys. Reports*. 2005. V. 31. № 4. P. 282–291.
- [42] Б.В. Кутеев, А.П. Умов, Л.Д. Цендин, Двумерная кинетическая модель испарения водородных марочастиц в токамаке // *Физика плазмы*, 1985, т. 11, вып. 4, с. 409-416.
- [43] Tamura N, Sergeev V Y, Kalinina D V, Miroshnikov I V, Sato K, Sharov I A, Bakhareva O A, Ivanova D M, Timokhin V M, Sudo S and Kuteev B V 2008 Spectroscopic diagnostics for ablation cloud of tracer-encapsulated solid pellet in LHD *Rev. Sci. Instrum.* 79.
- [44] Goto M., Sakamoto R., Morita S. Experimental verification of complete LTE plasma formation in hydrogen pellet cloud // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2007. V. 49. № 8. P. 1163–1176.

- [45] Motojima G. et al. Spectroscopic Diagnostics for Spatial Density Distribution of Plasmoid by Pellet Injection in the Large Helical Device // Plasma Fusion Res. 2010. V. 5. P. S1033–S1033.
- [46] Guillaume Seguireaud, Gen Motojima, Yoshiro Narushima M.G. Spatially-Resolved Electron Density Measurement in Hydrogen Pellet Ablation Cloud // Atoms. 2018. V. 6. P. 1–7.
- [47] Sergeev V.Y., Kostrukov A.Y., Shibaev S.. Measurement of cloud parameters near hydrogen and deuterium pellets injected into T-10 plasma // Fusion Eng. Des. 1997. V. 34–35. P. 323–327.
- [48] Müller H.. et al. High β plasmoid formation, drift and striations during pellet ablation in ASDEX Upgrade // Nucl. Fusion. 2002. V. 42. № 3. P. 301–309.
- [49] McNeill D.H. et al. Spectroscopic measurements of the parameters of the ablation clouds of deuterium pellets injected into tokamaks // Phys. Fluids B Plasma Phys. 1991. V. 3. № 8. P. 1994–2009.
- [50] TFR Group, Pellet Injection into TFR Plasmas: Measurement of the Ablation Zone // Europhys. Lett. 2 (1986) p. 267.
- [51] TFR Group, Pellet injection experiments on the TFR tokamak // Nucl. Fusion. 1987. V. 27. № 12. P. 1975–1999.
- [52] Durst R.D. et al. Experimental observations of the dynamics of pellet ablation on the Texas Experimental Tokamak (TEXT) // Nucl. Fusion. 1990. V. 30. № 1. P. 3–9.
- [53] Грим Г. Спектроскопия плазмы. Москва: Атомиздат, 1969.
- [54] Kaufmann M. et al. Plasma shielding of hydrogen pellets // Nucl. Fusion. 1986. V. 26. № 2. P. 171–178.
- [55] Morozov D.K. et al. Ionization–recombination processes and ablation cloud structure for a carbon pellet // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. № 2. P. 252–259.
- [56] Veres G., Lengyel L.. A collisional–radiative cooling model for light impurity elements in hot plasmas under non-equilibrium conditions // J. Nucl. Mater. 1997. V. 250. № 2–3. P. 96–102.
- [57] Gál K. et al. Role of shielding in modelling cryogenic deuterium pellet ablation // Nucl. Fusion. 2008. V. 48. № 8. P. 085005.
- [58] Kálvin S., Kocsis G., Veres G. and Wágner D. Quasi two-dimensional simulation of the hydrogenic pellet ablation and plasmoid expansion // European Conference Abstracts 2008 32D.

- [59] Sudo S. *et al.*, Overview of Large Helical Device diagnostics // *Rev. Sci. Instrum.* **72** (2001) pp. 483-491.
- [60] Kawahata K. *et al.* Design and construction of a far infrared laser interferometer for the LHD // *Fusion Eng. Des.* 1997. V. 34–35. P. 393–397.
- [61] Narihara K., I. Yamada I. and T. Minami T., Thomson scattering system for large helical device, *Proc. 5th Int. Symp. on Laser-aided Plasma Diagnostics*, Bad-Honnef, 1991, p. 108
- [62] Tamura N., Recent Results from the Large Helical Device by a Tracer-Encapsulated Solid Pellet injection St.-Petersburg State Polytechnical Univ. Seminar, Jul. 20, 2009
- [63] Chang C.T., Thomsen K. On the correlation between the H_{α} -line emission rate and the ablation rate of a hydrogen pellet in tokamak discharges // *Nucl. Fusion.* 1984. V. 24. № 6. P. 697–708.
- [64] Ledl L., Burhenn R., Lengyel L., *et al.* Study of carbon pellet ablation in ECR-heated W7-AS plasmas // *Nuclear Fusion*, 2004, Vol.44, p.600.
- [65] Stehlé C., Hutcheon R. Extensive tabulations of Stark broadened hydrogen line profiles // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 1999. V. 140. № 1. P. 93–97.
- [66] Sergeev V.Y. *et al.* Trapping of Pellet Cloud Radiation in Thermonuclear Plasmas // *J. Plasma Fusion Res. Ser.* 2001. V. 4. P. 605–608.
- [67] S.M. Egorov, *et al.* // *Plasma Phys. Reports*, 1994, Vol. 20, No. 2, P. 143.
- [68] Tikhonov A. N.; Arsenin. V. Y., *Solution of Ill-posed Problems*, Washington: Winston & Sons, 1977.
- [69] G. Golub and C. Loan, *Matrix Computations*, Baltimore: The Johns Hopkins University Press, 1996.
- [70] I. A. Sharov, *et al.* // 22th International Toki Conference, Toki, 2012.
- [71] Senichenkov I.Y. *et al.* Modelling of the pellet cloud evolution and mass deposition with an account of ∇B induced drift // *Nucl. Fusion.* 2006. V. 46. № 8. P. 788–796.
- [72] Fujimoto T., Sawada K., Takahata K. Ratio of Balmer line intensities resulting from dissociative excitation of molecular hydrogen in an ionizing plasma // *J. Appl. Phys.* 1989. V. 66. № 6. P. 2315–2319.
- [73] Blanksby S.J., Ellison G.B. Bond dissociation energies of organic molecules // *Acc. Chem. Res.* 2003.
- [74] Janev R.K., Smith J.J. *Atomic and plasma-material interaction data for fusion*, Vol. 4. Vienna: IAEA, 1993.

- [75] Matsuyama A. et al. Modelling of the pellet deposition profile and ∇B -induced drift displacement in non-axisymmetric configurations // Nucl. Fusion. 2012. V. 52. № 12. P. 123017.
- [76] Rozhansky V., private communication
- [77] Hotop H., Lineberger W.C. Binding energies in atomic negative ions // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975. V. 4. № 3. P. 539–576.
- [78] Scheer M. et al. Systematic study of the stable states of C^- , Si^- , Ge^- , and Sn^- via infrared laser spectroscopy // Phys. Rev. A. 1998. V. 58. № 4. P. 2844–2856.
- [79] Wishart A.W. The bound-free photo-detachment cross-section of H^- // Mon. Not. R. Astron. Soc. 1979. V. 187. № 1. P. 59P–60P.
- [80] Seman M.L., Branscomb L.M. Structure and Photodetachment Spectrum of the Atomic Carbon Negative Ion // Phys. Rev. 1962. V. 125. № 5. P. 1602–1608.
- [81] Fujimoto T. Plasma Spectroscopy. Oxford: Clarendon Press, 2004.

Приложение 1

Вывод выражения для отношения суммарного коэффициента испускания линии и непрерывного спектра в её окрестности к коэффициенту испускания в непрерывном спектре на удаленном участке. Сначала будет получено отношение коэффициента испускания линии и непрерывного спектра, измеряемого на удаленном участке по шкале длин волн. После этого будет учтён вклад различных ионизационных состояний углерода, а также вклад излучения от процесса радиационного прилипания. Затем, формула будет преобразована с учётом необходимости учитывать вклад излучения непрерывного спектра при регистрации излучения линии. Таким образом, полученное выражение будет описывать температурную зависимость непосредственно измеряемой в эксперименте величины. При выводе использованы выражения и преобразования из [53].

Коэффициент испускания линии (переход с уровня m на уровень n) определяется следующей формулой

$$\varepsilon_{line}(\omega) = \frac{\hbar\omega}{4\pi} L(\omega) A_{nm} n_{H^*m} \quad (A1.1)$$

Для используемой линии $H\beta$ $m = 4$, $n = 2$. Здесь n_{H^*m} концентрация возбужденных атомов в состоянии с главным квантовым числом m . $L(\omega)$ нормированный

спектральный профиль линии, а коэффициент Эйнштейна A_{nm} может быть записан в виде

$$A_{nm} = \frac{2r_0\omega^2}{c} \frac{g_n}{g_m} f_{mn} \quad (\text{A1.2})$$

где f_{mn} – сила осциллятора перехода, а g_m g_n кратности вырождения (стат. веса) соответствующих уровней.

Коэффициент испускания в непрерывном спектре определяется формулой

$$\varepsilon_{cont}(\omega, T) = \frac{2^5 \alpha^3 z^4}{3(3\pi)^{1/2}} \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{3/2} E_H a_0^3 n_e n_z [\dots] \exp\left[-\frac{\Delta E_z + \hbar\omega}{kT} \right], \quad (\text{A1.3})$$

где α – постоянная тонкой структуры, E_H энергия ионизации водорода, a_0 – Боровский радиус, n_e – концентрация электронов в излучающем объеме плазмы, T – их температура, n_z – плотность ионов в зарядовом состоянии z , на которых происходит торможение либо рекомбинация в результате чего формируется излучение непрерывного спектра, ΔE_z – снижение энергии ионизации (при образовании соответствующего иона) в плазме.

$$\Delta E_z = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0\rho_D}, \quad (\text{A1.4})$$

где ρ_D – Дебаевский радиус (электронов и ионов). Выражение в квадратных скобках имеет вид

$$\begin{aligned} [\dots] = & \frac{n_1^{z,a}}{n_a^z} \sum \frac{g_{nl}^{z,a}(\omega)}{n^3} \exp\left(\frac{E_\infty^{z-1,a} - E_{nl}^{z-1,a}}{kT} \right) + \dots \\ & + \sum \frac{g_n^z(\omega)}{n^3} \exp\left(\frac{z^2 E_H}{n^2 kT} \right) + \frac{kT}{2z^2 E_H} g_f^z(\omega, T) \exp\left(\frac{\Delta E_L}{kT} \right), \end{aligned} \quad (\text{A1.5})$$

где $\Delta E_L = z^2 E_H / n_{max}^2$, а g_n^z g_n и g_f факторы Гюунта для свободно-связанных (на уровень с главным квантовым числом n) и свободно-свободных переходов. Для водородоподобных систем первый член выражения содержится во втором. Он отвечает за излучательную рекомбинацию на уровни, для описания рекомбинации на которые водородоподобного приближения недостаточно. Как правило, это наиболее глубокие уровни из тех, рекомбинационное излучение на которые регистрируется в эксперименте. Например, для первого иона углерода такое слагаемое учитывалось для главного квантового числа $n = 3$. При этом использовались значения $g_{nl}^{z,a}$ из таблицы 5.8 [53]. Для высоко расположенных уровней использовалось водородоподобное

приближение. А в ряде случаев квазиклассическое, т.е. факторы Гоунта полагались равными единице.

Отношение коэффициентов испускания имеет вид

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{\int \frac{\hbar\omega}{4\pi} L(\omega) A_{nm} n_{H^{*m}} d\omega}{\frac{2^5 \alpha^3 z^4}{3(3\pi)^{1/2}} \left(\frac{E_H}{kT}\right)^{3/2} E_H a_0^3 n_e n_z [\dots] \exp\left[-\frac{\Delta E_z + \hbar\omega}{kT}\right] \times \Delta\omega_{cont}} \quad (A1.6)$$

$\Delta\omega_{cont}$ – интервал циклических частот, в котором регистрируется излучение в непрерывном спектре (полагается, что совпадает с шириной используемого в эксперименте фильтра). Приведенное в [53] выражение для отношения соответствующих коэффициентов испускания получено для одинаковых длин волн линии и непрерывного спектра, следовательно, они не различаются в формулах. В связи с тем, что реальные измерения проводятся на длинах волн, расположенных на значительном удалении, в дальнейших преобразованиях использованы следующие обозначения. λ_{line} и ω_{line} – длина волны и циклическая частота линии, λ_{cont} и ω_{cont} – длина волны и циклическая частота непрерывного спектра (центр выбранного для измерения интервала). Для узкого профиля $L(\omega)$ выполняется

$$\int \omega^3 L(\omega) d\omega \cong \omega_{line}^3. \quad (A1.7)$$

Воспользовавшись соотношением равновесия

$$\frac{n_e n_{H^+}}{n_{H^{*m}}} = \frac{2g_i}{g_m a_0^3} \left(\frac{kT}{4\pi E_H}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_{mi}}{kT}\right) \quad (A1.8)$$

где n_{H^+} – плотность ионов водорода, выразив из него $n_{H^{*m}}$, получаем

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{\frac{2r_0 \hbar \omega_{line}^3}{4\pi c} \frac{g_n}{g_m} f_{mn} n_e n_{H^+} \frac{g_m a_0^3}{2g_i} \left(\frac{4\pi E_H}{kT}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{mi}}{kT}\right)}{\frac{2^5 \alpha^3 z^4}{3(3\pi)^{1/2}} \left(\frac{E_H}{kT}\right)^{3/2} E_H a_0^3 n_e n_z [\dots] \exp\left[-\frac{\Delta E_z + \hbar\omega_{cont}}{kT}\right] \times \Delta\omega_{cont}}. \quad (A1.9)$$

Для дальнейшего применения удобно перейти к длинам волн

$$\omega_{line}^3 = \left(\frac{2\pi c}{\lambda_{line}}\right)^3, \quad (A1.10)$$

$$\Delta\omega_{cont} = \frac{2\pi c \cdot \Delta\lambda_{cont}}{\lambda_{cont}^2}. \quad (A1.11)$$

Кроме того, для однокомпонентной плазмы из водорода/дейтерия $n_z = n_{H^+}$ и концентрации сокращаются

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{3^{3/2} 2\pi^3 c r_0 \hbar \lambda_{cont}^2 g_n f_{mn} 8 \exp\left(\frac{E_{mi} + \Delta E_z + \hbar \omega_{cont}}{kT}\right)}{2\lambda_{line}^3 \Delta\lambda_{cont} g_i 2^5 \alpha^3 E_H [\dots]}. \quad (A1.12)$$

С учётом $r_0 = \alpha^2 a_0$ и $E_H = e^2/2a_0$

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{2a_0 3^{3/2} \pi^3 c \alpha^2 a_0 \hbar \lambda_{cont}^2 g_n f_{mn} \exp\left(\frac{E_{mi} + \Delta E_z + \hbar \omega_{cont}}{kT}\right)}{2 \cdot 2\lambda_{line}^3 \Delta\lambda_{cont} g_i \alpha^3 e^2 [\dots]}, \quad (A1.13)$$

а также с учётом $e^2/\hbar c = \alpha$

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{3^{3/2} \pi^3 \left(\frac{a_0}{\alpha}\right)^2 \lambda_{cont}^2 g_n f_{mn} \exp\left(\frac{E_{mi} + \Delta E_z + \frac{\hbar c}{\lambda_{line}} + \frac{\hbar c}{\lambda_{cont}} - \frac{\hbar c}{\lambda_{line}}}{kT}\right)}{2\lambda_{line}^3 \Delta\lambda_{cont} g_i [\dots]}, \quad (A1.14)$$

где $E_{mi} = E_H/m^2 - \Delta E_z$ — энергия ионизации верхнего состояния линии, прибавив к ней энергию излучаемого кванта $\hbar \omega_{line}$ и уменьшение потенциала ионизации ΔE_z получится

энергия ионизации нижнего состояния $E'_{ni} = \frac{E_H}{n^2}$. Таким образом,

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{3^{3/2} \pi^3 \left(\frac{a_0}{\alpha}\right)^2 \lambda_{cont}^2 g_n f_{mn} \exp\left(\frac{E'_{ni} + \frac{\hbar c}{\lambda_{cont}} - \frac{\hbar c}{\lambda_{line}}}{kT}\right)}{2\lambda_{line}^3 \Delta\lambda_{cont} g_i [\dots]}, \quad (A1.15)$$

где

$$[\dots] = \sum \frac{g_n^z(\lambda_{cont})}{n^3} \exp\left(\frac{z^2 E_H}{n^2 kT}\right) + \frac{kT}{2z^2 E_H} g_f^z(\lambda_{cont}, T) \exp\left(\frac{z^2 E_H / n_{max}^2}{kT}\right). \quad (A1.16)$$

Полученное выражение отличается от аналогичного выражения в [53], которое приводится без подробного вывода, лишь наличием множителя

$$\frac{\lambda_{cont}^2}{\lambda_{line}^2} \exp\left(\frac{\frac{\hbar c}{\lambda_{cont}} - \frac{\hbar c}{\lambda_{line}}}{kT}\right), \quad (A1.17)$$

позволяющего учесть разницу между длиной волны линии и длиной волны непрерывного спектра. Тот факт, что для равных длин волн выражения совпадают, свидетельствует о правильности вывода.

Для смеси 50% углерода 50% водорода произведено суммирование вкладов в излучение непрерывного спектра, как ионов водорода, так и каждого ионизационного состояния углерода. Кроме того, поскольку относительный вклад непрерывного спектра в испускание на длине волны линии становится существенным, он учтен в числителе формулы. Новое выражение выглядит следующим образом

$$\frac{\varepsilon_{line}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{3^{3/2} \pi^3 \left(\frac{a_0}{\alpha}\right)^2 g_n f_{mn} n_e n_{H^+} (4\pi)^{3/2} \exp\left(\frac{E_{ni}}{kT}\right)}{2 g_l \lambda_{line} \Delta \lambda_{cont} \left[n_e n_{H^+} [\dots]_{H^+} + n_e n_{C^+} [\dots]_{C^+} + 2^4 n_e n_{C^{2+}} [\dots]_{C^{2+}} + \dots + 6^4 n_e n_{C^{6+}} [\dots]_{C^{6+}} \right]} \times \dots \quad (A1.18)$$

$$\times \frac{\lambda_{cont}^2}{\lambda_{line}^2} \exp\left(\frac{\frac{hc}{\lambda_{cont}} - \frac{hc}{\lambda_{line}}}{kT}\right)$$

$$\text{где, } [\dots]_{H^+} = \sum_{n=3}^6 \frac{g_n^z(\lambda_{cont})}{n^3} \exp\left(\frac{z^2 E_H}{n^2 kT}\right) + \frac{kT}{2z^2 E_H} g_f^z(\lambda_{cont}, T) \exp\left(\frac{z^2 E_H / n_{max}^2}{kT}\right), \quad (A1.19)$$

а $n_{max} = 7$. Слагаемые относящиеся к ионам углерода имеют вид

$$[\dots]_{C^+} = \frac{n_3^{C^+}}{n_{C^+}} \sum \frac{g_{3l}^{C^+}(\lambda_{cont})}{3^3} \exp\left(\frac{E_{\infty}^{z-1,a} - E_{3l}^{z-1,a}}{kT}\right) + \sum_{n=4}^6 \frac{g_n^{C^+}(\lambda_{cont})}{n^3} \exp\left(\frac{E_H}{n^2 kT}\right) + \dots \quad (A1.20)$$

$$+ \frac{kT}{2 \cdot E_H} g_f^{C^+}(\lambda_{cont}, T) \exp\left(\frac{z^2 E_H / n_{max}^2}{kT}\right)$$

$$[\dots]_{C^{(2.6)^+}} = \sum \frac{g_n^{C^{(2.6)^+}}(\lambda_{cont})}{n^3} \exp\left(\frac{z^2 E_H}{n^2 kT}\right) + \frac{kT}{2 \cdot z^2 E_H} g_f^{C^{(2.6)^+}}(\lambda_{cont}, T) \exp\left(\frac{z^2 E_H / n_{max}^2}{kT}\right) \quad (A1.21)$$

Для оценки вклада излучательного прилипания к атомам водорода воспользуемся формулой из [44]

$$\varepsilon_{cont}^{att,H} = \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h^4}{m_e c^2} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T}\right)^{3/2} \Delta\lambda_{cont} \sigma_{det}^H(\lambda_{cont}) \frac{\left(\frac{c}{\lambda_{cont}}\right)^5}{c} \exp\left(\frac{-\frac{hc}{\lambda_{cont}} + \frac{E_H}{kT}}{kT}\right). \quad (A1.22)$$

Аналогично для углерода

$$\varepsilon_{cont}^{att,C} = \frac{4}{9} \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h^4}{m_e c^2} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T}\right)^{3/2} \Delta\lambda_{cont} \sigma_{det}^C(\lambda_{cont}) \frac{\left(\frac{c}{\lambda_{cont}}\right)^5}{c} \exp\left(\frac{-\frac{hc}{\lambda_{cont}} + \frac{E_{C^-}}{kT}}{kT}\right). \quad (A1.23)$$

С учётом вклада всех компонент получаем полное выражение для отношения коэффициентов испускания регистрируемых в каналах полихроматора для линии H_{β} и для непрерывного спектра

$$\frac{\varepsilon_{H\beta+cont}}{\varepsilon_{cont}} = \frac{\lambda_{cont}^2}{\lambda_{H\beta}^2} \exp\left(\frac{\frac{hc}{\lambda_{cont}} - \frac{hc}{\lambda_{H\beta}}}{kT}\right) \times \dots \quad (A1.24)$$

$$\times \frac{e^3 (2\pi)^{5/2} g_2 a_0^{5/2} f_{42} n_{H^+} \exp\left(\frac{E'_{2i}}{kT}\right) + \frac{(2\pi)^4 2^{5/2} a_0^{1/2} e^{11} \Delta\lambda_{H\beta}}{3(3\pi)^{1/2} h^6 c^4} \left[n_{H^+} [\dots]_{H^+} + \sum_{j=1}^6 j^4 n_{C^{j+}} [\dots]_{C^{j+}} \right] + \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h}{m_e} \frac{\Delta\lambda_{H\beta}}{\lambda_{H\beta}^3} \left[n_e n_H \sigma_{det}^H(\lambda_{H\beta}) \exp\left(\frac{E_{H^-}}{kT}\right) + n_C \frac{4}{9} \sigma_{det}^C(\lambda_{H\beta}) \exp\left(\frac{E_{C^-}}{kT}\right) \right]}{\frac{(2\pi)^4 2^{5/2} a_0^{1/2} e^{11} \Delta\lambda_{cont}}{3(3\pi)^{1/2} h^6 c^4} \left[n_{H^+} [\dots]_{H^+} + \sum_{j=1}^6 j^4 n_{C^{j+}} [\dots]_{C^{j+}} \right] + \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h}{m_e} \frac{\Delta\lambda_{cont}}{\lambda_{cont}^3} \left[n_H \sigma_{det}^H(\lambda_{cont}) \exp\left(\frac{E_{H^-}}{kT}\right) + n_C \frac{4}{9} \sigma_{det}^C(\lambda_{cont}) \exp\left(\frac{E_{C^-}}{kT}\right) \right]}$$

Здесь $\Delta\lambda_{H\beta}$ ширина полосы пропускания (FWHM) интерференционного фильтра используемого для измерения $H\beta$, $\varepsilon_{H\beta+cont}$ суммарный коэффициент испускания линии $H\beta$ и непрерывного. $E_{H^-} = 0.754$ эВ [77] и $E_{C^-} = 1.262$ [78] энергии сродства электрона в отрицательных ионах водорода и углерода, соответственно. Сечения фотоионизации отрицательных ионов водорода $\sigma_{det}^H(\lambda_{H\beta}) \approx 28.5 \times 10^{-18} \text{ см}^2$, $\sigma_{det}^H(\lambda_{cont}) \approx 35.4 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [79] и углерода $\sigma_{det}^C(\lambda_{line}) \approx 13.5 \times 10^{-18} \text{ см}^2$, $\sigma_{det}^C(\lambda_{cont}) \approx 14.0 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ [80]. Используя их, при помощи формулы Милне [81] выражены скорости процесса излучательного прилипания.

Для оценки концентрации каждого нейтрального и ионизованного состояния (в т.ч. отрицательных ионов) углерода и водорода используется система уравнения Саха-Больцмана

$$\begin{aligned}
\frac{n_e n_{H^0}}{n_{H^-}} &= \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} \frac{2Z_{H^0}(T)}{Z_{H^-}(T)} \exp\left(-\frac{E_{H^-}}{kT}\right) = f_0^H(T) \\
\frac{n_e n_{H^+}}{n_{H^0}} &= \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} \frac{2Z_{H^+}(T)}{Z_{H^0}(T)} \exp\left(-\frac{E_H}{kT}\right) = f_1^H(T) \\
\frac{n_e n_{C^0}}{n_{C^-}} &= \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} \frac{2Z_{C^0}(T)}{Z_{C^-}(T)} \exp\left(-\frac{E_{C^-}}{kT}\right) = f_0^C(T) \\
\frac{n_e n_{C^{k+}}}{n_{C^{(k-1)+}}} &= \frac{(2\pi m_e)^{3/2}}{h^3} (kT)^{3/2} \frac{2Z_{C^{k+}}(T)}{Z_{C^{(k-1)+}}(T)} \exp\left(-\frac{E_{C^{k+}}}{kT}\right) = f_k^C(T), k=1..6
\end{aligned} \tag{A1.25}$$

совместно с уравнением квазинейтральности

$$n_e = -n_{H^-} - n_{C^-} + n_{H^+} + n_{C^+} + 2n_{C^{2+}} + \dots + 6n_{C^{6+}}, \tag{A1.26}$$

и уравнением, определяющим химический состав облака (который полагается постоянным во всём облаке, т.е. отсутствуют относительные дрейф и диффузия различных химических и ионизационных компонент)

$$n_{H^-} + n_H + n_{H^+} = n_{C^-} + n_C + n_{C^+} + \dots + n_{C^{6+}}. \tag{A1.27}$$

Получаем

$$n_{H^-} \left(1 + \frac{f_0^H(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_1^H(T)}{n_e} \right) \right) = n_{C^-} \left(1 + \frac{f_0^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_1^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_2^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_3^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_4^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_5^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_6^C(T)}{n_e} \right) \right) \right) \right) \right) \right) \right), \tag{A1.28}$$

$$n_{C^-} = \frac{n_{H^-} \left(1 + \frac{f_0^H(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_1^H(T)}{n_e} \right) \right)}{\left(1 + \frac{f_0^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_1^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_2^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_3^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_4^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_5^C(T)}{n_e} \left(1 + \frac{f_6^C(T)}{n_e} \right) \right) \right) \right) \right) \right) \right)}, \tag{A1.29}$$

Приложение 2

Выделение коэффициента испускания линии H_β из суммарного измеряемого коэффициента испускания линии H_β и непрерывного спектра. Аналогично выражению (A1.24) имеет место соотношение между суммарным коэффициентом испускания линии и непрерывного спектра и коэффициентом испускания линии

$$\frac{\varepsilon_{H_\beta+cont}}{\varepsilon_{H_\beta}} = \frac{\lambda_{cont}^2}{\lambda_{H_\beta}^2} \exp\left(\frac{\frac{hc}{\lambda_{cont}} - \frac{hc}{\lambda_{H_\beta}}}{kT}\right) \times \dots \quad (A2.1)$$

$$\times \frac{e^3 (2\pi)^{5/2} g_2 a_0^{5/2} f_{42} n_{H^+} \exp\left(\frac{E'_{2i}}{kT}\right) + \frac{(2\pi)^4 2^{5/2} a_0^{1/2} e^{11} \Delta \lambda_{H_\beta}}{3(3\pi)^{1/2} h^6 c^4} \left[n_{H^+} [\dots]_{H^+} + \sum_{j=1}^6 j^4 n_{C^{j+}} [\dots]_{C^{j+}} \right] + \frac{1}{8\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{h}{m_e} \frac{\Delta \lambda_{H_\beta}}{\lambda_{H_\beta}^3} \left[n_{cld} n_H \sigma_{det}^H(\lambda_{H_\beta}) \exp\left(\frac{E_{H^-}}{kT}\right) + n_C \frac{4}{9} \sigma_{det}^C(\lambda_{H_\beta}) \exp\left(\frac{E_C}{kT}\right) \right]}{e^3 (2\pi)^{5/2} g_2 a_0^{5/2} f_{42} n_{H^+} \exp\left(\frac{E'_{2i}}{kT}\right)}$$

Поскольку в предлагаемой методике подбора распределения температуры не предполагается наличие каких-либо предварительных, невозможно разделить излучение линии и непрерывного спектра воспользовавшись этим соотношением. В связи с этим, в нулевом приближении для определения градиента температуры по формуле (3.12) при вычислении $\frac{d \ln \varepsilon_{H_\beta}}{dz}$ вместо неизвестного распределения ε_{H_β} будет использоваться измеренное распределение $\varepsilon_{H_\beta+cont}$. В результате будет получено нулевое приближение для распределения

$T_{cld}(z)$. После чего становится возможным вычисление $\frac{\varepsilon_{H_\beta+cont}}{\varepsilon_{H_\beta}}(z)$ с использованием полученного профиля $T_{cld}(z)$, а также экспериментальными значениями $n_{cld}(z)$. Выделив посредством умножения экспериментального профиля $\varepsilon_{H_\beta+cont}(z)$ на

$$\left(\frac{\varepsilon_{H_\beta+cont}}{\varepsilon_{H_\beta}}(z) \right)^{-1} \text{ осуществляется нахождение}$$

распределений концентрации не было возможным, в связи с чем в Таблице А3.2 отсутствуют данные по концентрации в отдельных разрядах.

Таблица А3.1 Параметры инжекции и окружающей плазмы в момент срабатывания полихроматора.

Разряд	$n_e, 10^{13} \text{ см}^{-3}$	$T_e, \text{ кэВ}$	$dN_{C8H8}/dt, \text{ с}^{-1}$	$v_{pel}, \text{ м/с}$	$r_{pel}, \text{ мкм}$	$B, \text{ Т}$	$P_{NBI}, \text{ МВт}$
97811	0,98	1,22	2,33	477	448	2,75	9,3
97812	1,36	0,81	2,81	478	448	2,75	9,3
97813	1,66	1,23	3,80	457	446	2,75	9,3
97814	1,80	1,20	6,42	467	393	2,75	9,3
97815	2,39	1,47	6,84	467	413	2,75	9,3
97816	3,67	0,79	4,72	467	440	2,75	13,4
97817	6,87	1,02	4,00	456	444	2,75	13,4
97818	6,71	0,97	3,72	461	444	2,75	13,4
97819	5,76	0,60	1,26	469	450	2,75	13,4
108764	3,79	1,14	3,18	439	242	2,75	9,9
108765	3,82	1,13	4,02	500	320	2,75	9,9
108767	1,95	1,37	2,84	483	329	2,75	9,9
108769	2,57	0,85	2,72	507	437	2,75	4,7
108770	2,78	1,37	4,16	489	325	2,75	4,7
108771	5,30	1,01	4,33	483	432	2,75	8,3
108772	5,30	1,01	4,33	503	432	2,75	8,3
108774	5,05	0,75	1,97	500	444	2,75	8,3
108775	5,80	0,90	4,48	500	427	2,75	8,5
108776	5,80	0,90	4,48	501	427	2,75	8,5
108777	5,77	1,13	4,72	474	365	2,75	8,5
113502	3,24	0,83	2,45	465	446	-2,75	8,2
113505	3,84	1,02	3,36	407	403	-2,75	8,2
113506	3,84	1,02	3,36	433	403	-2,75	8,2
113507	4,10	1,12	2,71	414	323	-2,75	8,2
113508	4,15	1,14	2,31	454	289	-2,75	8,2
113514	2,31	0,71	2,04	417	445	-2,75	3,0
113515	2,47	0,92	3,41	417	425	-2,75	3,0

113516	2,47	0,92	3,41	429	425	-2,75	3,0
113517	2,51	1,12	3,51	398	343	-2,75	3,0
113518	2,51	1,12	3,51	407	343	-2,75	3,0
113522	5,63	0,70	2,57	446	448	-2,75	10,6
113524	5,64	0,87	3,91	447	438	-2,75	10,8
113525	5,64	0,87	3,91	431	438	-2,75	6,7
113526	5,06	1,09	3,51	409	305	-2,75	10,6
113529	5,82	0,60	2,12	416	446	-2,75	6,3
113532	5,82	0,60	2,12	402	446	-2,75	6,3

Таблица А3.2 Параметры pelletных облаков.

Разряд	$r_{cld}^{H\beta}$, см	$l_{cld}^{H\beta}$, см	$\Delta z_m^{H\beta}$, см	r_{cld}^{CII} , см	l_{cld}^{CII} , см	Δz_m^{CII} , см	n_{cld}^{max} , 10^{16} см ⁻³	$z_{b(n_{cld})}$, см	$n_{cld}^b / n_{cld}^{max}$
97811	0,60	2,52	0,74						
97812	0,44	1,86	0,54				8,81	1,65	0,49
97813	0,49	1,67	0,43				12,06	1,83	0,53
97814	0,40	1,41	0,40				17,13	1,36	0,41
97815	0,35	1,37	0,33				17,13	1,13	0,54
97816	0,33	1,20	0,30				20,96	0,85	0,81
97817	0,32	0,85	0,15						
97818	0,32	0,92	0,36						
97819	0,33	1,02	0,25				14,16	0,67	0,82
108764	0,27	0,88	0,27	0,36	1,40	0,41	13,33	0,61	0,95
108765	0,29	1,06	0,27	0,35	1,73	0,53	13,19	0,78	0,88
108767	0,30	1,08	0,31	0,39	1,81	0,53	11,46	0,81	0,75
108769	0,39	1,71	0,41	0,53	3,25	1,11	7,77	1,33	0,78
108770	0,31	1,16	0,33	0,41	2,19	0,66	12,04	1,07	0,79
108771	0,28	0,99	0,29	0,35	1,66	0,52	14,25	0,70	0,89
108772	0,31	1,12	0,28	0,38	1,88	0,55	14,10	0,81	0,89
108774	0,32	1,07	0,29	0,43	1,75	0,58	10,69	0,78	0,88

108775	0,29	0,97	0,27	0,35	1,73	0,49	11,29	0,75	0,77
108776	0,31	1,11	0,35	0,39	1,94	0,54	13,27	0,87	0,84
108777	0,26	0,93	0,22	0,32	1,42	0,41	13,97	0,75	1,00
113502	0,32	1,15	0,34	0,44	1,95	0,69	7,11	0,89	0,89
113505	0,28	0,97	0,25	0,36	1,59	0,44	7,65	0,64	0,95
113506	0,27	1,07	0,31	0,34	1,71	0,48	7,52	0,75	0,95
113507	0,24	0,84	0,14	0,31	1,27	0,34	7,75	0,58	0,95
113508	0,23	0,87	0,19	0,27	1,36	0,38	7,91	0,55	0,93
113514	0,33	1,46	0,39	0,47	3,06	0,91	5,49	1,19	0,78
113515	0,32	1,44	0,40	0,36	2,78	0,83	6,77	1,36	0,81
113516	0,40	1,66	0,49	0,59	3,41	1,32	6,23	1,83	0,75
113517	0,31	1,01	0,30	0,45	1,71	0,53	6,99	0,67	0,92
113518	0,29	1,16	0,31	0,39	2,03	0,59	6,85	0,93	0,87
113522	0,33	1,14	0,34	0,41	2,00	0,59	7,43	0,96	0,88
113524	0,28	1,11	0,24	0,32	1,78	0,43	7,28	0,75	0,98
113525	0,29	1,04	0,29	0,36	1,67	0,52	7,23	0,80	0,92
113526	0,26	0,92	0,25	0,31	1,39	0,37	7,97	0,64	0,92
113529	0,32	1,16	0,35	0,44	2,05	0,72	6,76	1,02	0,82
113532	0,30	1,00	0,24	0,39	1,62	0,54	7,17	0,93	0,87