

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А.Ф. ИОФФЕ РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ТИМШИНА МАРИЯ ВИКТОРОВНА

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ
МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ**

Специальность 1.1.9 – механика жидкости, газа и плазмы

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д. ф.-м. н.

Калинин Николай Валентинович

Санкт-Петербург — 2024

Оглавление

| | |
|--|-----|
| Оглавление | 2 |
| Введение..... | 4 |
| Глава 1. Получение, характеристики и области применения плазмы многозарядных ионов | 10 |
| 1.1. Введение к главе | 10 |
| 1.2. Спектральный диапазон и оптика..... | 11 |
| 1.3. Конкуренция и применение | 14 |
| 1.4. Примеры установок..... | 23 |
| 1.5. Основные принципы работы лазеров на плазме | 28 |
| 1.6. Выводы к главе | 34 |
| Глава 2. Расчет ионизации и транспортных коэффициентов стационарной однородной плазмы многозарядных ионов..... | 38 |
| 2.1. Введение к главе..... | 38 |
| 2.2. Кинетическая столкновительно–радиационная модель и ее предельные случаи | 38 |
| 2.3. Характеристики элементарных процессов | 41 |
| 2.4. Оценка характерных времен | 44 |
| 2.5. Границы областей локального термодинамического и коронального равновесия ... | 47 |
| 2.6. Расчеты ионизационного состава плазмы. Вычисление среднего заряда ионов | 49 |
| 2.7. Характеристики собственного излучения оптически тонкой плазмы | 53 |
| 2.8. Коэффициенты электронного переноса и уравнения состояния..... | 65 |
| 2.9. Выводы к главе | 67 |
| Глава 3. Численное исследование скользящего разряда | 69 |
| 3.1. Введение к главе..... | 69 |
| 3.2. Скользящий разряд, его применение и особенности. Быстрые волны ионизации. | 69 |
| 3.3. Модель скользящего разряда | 71 |
| 3.4. Расчеты прохождения скользящего разряда вдоль трубки..... | 74 |
| 3.5. Расчеты с температурой плазмы..... | 83 |
| 3.6. Выводы к главе | 88 |
| Глава 4. Численное моделирование малоиндуктивного протяженного сильноточного Z-разряда..... | 89 |
| 4.1. Введение к главе..... | 89 |
| 4.2. Малоиндуктивный сильноточный Z-разряд с высоким аспектным отношением | 92 |
| 4.3. Магнито-радиационно-газодинамическая (МРГД) модель Z-разряда с высоким аспектным отношением | 95 |
| 4.4. Динамика плазмы с учетом предыонизации и верификация | 99 |
| 4.5. Ступенчатый нагрев плазмы | 101 |

| | |
|--|-----|
| 4.6. Формирование активной среды в малоиндуктивном Z-разряде с высоким аспектным отношением..... | 108 |
| 4.7. Выводы к главе..... | 114 |
| Глава 5. Численное моделирование лазерной плазмы | 117 |
| 5.1. Введение к главе..... | 117 |
| 5.2. Радиационно-гидродинамическая модель | 117 |
| 5.3. Верификация модели | 122 |
| 5.4. Динамика лазерной плазмы..... | 125 |
| 5.5. Управление зарядовым составом..... | 129 |
| 5.6. Выводы к главе..... | 137 |
| Заключение | 138 |
| Список литературы | 139 |

Введение

Актуальность темы диссертации

Плазма многозарядных ионов широко применяется в научных исследованиях и технике. Например, для создания источников излучений, в том числе когерентных, генерирующих в экстремально ультрафиолетовом спектральном диапазоне. Для этого необходимо тем или иным способом получить в веществе высокую плотность мощности. Например, с помощью ядерного взрыва, взаимодействия мощного импульсного лазера с веществом, сильноточного Z-разряда и т.п. Наиболее мощными лабораторными источниками энергии являются импульсные лазеры и, уступающие им первенство, но имеющие преимущества по эффективности использования энергии первичного накопителя, сильноточные (пинчующиеся) Z-разряды. В первом случае энергия первичного источника передается непосредственно электронам, во втором – ионам в процессе сжатия плазмы, нагрев электронов осуществляется вследствие взаимодействия электронов с ионами. Эти способы получения плазмы многозарядных ионов рассмотрены в данной работе. В качестве примера практического применения плазмы многозарядных ионов рассмотрена возможность формирования активных сред когерентных источников, генерирующих в спектральном диапазоне $\lambda < 50$ нм.

С разработкой когерентных источников излучений (лазеров) в экстремально ультрафиолетовом (ЭУФ) и мягком рентгеновском (МР) спектральных диапазонах связано развитие многих направлений науки, техники и медицины. Такие источники излучений успешно применяются для изучения свойств вещества в экстремальных условиях (в частности в исследованиях по управляемому термоядерному синтезу), для модификации поверхности, для визуализации наноразмерных объектов различного, в том числе, биологического происхождения, для инициирования и контроля за развитием физико-химических реакций и т.д. Более детально прикладные работы, в которых применяются когерентные источники излучения ЭУФ и МР спектральных диапазонов проанализированы в первой, обзорной, главе диссертации. По мере совершенствования характеристик таких источников, направленного на уменьшение длины волны генерации и увеличение параметров излучения (максимальной энергии и мощности в импульсе, средней мощности, частоты повторения импульсов и т.п.), область их применения, безусловно, будет расширяться. В связи с этим исследования по созданию когерентных источников ЭУФ и МР спектральных диапазонов, стали актуальными. Важной частью этих работ являются

исследования расчётно-теоретического характера, позволяющие априори получать представляющую большой научный и практический интерес информацию для интерпретации и предсказания результатов экспериментов на существующих и разрабатываемых экспериментальных лазерных установках. Поэтому такие работы приобретают особую актуальность. При этом особый интерес представляют результаты расчетов в рамках комплексного самосогласованного подхода, основанного на численных моделях и компьютерных кодах, способных учитывать основные процессы, создающие неравновесный характер плазмы многозарядной плазмы. К их числу относится данная работа.

Цель работы

Основные цели данной работы: создание физико-математических моделей и компьютерных кодов для проведения самосогласованных комплексных численных исследований характеристик многократно ионизованной плазмы сильноточного малоиндуктивного Z - разряда и лазерной плазмы. Результаты этих исследований позволяют проанализировать перспективы развития работ по созданию ЭУФ и МР — лазеров на свободно — связанных переходах в плазме многозарядных ионов. Рассмотрены ионы He- и Ni – подобных изоэлектронных последовательностей. Для достижения поставленных целей были решены задачи.

- Разработана кинетическая численная модель и созданы компьютерные коды для расчета неравновесного ионного состава плазмы.
- Разработана кинетическая численная модель и созданы компьютерные коды для расчета эволюции населенностей возбужденных уровней, инверсии населенностей и коэффициентов усиления для переходов некоторых элементов He- и Ni- подобных изоэлектронных последовательностей.
- Разработаны компьютерные коды для оценок и приближенных расчетов реабсорбции резонансного излучения, в основу которых положено приближение Бибермана – Холстейна.
- Разработаны и созданы компьютерные коды для численного моделирования динамики плазмы многозарядных ионов в одножидкостном двухтемпературном одномерном радиационно- магнито-гидродинамическом (РМГ) приближениях.
- На базе разработанных компьютерных кодов созданы комплексы компьютерных программ для проведения самосогласованного численного моделирования

характеристик активных сред на плазме многозарядных ионов с неравновесным ионным составом. Проанализированы возможности создания такой плазмы с помощью сильноточного малоиндуктивного Z – разряда с высоким аспектным отношением и импульсного лазера наносекундного диапазона с умеренно высокой мощностью излучения $<10^{15}$ Вт/см².

- Особенность рассмотренного сильноточного Z -разряда с высоким аспектным отношением заключается в том, что он имеет малую индуктивность благодаря расположению обратного цилиндрического токопровода непосредственно на внешней стенке капилляра. Проведено численное моделирование и исследование скользящего по внутренней стенке капилляра разряда, позволяющего создавать предварительную ионизацию газа в разрядной камере.

- Проведены расчеты формирования активных сред на переходах He- и Ni- ионов и найдены рабочие условия, при которых коэффициент усиления может превышать важное в практическом отношении значение, равное 1 см^{-1} .

Проведенные в диссертации численные исследования позволили очертить перспективы создания ЭУФ и МР лазеров на переходах многозарядных ионов с активными средами, формируемыми на лазерной плазме и плазме протяженного Z -разряда.

Научная новизна

В настоящей работе фокус направлен на комплексный анализ источника на плазме многозарядных ионов, моделирование и оценки его как целого. Ведется подробный расчет динамики плазмы с неравновесным зарядовым составом, учитываются процессы в цепи питания, делаются расчеты и для коэффициента усиления источника рентгеновского излучения, делается расчет для этапа предыонизации плазмы и т.д. Основная цель такого анализа – возможность давать рекомендации для реальных экспериментов в этой области.

Настоящее численное исследование в основе своей является расчетно-теоретической поддержкой экспериментальной установки по созданию лазера на плазме капиллярного разряда [1]. Установка имела оригинальные элементы: система питания с двойными формирующими линиями, позволяющая реализовывать многоступенчатую накачку (глава 4), и предыонизацию скользящим разрядом (глава 3). Эти особенности были учтены и исследованы в моделировании.

Концепция профилирования формы лазерного импульса разрабатывалась в работах по УТС. В данной работе идея профилирования перенесена на класс задач о многозарядной

плазме (глава 5). Расчеты показывают, что, действительно, форма лазерного импульса может влиять на заряд плазмы.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Результаты расчетов ионного состава и населенностей уровней Ni-подобного иона золота в оптически тонкой плазме в однородном стационарном приближении, показавшие возможность получения коэффициента усиления $k^+ \geq 1 \text{ см}^{-1}$.

2. Модель и результаты расчета скользящего разряда в диэлектрической трубке. Хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментально наблюдаемой зависимостью времени скользящего разряда от давления. Установлены способы управления радиальной степенью неоднородности плазмы, образующейся после прохождения скользящего разряда.

3. Установлено, что система питания сильноточного Z-разряда с высоким аспектным отношением, основанная на двойных формирующих линиях, в которой предварительная ионизация плазмы осуществляется скользящим разрядом, и реализуется многоступенчатый ввод энергии в плазму имеет достоинства в создании плазмы с необходимым составом ионов при меньших параметрах разрядного тока по сравнению с системами на конденсаторных батареях.

4. Результаты расчетов для ступенчатого ввода энергии в неравновесную плазму малоиндуктивного сильноточного Z-разряда He-подобных ионов азота и Ni-подобных ионов ксенона и расчеты коэффициента усиления $k^+ \sim 1 \text{ см}^{-1}$ для длин волн $\lambda=10\text{-}20\text{нм}$.

5. Выдвинутая на основе проведенного численного моделирования идея профилирования внешнего лазерного импульса для получения плазмы с требуемым ионным составом, позволившая оптимизировать формирование активной среды источника излучения. Результаты расчетов характеристик плазмы натрия и азота, созданной под воздействием лазерного излучения с длинами волн 1 и 10мкм. Предложенные способы максимизации среднего заряда плазмы.

Практическая значимость

Значительная научная и практическая значимость диссертационной работы заключается, главным образом, в том, что в ней создан эффективный и доступный

инструмент для комплексного исследования лазерных и разрядных систем для получения и исследования плазмы многозарядных ионов как источников коротковолнового излучения.

Достоверность полученных результатов

Использованные коды опираются на апробированные численные методы решения систем дифференциальных уравнений и непротиворечивость полученных результатов с данными предыдущих исследований, что позволяет говорить о достоверности получаемых результатов.

Личный вклад автора

Личный вклад автора состоит в участии в формулировании поставленных задач, их компьютерной реализации, апробации и анализе полученных результатов.

Апробация работы

Результаты настоящего исследования были представлены на 9ти международных и российских научных конференциях: 46th European Physical Society Conference on Plasma Physics EPS 2019 (Милан, Италия), 47th European Physical Society Conference on Plasma Physics EPS 2021 (Ситжес, Испания), International Symposium on Electrohydrodynamics ISEHD 2019 (Санкт-Петербург, Россия), «Физика - наукам о жизни 2019» (Санкт-Петербург, Россия), Физика.СПб 2019/2020(Санкт-Петербург, Россия), International Conference Laser Optics ICLO 2020/2022 (Санкт-Петербург, Россия), 37ая Фортговская конференция по уравнению состояния вещества ELBRUS 2022 (пос. Эльбрус, Россия), Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС 2021 (Звенигород, Россия).

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 12 публикациях, входящих в базы данных Web of Science или ядро РНИЦ. В публикациях, где соискатель является первым автором, вклад в работу диссертанта определяющий. Для публикаций, где соискатель не является первым автором, в скобках указан личный вклад диссертанта):

1. Influence of voltage pulse rise-time on initiation and propagation of fast ionization waves in extended capillaries / Eliseev S., Timshina M., Samokhvalov A., et al. // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1400. – id.077017. (*Тестирование используемой модели*)
2. Kalinin N., Timshina M., Burtsev V. Two-stage compression of plasma of multicharged ions created in a low-inductive high-current capillary Z-discharge as a method for pumping the medium of short-wave lasers // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – V. 1697. – no.1. – id.012080. (*Обработка результатов, пространственно-временные графики*)
3. Timshina M., Eliseev S., Kalinin N., et al. Numerical investigation of dynamics and gas pressure effects in a nanosecond capillary sliding discharge // Journal of Applied Physics. – 2019. – Vol. 125. – id.143302.
4. Fast Ionization Waves in Extended Capillaries Initiated by High-Voltage Pulses With Varying Rise Rates: A Numerical Investigation / Timshina M., Eliseev S., Samokhvalov A., et al. // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2020. – V. 48. – no. 2. – P.369–374.
5. Наносекундный генератор высоковольтных импульсов на основе искусственных двойных формирующих линий / Бурцев В.А., Бурцев А.А., Бельский Д.Б., ..., Тимшина М.В. // ПТЭ. – 2020. – no. 4. – Сс. 23–28. (*Проведение МРГД - расчета для экспериментальных условий*)
6. Numerical investigation of capillary discharge initiation by fast ionization waves / Timshina M., Eliseev S., Kalinin N., et al. // Journal of Electrostatics. – 2020. – Vol.107. – id. 103485.
7. Plasma dynamics at the preionization stage in discharge-based EUV lasers / Eliseev S., Timshina M., Samokhvalov A., et al. // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2021. – Vol.54. – Id. 095201. (*Варьирование начальных условий, оформление результатов*)
8. Rybin Y., Kalinin N., Timshina M. The using of soft X-ray radiation created by nanosecond sliding discharge plasma for preionization of active media in gas lasers // Transactions on a plasma science. – 2021. – Vol. 49. – no.4. – P.1262—1267. (*Оформление и подача статьи*)
9. Калинин Н.В., Тимшина М.В. Динамика и неравновесный состав плазмы многозарядных ионов, создаваемой при взаимодействии мощного лазерного излучения с цилиндрической плазменной мишенью // Письма в ЖТФ. – 2022. – Vol.48. – no.6. – Сс. 11-15. (*Апробация модели и получение представленных в статье графиков*)
10. Тимшина М.В., Калинин Н.В. Расчет ключевых параметров плазмы многозарядных ионов при воздействии внешнего лазерного импульса // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2022. – no.4. – Сс. 44-54.
11. Fast capillary discharge device for soft x-ray generation in the “carbon-window” and “water-window” spectral regions / Samokhvalov A.A., Sergushichev K.A., Eliseev S.I., ..., Timshina M.V., et al. // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol.17. – no. 06. – Id. P06002. (*Обсуждение результатов, оформление работы*)
12. Numerical characterization of a discharge-based compact soft x-ray source operation in CO₂ and Ar:He mixture / Samokhvalov A. A., Sergushichev K. A., Eliseev S. I., ..., Timshina M. V., et al. // Phys. Plasmas. – 2023. – Vol. 30, no. 5. – Id.053101. (*Разработка модели для смеси газов*)

Структура диссертации и содержание работы

Диссертация включает в себя введение, пять глав, заключение и список литературы. Общий объём диссертации 147 страниц, включая 82 рисунка, 5 таблиц. Библиография включает 154 наименований.

Глава 1. Получение, характеристики и области применения плазмы многозарядных ионов

1.1. Введение к главе

Плазмой многозарядных ионов, или высоко ионизированной плазмой(ВИ), принято считать плазму, состоящую из ионов с высокой кратностью, степенью ионизации, обычно значительно больше единицы. Такая плазма [1,2] занимает некоторое промежуточное место между газоразрядной, которая, как правило, относится к низкотемпературной, и термоядерной, горячей плазмой. Такая плазма, в отличие от термоядерной, для которой основная задача заключается в передаче энергии в поступательные степени свободы, а для высоко ионизированной плазмы основной выход энергии возлагается на излучение. Плазма многозарядных ионов требует большие удельные мощности ввода энергии в среду. Наиболее мощными лабораторными источниками на сегодняшний день являются импульсные лазеры и уступающие им первенство, но имеющие преимущество в эффективности передаваемой от первичного накопителя энергии в плазму (другими словами имеющие преимущество в КПД установки), сильноточные разряды. В связи с этим, высоко ионизированная плазма классифицируется по способу ее создания на лазерную и разрядную соответственно. В случае лазерной плазмы энергия первичного источника передается непосредственно электронам, а в разрядном – ионам в процессе сжатия плазмы, нагрев электронов осуществляется вследствие взаимодействия электронов с ионами.

Такая плазма сегодня изучается прежде всего в ключе создания источников. Достаточно успешно применяются источники некогерентного излучения, основанные на такой плазме. К этому относится литография и не прямое сжатие мишеней. В этой работе будет рассматриваться применение ВИ плазмы как источника когерентного излучения, в экстремально ультрафиолетовом (ЭУФ) и мягком рентгеновском(МР) диапазонах. Источники такого типа могут быть относительно компактными, что дает им конкурентное преимущество по отношению к наиболее прогрессивным по характеристикам выходного излучения источникам – лазерам на свободных электронах. Первые упоминания об источниках такого типа относятся к 1977 - 1985 г. [4-11]. Активные среды таких лазеров формировались в результате облучения твердотельных мишеней либо мощными потоками излучения, видимого или инфракрасного диапазона, либо излучением ядерных взрывов. Сейчас активные среды рентгеновских лазеров создаются и с использованием газа, подвергаемого воздействию мощных световых или электрических импульсов [12,13].

1.2. Спектральный диапазон и оптика

Плазма многозарядных ионов является перспективным лазерным источником, в котором инверсия создаётся на длинах волн $\sim 1-50$ нм. Существуют разные классификации электромагнитного излучения в зависимости от длины волны (классификации из работ [14,15] приведены на рисунке 1.1.). Рассматриваемый диапазон частично включает диапазон мягкого рентгеновского излучения (МР) и диапазон экстремального ультрафиолета (ЭУФ).

Важная особенность рассматриваемого спектрального диапазона состоит в том, что здесь лежат максимумы коэффициентов поглощения (так называемой границы K-edges, где наблюдается резкий скачок в коэффициенте поглощения) почти во всех веществах [15]. Это обстоятельство сильно усложняет использование классических оптических элементов (зеркал, линз, призм) при работе с этим излучением. А исключить их использование при создании источников излучений для практического применения, в частности для микроскопии, не представляется возможным. В связи с этим проводятся работы по созданию и оптимизации непосредственно оптических компонентов и оптических систем в целом. Подобные исследования могут проводиться, в том числе, с помощью физического и численного моделирования.

Создаются и совершенствуются рентгенооптические элементы, основанные на оптике скользящего падения с одним или с многократными отражениями многослойная оптика нормального падения, дифракционные элементы (зонные пластинки), брегг-френелевская оптика, рентгеновские волноводы. Можно выделить два типа основных схем, использующихся для SXR-микроскопов (soft X-ray): основанные на зонных пластинках Френеля и основанные на объективах Шварцшильда. Зеркала в объективах Шварцшильда покрываются многослойным зеркальным покрытием. Примеры таких покрытий для разных целевых длин волн излучения: слои Sc/Si для 46.9 нм, Ru-B4C – для 9.54 нм, Mo-Si - 13.5 нм, W-C – 12.4 нм, Si-Be – 11.5 нм [16]. Конденсоры и коллекторы в таких системах также могут иметь в своей основе или зонные пластинки, или многослойные зеркала.

Для диапазона короче 50 нм – более эффективно использовать скользящее (а не нормальное) падение луча на отражающую поверхность, однако в этом случае появляются проблемы с астигматизмом. Нормальное падение можно улучшить за счет многослойных структур, где толщина слоя делается равной половине длины волны. При работе с рассматриваемыми длинами волн также встречается использование такого оптического компонента, как зеркало Ллойда, как правило, для применения источников в

интерферометрии. Традиционная оптика скользкого падения используется в рентгеновских аппаратах и синхротронах, а также в микроскопах и телескопах. как правило, в схемах Киркпатрика — Баэза или Вольтера.

Особенно бурное развитие за последние годы получили многослойные рентгеновские зеркала. По сравнению с оптикой скользкого падения они обладают рядом существенных отличий. Прежде всего, они спектрально селективны, что связано с интерференционной природой отражения. Ширина полосы, в которой коэффициент отражения отличен от нуля, может варьироваться путем подбора материалов и изменения соотношения толщины слоев. В отличие от оптики скользкого падения, многослойное зеркало может работать и при нормальном падении. Поскольку толщина слоя вещества не может быть меньше нескольких атомных радиусов, что определяет минимальную длину волны, для которой может применяться многослойная оптика. Однако еще более жестким оказывается условие оптического качества отражающего покрытия. Если оно нарушается, то большая часть излучения содержится не в зеркальной компоненте, а в диффузном рассеянии. В настоящее время это условие ограничивает область применения многослойной оптики нормального падения на уровне 6—4 нм.

Отдельно стоит упомянуть особые области спектра, входящие в рассматриваемый нами диапазон: это так называемые «водяное» (2.3-4.4нм) и «углеродное» (4.5-5нм) окна, или «окна прозрачности» – спектральные участки, в которых излучение, проходя через воду и углерод соответственно, претерпевает минимальное поглощение. Наглядно это можно увидеть на рисунке 1.2. по зависимости глубины проникновения от длины волны излучения в разных веществах: для воды максимум глубины проникновения, действительно, достигается в диапазоне «водяного окна», а для углерода, а также парафина и жиров, - в области «углеродного». Здесь важно то, что эти элементы, углерод и вода, являются основными составляющими живых клеток. Таким образом, просвечивая клетки с применением водяного и углеродного окна можно добиться наибольшего контраста изображения водосодержащей, т.е. «живой», клетки. Данные диапазоны уникальны для отражения внутренней структуры клетки, а разработка соответствующих им источников является крайне перспективной задачей для микроскопии и голографии клеток.

Говоря об оптических компонентах для источника в мягком рентгеновском диапазоне, также можно отметить крайне перспективную для продвижения в область более коротких длин волн технологию. Это так называемое релятивистское «плавающее зеркало» (*flying mirror*), оно позволяет получить излучение, сдвинутое по частоте в коротковолновую область за счет эффекта Доплера. Такая технология имеет значения не

только для того, чтобы «укоротить» выходную волну излучения, но и для концепции перестраиваемых источников. Релятивистские зеркала представляют собой модуляции показателя преломления, сформированными сильными электромагнитными волнами в плазме и других нелинейных средах. Существует ряд работ, где вместо «плавающего зеркала» используют ионизационные волны в структурах с изменяющимся по пространству, но постоянным во времени электрическим полем [9].

Также стоит отметить, что коротковолновое излучение в ЭУФ- и МР- спектральных диапазонах имеет следующее преимущество перед более длинноволновым излучением: его можно сконцентрировать на поверхности с линейными размерами порядка длины волны лазерного излучения; это позволяет получать большую концентрацию энергии при меньших длинах волн, что создает особые перспективы для применения такого излучения в физике высоких энергий.

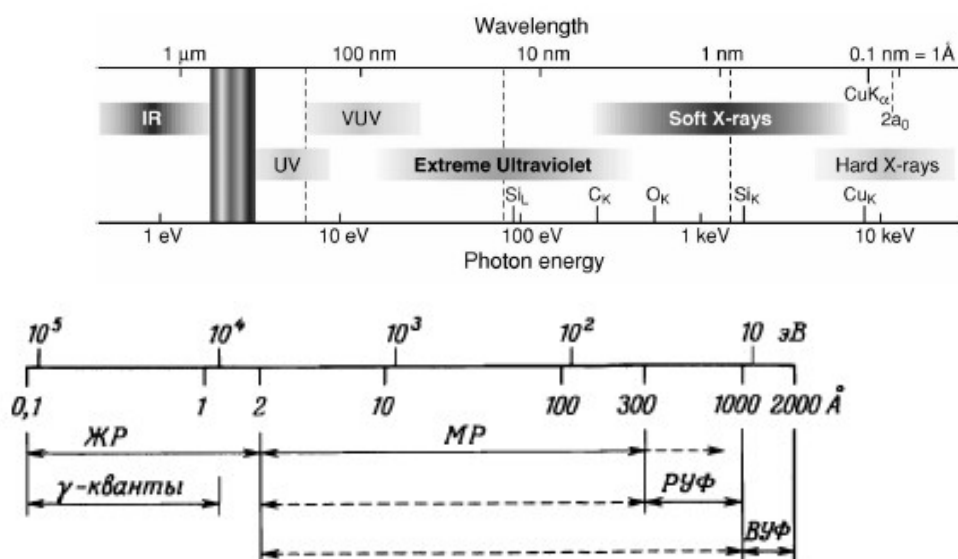


Рисунок 1.1: Схема диапазонов ЭМ излучения.

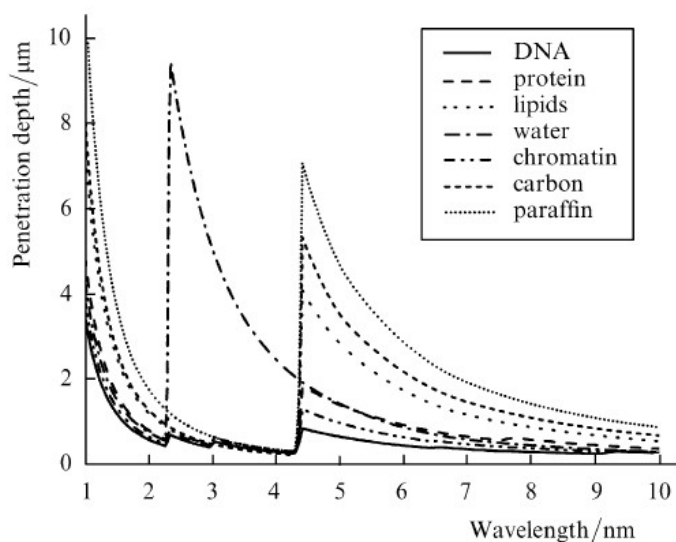


Рисунок 1.2: Зависимость глубины проникновения излучения от длины волны излучения в различных веществах.

1.3. Конкуренты и применение

Для получения излучения в диапазоне 1-50 нм на сегодняшний день имеется ряд способов. К ним относятся: тепловое излучение, рентгеновские трубки, томсоновские генераторы, генераторы высоких гармоник, синхротроны и лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) и плазма многозарядных ионов. Тепловое излучение имеет сплошной спектр, и его максимум приходится, например, для 6000К (температура на поверхности Солнца) на 450нм, и при меньших длинах волн спектральная функция резко спадает. Поэтому высокую спектральную яркость в интересующем в работе диапазоне не получить. Рентгеновские трубки - исторически первые появившиеся источники в рентгеновском диапазоне, - сейчас повсеместно применяются для проведения процедуры получения рентгеновских снимков - флюорографии, а также для изучения внутренней структуры археологических находок. Такой компактный источник позволяет получать излучение вплоть до жесткого рентгеновского диапазона, которое обладает более глубокой проникающей способностью, однако также обладает малой спектральной яркостью ($\sim 10^6 \frac{\text{фотон}}{\text{с мм}^2 \text{ мрад}^2}$). Еще один путь получения излучения в ЭУФ-МР диапазоне - источники на томсоновских лазерно-электронных генераторах [17,18]. Такие источники при своей относительной компактности могут генерировать хотя и не когерентное, но узкополосное излучение в диапазоне $>10\text{нм}$. В основе таких генераторов – томсоновское рассеяние пикосекундных лазерных импульсов на релятивистских электронах. Данная технология

еще находится на стадии разработки, основная проблема, с которой здесь сталкиваются - малые значения томсоновского сечения.

Наиболее рекордные характеристики излучения в рассматриваемом диапазоне частот на сегодняшний день можно получить с помощью синхротронов и лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), создающих яркие вспышки ($\approx 10^{13}$ Вт/см²) короткой длительности (~ 10 фс) в спектральной области длин волн $\lambda < 1$ нм. По когерентности и мощности излучения им нет равных, кроме того они настраиваемы в достаточно широком диапазоне излучения, вплоть до ангстремов. Однако стоит отметить, что такие крупногабаритные (рисунок 1.3.) и дорогостоящие установки уникальны и труднодоступны для проведения исследований с их помощью. В мире насчитываются единицы лазеров на свободных электронах, среди них построенный на немецкой территории FLASH, американский LCLS, и не так давно введенный в эксплуатацию EXFEL в Германии, созданной при участии нашей страны в Евросоюзе. Прогресс в увеличении яркости таких источников можно увидеть на рисунке 1.4. В синхротронном генераторе поперечные размеры источника излучения составляют величину порядка десятых и даже сотых долей микрометра; расходимость излучения порядка микро радианов, а относительная спектральная ширина квазимонохроматической линии излучения $\Delta\lambda/\bar{\lambda} \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ [19]. В лазерах на свободных электронах, которые уже превосходят синхротроны, все эти параметры на несколько порядков меньше. На современных лазерах на свободных электронах получают рекордные на сегодняшний день характеристики излучения - яркие вспышки ($\approx 10^{13}$ Вт/см²) короткой длительности (~ 10 фс) в спектральной области длин волн $\lambda < 1$ нм. Пример характеристик наиболее мощной на сегодняшний день установки EXFEL, созданной при участии нашей страны в Евросоюзе: максимальная энергия электронов 17.5 ГэВ, перестраиваемая длина волны 0.05 – 4.7 нм, число фотонов в импульсе $\sim 10^{12}$, пиковая яркость - $\sim 5 \cdot 10^{23}$, частота вспышек - $2.7 \cdot 10^4$ вспышек в секунду. Современные синхротронные полномасштабные микроскопы с водным окном работают в ALS/Беркли,



Рисунок.1.3. Комплекс лазера на свободных электронах XFEL в Германии.

ЭУФ- и МР-лазеры на плазме многозарядных ионов являются наиболее яркими из существующих источников коротковолнового излучения, уступая лишь уникальным крупномасштабным рентгеновским лазерам на свободных электронах. Спектральная яркость ЭУФ- и МР-лазеров на плазме многозарядных ионов на несколько порядков превышает спектральную яркость специализированных синхротронов. Следует отметить, что несмотря на высокую пиковую и среднюю мощность, ЭУФ- и МР-лазеры на плазме многозарядных ионов не являются альтернативой синхротронов. Длина волны их излучения не может перестраиваться, генерация осуществляется на определенной длине волны. Однако важным преимуществом лазеров на плазме является их относительная компактность: исторически изначально их размер мог сравниться с размерами лаборатории, на сегодняшний день такие лазеры достигают размера нескольких лабораторных столов, в то время как длина лазера XFEL составляет, например, 3.4 км. Теоретически источники на плазме многозарядных ионов позволяют получать генерацию в достаточно широком спектральном диапазоне $\lambda > 1 \text{ nm}$, что делает возможным их применение для решения самых разных прикладных задач. Что касается интенсивности таких источников – одно из недавних достижений продемонстрированы в [23]: плазма никелеподобного криптона с необходимыми характеристиками создается в результате ионизации оптическим полем (OFI) от фемтосекундного титано-сапфирового лазера. Яркость такого источника оценивают $\sim 2 \cdot 10^{23}$ фотон/(с $\text{мм}^2 \text{ мрад}^2$), расходимость пучка – 10 мрад, а ширину спектральной линии - $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$. Еще один пример переходе $3p - 3s$ в Ne-подобного Ag в плазме капиллярного разряда. Средняя мощность излучения в лазерной линии составляет 3.5 мВт, что значительно больше, чем на каналах синхротронного излучения после монохроматизации пучка. Пиковая спектральная яркость составляет $2 \cdot 10^{25}$ фот $\text{мм}^{-2} \text{ мрад}^{-2}$ в полосу $\Delta\lambda/\lambda = 0.01\%$.

Стоит отметить, что наибольший прогресс источников на плазме многозарядных ионов на сегодняшний день достигнут при использовании явления генерации высоких гармоник (ННГ) [24,25]. При лазерном способе накачки мишеней, воздействуя на среду лазером с длиной волны значительно больше 100нм, можно получать резонанс какой-то из высоких гармоник такого лазера с излучением рабочего перехода. Получить такой резонанс можно в общем случае при взаимодействии лазера как с газовой струей или «ячейкой», так и с нелинейной средой внутри полого волновода. Совмещение источника на плазме многозарядных ионов с генераторами высоких гармоник – один из наиболее перспективных путей для получения излучения вплоть до диапазона «водяного окна».

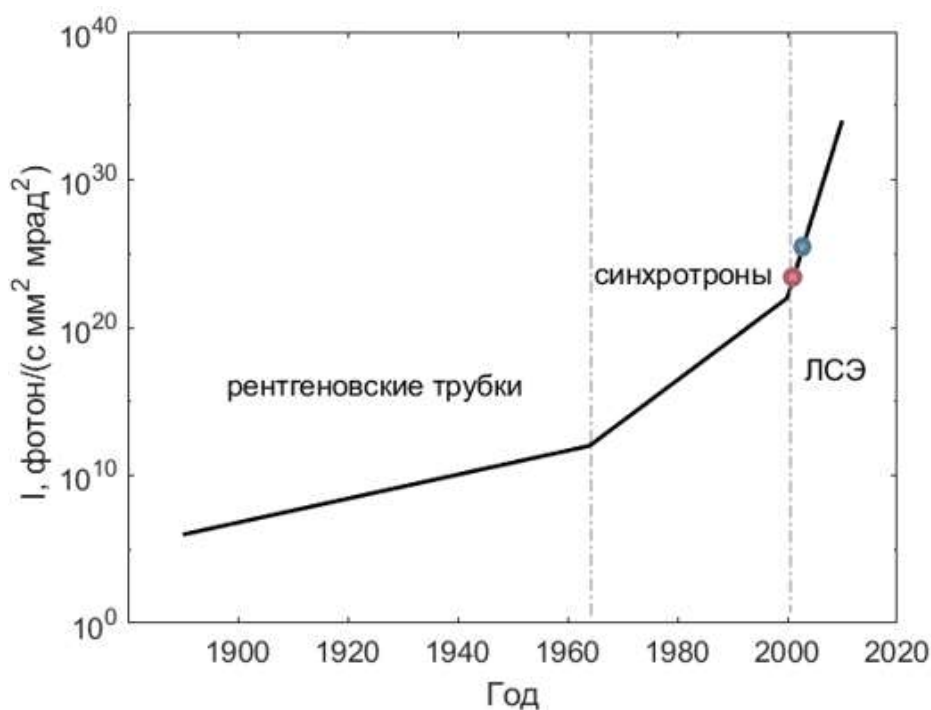


Рисунок. 1.4 Прогресс в достижимой яркости рентгеновского излучения. Красной точкой обозначено достижимая мощность для лазерной плазмы, а синей – для разрядной.

ЭУФ- и МР-лазеры обладают большим прикладным потенциалом в разных областях [28-30]. В основном это области материаловедения, в том числе изучение поверхности, и биомедицинская диагностика, диагностика плазмы, визуализация нано-объектов.

За счет использования явления интерферометрии может быть произведено измерение плотности плазмы. Такое диагностическое оборудование уже создается на больших исследовательских установках, таких как установки инерциального термоядерного синтеза. Действительно, на основе переизлучения можно получать информацию о таких характеристиках плазмы, как ее плотность, температура, химический

состав и пр. Интерферометрия плазмы при использовании ЭУФ- и МР-лазеров имеет ряд преимуществ по сравнению излучением 4-ой гармоники неодимового лазера, часто используемой для этой цели. Действительно, за счет уменьшения длины волны зондирующего излучения критическая плотность плазмы возрастает более чем на порядок и достигает значений $10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$. Кроме того, длина пробега зондирующих фотонов, определяющая характерный размер исследуемой области плазмы, также возрастает. Другая важная область применения рентгеновских лазеров - зондирование плотной горячей плазмы, создаваемой в экспериментах по управляемому термоядерному синтезу с инерциальным удержанием плазмы [26]. Наибольший интерес представляет зондирование сжатой "капсулы с горючим", т. е. термоядерного горючего и расположенных вблизи него конструктивных элементов мишени, также подвергаемых сжатию. Рентгеновские лазеры позволяют изучать и поведение плазмы, образующейся из других конструктивных элементов сравнительно сложных термоядерных мишеней.

Замечено применение ЭУФ-МР лазеров и в рефлектометрии и эллипсометрии, например, для измерения оптических констант для Si, SiO₂, GaAs, GaP, GaAsP, Ir и измерение эффективности поляризационных решеток на основе многослойных зеркал Sc-Si. [27]. Конкурентами в этой области плазменным источникам кроме синхротрона является гелиевая лампа.

Из последних исследований применения ЭУФ-МР лазеров на плазме стоит отметить следующие. Раш и др. [28] показали возможность проведения изотопной визуализации на примере изотопов урана с помощью рентгеновского лазера, соединенного с времяпролетным масс-спектрометром. Солис-Меза и др. [29] исследовали сигналы такого масс-спектрометра и получили температуру лазерной плазмы. Действительно, рентгеновские лазеры имеют большой потенциал для домашней лабораторной спектроскопии. Стерзи и др. [30] даже показали потенциал ЭУФ рамановского рассеяния на молекулах воды для скрининга воды на содержание фармацевтических препаратов. Действительно, эффективность рамановского рассеяния улучшается на коротких длинах волн, кроме того для его реализации необходимы очень узкие линии.

Большой потенциал лазеры на плазме демонстрируют в спектроскопии. Ку и др. [31] разработали способ улучшить лазерно-индуцированную фоновую спектроскопию (ЛИФС). ЛИФС – метод диагностики содержания примесей газа на твердотельной поверхности на основе лазерно-индуцированной десорбции, и он хорошо зарекомендовала себя для исследования микротехники. ЛИФС в классическом исполнении использует для работы

УФ-видимый диапазон. Переведя ее в мягкий рентгеновский диапазон, авторам удалось преодолеть проблемы с континуумом, который охватывает УФ-видимый диапазон. Йонас и др. [32] сделали исследование тонких органических пленок с помощью лабораторного абсорбционного спектрометра (XAFS-спектроскопия). XAFS-спектроскопия позволяет получить информацию о природе, количестве и расположении соседних атомов по отношению к исследуемому атому как в первой, так и в более далёких координационных сферах, а именно: изучать вещества в любом агрегатном состоянии, исследовать вещества сложного химического состава, изучать динамику превращений при химических реакциях и внешних воздействиях. Таким образом этот метод полезен как материаловедению, так и для контроля химических реакций.

Рентгеновская микроскопия с длиной волны излучения $\lambda = 1 - 10$ нм и длительностью импульса несколько позволяет регистрировать голографические изображения промежуточных состояний нано-объектов за время, сопоставимое с временем атомных движений, таким образом есть возможность наблюдения динамики фазовых переходов в твердых телах: образования трещин, зарождения фаз и их разделения, быстрых флуктуаций в жидких телах и биологических клетках. Такая микроскопия является аналогом оптической микроскопии, но здесь используется излучение не в оптическом диапазоне, а рентгеновском. Рентгеновская микроскопия интересна не только более высокой разрешающей способностью по сравнению с оптической микроскопией, но и, если в ней используется излучение с длиной волны несколько нанометров, повышенной контрастностью при получении изображения живых клеток. Это область резкого изменения сечения фотопоглощения биологических тканей, в рассматриваемом диапазоне находятся скачки фотопоглощения элементов O, C, N и S, существуют так называемые «водяное» и «углеродное» окна. Все эти компоненты составляют основу аминокислот, биологических тканей, и как следствие живых клеток. Наиболее удобным для микроскопии в этой области спектра считается диапазон водяного окна – спектральный интервал между скачками фотопоглощения кислорода и углерода (284 – 543 эВ). В нём обеспечивается наибольшая разность фотопоглощения этих элементов, т. е. наибольший контраст изображения биологических молекул, содержащих, в основном, углерод на фоне воды, составляющей основу живой ткани. Причём в отличие от других современных методов гистологического анализа и исследования биологического объекта необходимый контраст в рентгеновской микроскопии достигается без использования специальных красителей и контрастирующих веществ за счёт резонансного спектра фотопоглощения. Все это

свидетельствует об особом интересе к лазерам, генерирующим в спектральной области $\lambda < 10$ нм для развития рассматриваемого направления.

Одним из ярких примеров получения изображений для биомедицинской диагностики является работа Мюллера и др. [33]. Ученые получили рентгеновские изображения мозговой ткани человека, которые дали информацию о молекулярном строении. Артюков и др. [34] использовали рентгеновское поглощение и флуоресцентную микроскопию для изучения отложения натрия в сердечной мышце. Известно, что натрий провоцирует нарушение функции сердечной мышцы.

Покажем еще больше рентгеновских изображений, полученных с помощью плазменных источников. На рисунке 1.5. показаны изображения пленки и пластины с элементами нано-масштаба, полученные с помощью источников длин волн 13.2нм и 46.9нм на плазме кадмия и аргона соответственно. На рисунке 1.6. уже показаны биологические изображения, клеток и микроорганизмов с размерами несколько микрометров, полученные с помощью источника на плазме азота. С помощью аналогичного источника были получена криотомография, на рисунке 1.7. показаны несколько ее срезов. Плазма тантала стала основой для источника с длиной волны 4.5нм, с помощью которого получены изображения спермы крысы (рисунке 1.8.). С помощью источника на углероде с длиной волны 18.2нм сделаны изображения раковых клеток (рисунки 1.9.). О источниках, которые были использованы для получения таких изображений, будет более подробно написано в следующем разделе.

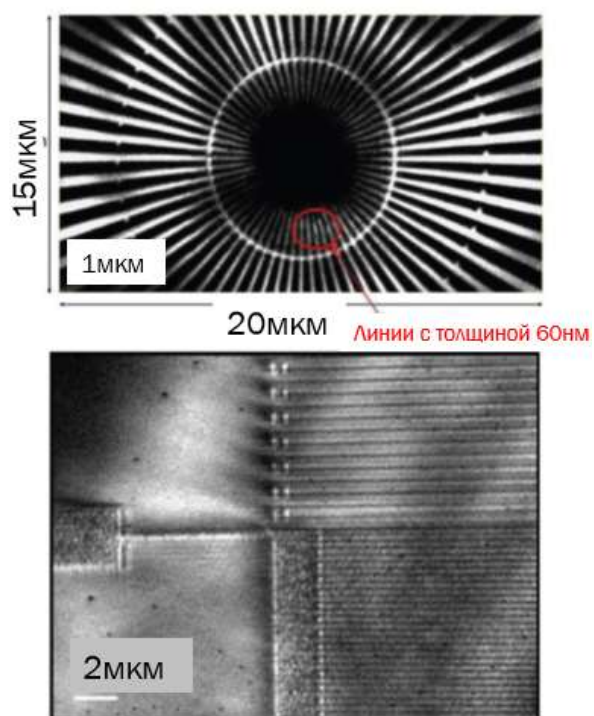


Рисунок.1.5. Изображение никелевой пленки на подложке из Si_3N_4 (сверху), полученное с помощью лазера на 13.2нм на Ni-подобных ионах Cd и изображение кремниевой пластины(снизу), полученное на Ne-подобных ионах Ag на излучении 46.9нм , из работы [35]

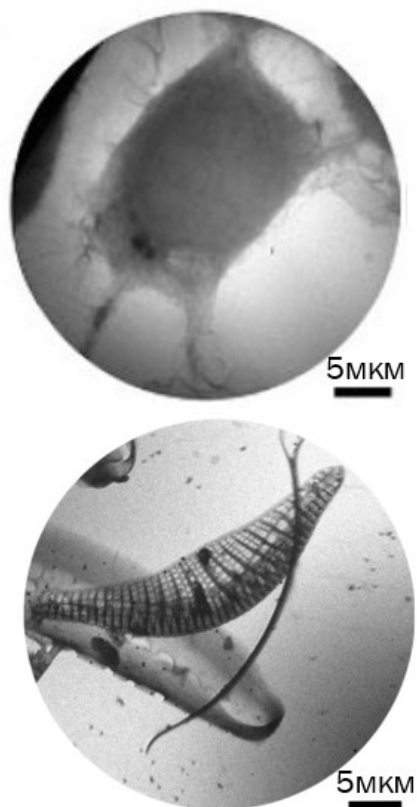


Рисунок.1.6. Изображение здоровых и прикрепленных Т-клеток(сверху) и изображение микроорганизма «Eрithemiasorex» (снизу) из работы []; для получения изображения использован источник на Н-подобном азоте NVII(2.48нм); неодимовый лазер (100Вт, 2кГц, 600пкс) освещает жидкостную струю-мишень.

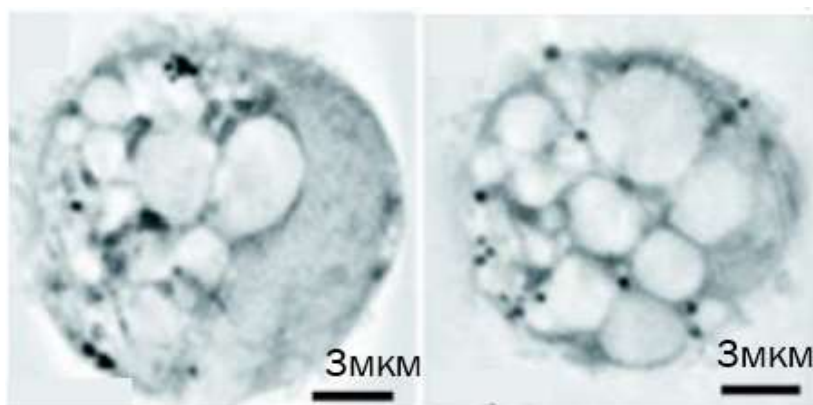


Рисунок.1.7.Криотомография клетки почки из работы [36]; для получения изображения использован источник на Н-подобном азоте NVII(2.48нм) при помощи жидкостной струи-мишени.



Рисунок. 1.8.Изображение спермы крысы(меченные золотом ядра), полученное в работе [37] с помощью лазер с длиной волны 4,5нм (Ni-подобный Та); для создания плазмы использованы два луча от Nova-лазер из Ливерморской национальной лаборатории им. Лоуренса с интенсивностью 3×10^{14} Вт/м².

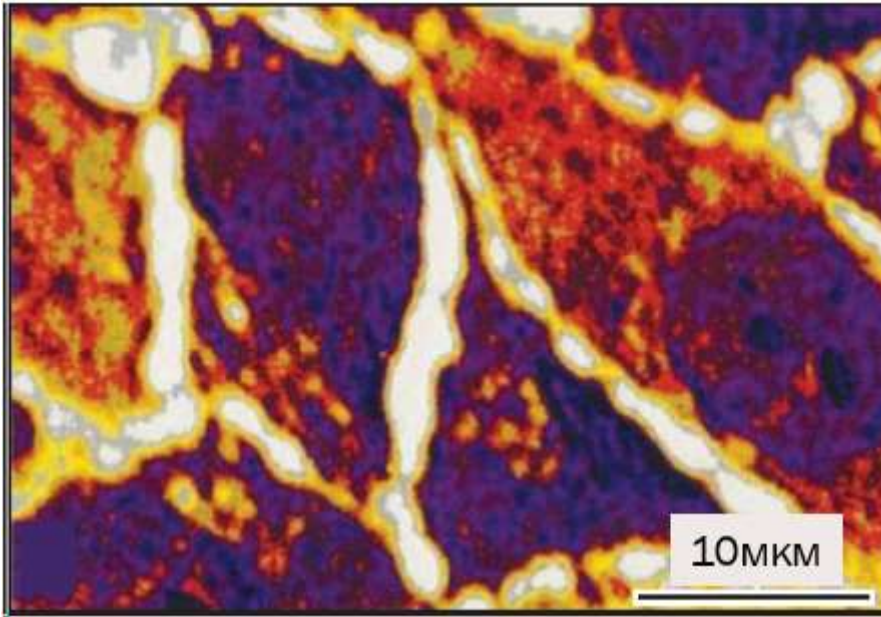


Рисунок.1.9. He-La обезвоженные раковые клетки, полученные в работе [38] с помощью лазера с длиной волны 18.2 нм (CVI); плазма создается с помощью CO₂ лазером (1кДж, 5e12 Вт/см², 75нс), схема накачки рекомбинационная, GL~6, разрешение 50нм.

Выше были рассмотрены разные применения когерентных источников в ЭУФ- и МР-диапазонах. Однако стоит отметить, что на сегодняшний день широкое применение нашли некогерентные источники на плазме многозарядных ионов, а именно в области нанолитографии и для непрямого сжатия мишеней.

1.4. Примеры установок

Важным конкурентным преимуществом источников на плазме многозарядных ионов является их компактность: от установок лабораторного масштаба до установок, помещающихся на нескольких лабораторных столах (рисунки 1.10,1.11). Работкой источников на лазерной плазме сейчас активно занимаются в ведущие институты в США и Японии. Одной из первых работ, демонстрирующие усиление с использованием источника на плазме многозарядных ионов, были работы под руководством Г. Перта [39-43]. В работах исследуется излучение от бальмеровской линии в CVI ионе(18,2нм). Нити с диаметром несколько мкм облучались сфокусированным линзой излучением от лазера на неодимовом стекле Nd:glass (1.062 мкм) с энергетикой 10Дж и длительностью 180 пкс. Потоки внешнего лазера на нити здесь не превышают 10¹⁴ Вт/см²; такой диапазон потоков интересен тем, что такие установки можно считать «компактными». Максимальное значения коэффициента усиления GL ~5 здесь достигли при волокне с диаметром 4мкм и энергией в импульсе 8Дж. Перед основным импульсом запускался предимпульс с длительностью 200пкс и в 5 раз

меньшей интенсивностью, чем основной импульс. Использование предимпульса очень распространено в работах данного направления, предимпульс может быть очень важен для стабильности и эффективности выходного излучения.

Ученые из Токийского университета в [44] возвращаются к анализу усиления на гелие-подобных ионах алюминия и азота (18.5нм) за счет рекомбинационной накачки. Мишень облучалась 40 Дж лазером с потоком $4 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ с длиной волны около 1 мкм, получаемые значения усиления при этом $g \sim 3 \text{ см}^{-1}$.



Рисунок 1.10. Источник на лазерной плазме лабораторных размеров в Ливерморской национальной лаборатории (Lawrence Livermore National Laboratory).

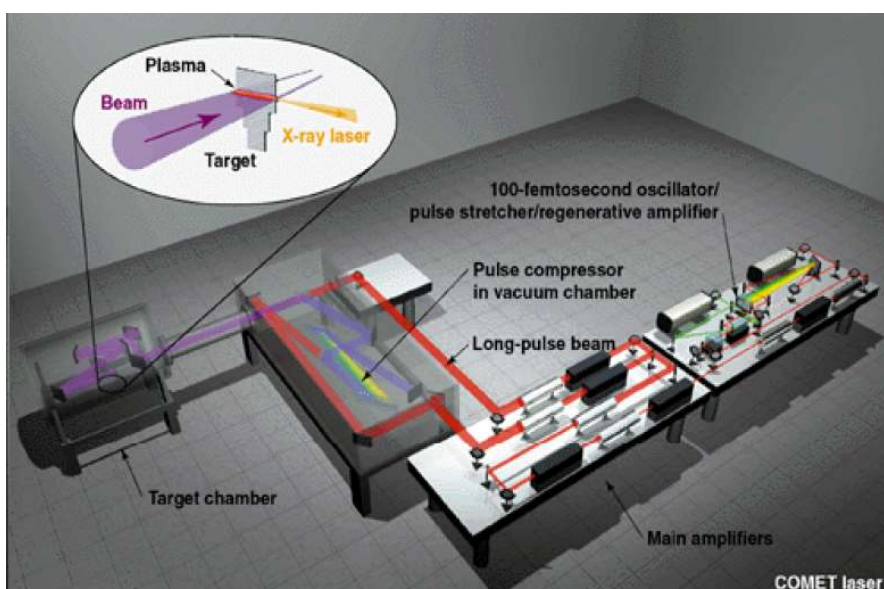


Рисунок 1.11. Настольный («Table top») источник на лазерной плазме Comet laser в Ливерморской национальной лаборатории (Lawrence Livermore National Laboratory).

Еще в конце 80х, в Ливерморской национальной лаборатории(США) исследуются никеле-подобные ионы европия Eu^{35+} для переходов с длинами волн 6.5 и 7.1нм [45]. Здесь фиксируют только коэффициент на единицу длины, он получается порядка $G \sim 1 \text{ см}^{-1}$. Тонкая мишень из фольги облучается лазерным комплексом Nova, ориентированным на задачи УТС; комплекс состоит из 10 лазеров на неодимовом стекле и может давать энергетику 100кДж; такие энергетика уже превышают ограничение на «компактность». В работе рассматривалась мишени с разной длиной 1-3см.

Продолжают использование мощных лазерных импульсов ($>10^{14} \text{ Вт/см}^2$) в [46] группа из Стенфорского университета; при таких мощностях и малых длительностях импульса уже можно говорить и рассматривать туннельную и OFI (ионизация ЭМ полем «optical field ionization») накачки. Группа продемонстрировала усиление на длине волны 41,8нм на плазме ксенона Xe IX. Для облучения было использовано титано-сапфировый лазер с chirpированным лазерным импульсом с круговой поляризацией, значение потока которого $3 \times 10^{16} \text{ Вт/см}^2$. Было достигнуто усиление G около 16 $1/\text{см}$ и $GL \sim 12$. Эффект достигнут также за счет туннельной ионизации ЭМ полем.

В работе [47] японские ученые для водородоподобного лития изучают усиление на линии α Лаймановской серии(13,5нм). Среду облучают с помощью субпикосекундного Krf-лазера с энергией 50мДж, но сфокусированной в малую точку так, что внешний поток на среду достигает 10^{17} Вт/см^2 . При таких больших потоках можно реализовать схему ионизации «оптическим» (электромагнитным) полем OFI, которую и реализовывают в данной работе. Достигнут коэффициент усиления $G \sim 20 \text{ 1/см}$, предварительно плазма также была преионизована аналогичным внешним импульсом с меньшей амплитудой и большей длительностью.

В китайских ученых [48] рассмотрены усиления на литиеподобной плазме нескольких элементов (алюминий, медь, кальций, фтор, калий, кремний). Длины волн, которые рассматриваются, уже значительно меньше - 6-10нм, но еще не достигают «водяного окна». Активная среда создается с помощью 1мкм лазера (установка LF12) с длительностью импульса - десятые доли нс, и мощностью до $5 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Усиления GL , которые были продемонстрированы – от единицы до 4. В работе уделяется внимание возникающим во время лазерного импульса неоднородностям мишени, а также показывается, что для более коротких импульсов показатели усиления лучше.

Значительный прогресс в продвижение в область водного окна сделан с помощью технологии плазменной струи. На этом принципе сегодня работают компактные рентгеновские микроскопы в Институте лазерных технологий в Аахене, в компании

Energetiq в Массачусетсе, Берлинской лаборатории инновационных рентгеновских технологий (BLiX) в Техническом университете (TU) [49,50]

На рисунке 1.6-1.7. показаны изображения, полученные с помощью такой технологии. Использовался лазер на водородоподобных ионах азота, генерирующий на длине волны 2.48нм, накачка среды производилась Nd:YAG лазером с характеристиками 100Вт, 2кГц, 600пкс. При этом на выходе яркость такого источника получалась 4×10^{10} фотон/(с \times мм² \times мрад).

Тем не менее, наибольшие надежды возлагаются на никеле-подобные ионы [51-53]. Их привлекательность объясняется возможностью фиксировать излучение в области, меньше 10 нм. Самая короткая длина волны $\lambda=3.56$ нм в последовательности Ni была получена в Au⁵¹⁺ [54-59]. Первые экспериментальные наблюдения УСИ на Ni-подобных ионах в лазерной плазме продемонстрировали большую экономичность Ni-подобной схемы по сравнению с Ne-подобной схемой, поскольку отношение энергии лазерного перехода в Ni-подобном ионе к энергии его образования значительно меньше, чем в Ne-подобном ионе. Однако коэффициенты усиления и яркость выходящего лазерного излучения плазмы Ni-подобных ионов оказалась ниже, чем в лазерах на Ne-подобных ионах.

Наиболее серьезное развитие разрядного способа накачки проделано в работах с помощью капиллярного разряда (рисунок 1.12). В экспериментах удавалось получать усиление $GL \sim 14$ на Ne-подобном Ar (46.9 нм, 69.8нм) [60]. Проходящий через плазму ток доходит до 30кА, также удалось получить усиления на двойном проходе с помощью иридиевых зеркал, т.о. увеличить усиление GL до 20. Получаемая энергия в импульсе до 0.9 мДж, ширина линии меньше $\Delta\lambda/\bar{\lambda} \sim 10^{-4}$. КПД такой системы достаточно высок - 10^{-3} - 10^{-4} , на установках с лазерной плазмой он, как правило, на один-два порядка меньше. Аналогичная установка под названием «Экстрим-М» разрабатывалась в Физико-Техническом институте им. А.Ф. Иоффе (рисунок 1.13). Система имела оригинальные элементы – систему питания с формирующими линиями и предыонизацию скользящим разрядом.

В [61] также исследуется капиллярный разряд в 18см капилляре, наполненном аргоном с давлением 100-1000мТорр. На переходе неоноподобных ионов аргона при токе со скоростью нарастания $4e11$ А/с удалось наблюдать усиление до $G \sim 4$ 1/см, причем исследуется зависимость усиления от давления газа, заполняющего капилляр.

В [62] группа ученых из Физического института им. Лебедева исследовала разрядную плазму в керамическом капилляре с высокими скоростями нарастания тока

через плазму 10^{12} - 10^{13} А/с. Капилляр наполнялся несколькими газами: углекислый, неон, аргон, криптон, ксенон с длинами волн рабочего перехода 3-60 нм. Например, для ксенона был достигнута интенсивность 5мДж/импульс линии 13,5нм. Получение излучения на такой длине волны очень перспективно для литографии.

Сейчас эксперименты по разрядной плазме продолжаются в Чехии, Франции и в странах Азии, таких как Китай, Индия, Иран, Корея.

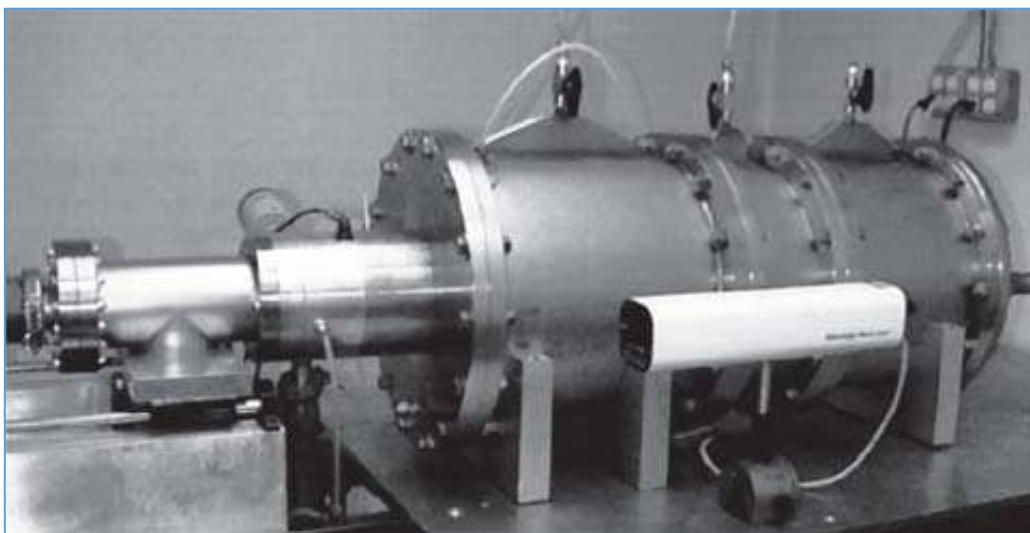


Рисунок 1.12. Настольный источник (“desk-top”) с длиной волны 46.9 нм на плазме Ne-подобных ионов аргона на капиллярном разряде в Колорадском университете.



Рисунок 1.13. Установка «Экстрим-М», прототип настольного источника на 46.9 нм на капиллярном разряде в Физико-Техническом институте им. А.Ф. Иоффе.

1.5. Основные принципы работы лазеров на плазме

Чтобы плазма стала активной средой она должна быть неравновесной, в том числе по зарядовому составу. Также необходимо обеспечить протяженность этой среды. Это связано с базовым понятием - режим «режимом усиления спонтанного излучения» (УСИ), когда нет классического резонатора, зеркал, и интенсивность излучения растет за один проход вдоль среды. Чем больше длина среды – тем большую интенсивность можно ожидать на выходе. Интерес к такому виду усиления существует здесь из-за уже упомянутой выше проблемы сильного поглощения излучения МР диапазона в средах, которые могут собой представлять зеркала. Для характеристики активных сред часто используется понятие коэффициента усиления. Коэффициент усиления G напрямую зависит от сечения вынужденного излучения. Для наличия эффекта усиления необходимым является превалирование коэффициента усиления G над коэффициентом поглощения среды. Связь усиления с интенсивностью излучения можно считать следующей: $I = I_0 \exp (GL)$, где I_0 –падающая интенсивность, а I –интенсивность на выходе среды, L - протяженность среды.

Однако с ростом протяженности среды произведение GL будет линейно расти не всегда: в какой-то момент станет существенным наличие эффекта насыщения, а интенсивность перестанет увеличиваться с длиной экспоненциально, хотя может продолжить расти линейно (рисунок 1.14). Такое изменение связано с тем, что процессы вынужденного излучения сравниваются с другими процессами в усиливающей среде. С помощью оценок и эмпирически показано, что насыщение наступает при $GL=10-20$. При большой длине могут добавляться дополнительные препятствующие усилению эффекты, т.к. рефракция. Рефракция может ухудшить расходимость и когерентность пучка, она способствует преждевременному выходу фотонов из области усиления, и вызвана поперечной неоднородностью. Один из способов нивелированием явления рефракции на сегодняшний день является [39,42] так называемая технология grazing incidence pumping (GRIP). С другой стороны, большая протяженность среды дает возможность уменьшить плотность с сохранением величины GL , что может играть роль в связи с существующими ограничениями на электронную плотность. В некоторых экспериментах показано, что длина насыщения лазера обусловлена временем жизни иона рассматриваемой кратности и временем заселения уровней этого иона [43]. В связи с этим, один из путей увеличения длины усиления L – использование техники возбуждения бегущей волной (англ. transient collisional excitation (TCE) scheme). Например, в работе [66], применяя такую технику, были достигнуты показатели $GL>30$, что превышает показатели, озвученные выше($GL\sim 10-20$).

Такая схема также известна как «схема бегущей накачки». Разумеется, ее реализация связана с преодолением технических трудностей, но в принципе возможна.

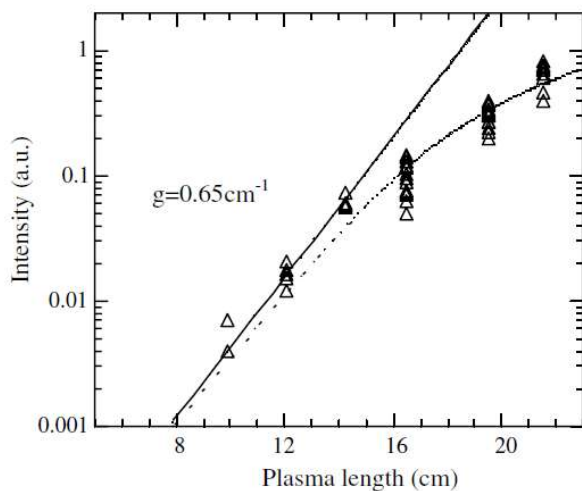


Рисунок 1.14. Экспериментальный график зависимости интенсивности от протяженности плазмы.

Инверсная населенность, «накачка» активной среды, может осуществляться за счет разных процессов в плазме, среди них можно выделить накачку за счет процесса столкновительного возбуждения (в рус. литературе - ионизационно-столкновительная, в англ. – collisional-excitation pumping), за счет тройной рекомбинации (рекомбинационная), за счет фотоионизации, в том числе резонансной, за счет резонансной перезарядки [44]. Ионизационно-столкновительная накачка - наиболее активно развивающийся способ, но требующий высокие вкладываемой мощности. Здесь верхние уровни метастабильны, а нижние опустошаются за счет сильных дипольно-разрешенных переходов. Для рекомбинационной накачки плазма должна претерпеть достаточно быстрое охлаждение, которое происходит за счет разлета и радиационного охлаждения, а также быть достаточно плотной. Фотонакачка может быть реализована сплошным, обрезанным спектром или линией, среди нее - резонансная фотонакачка – наиболее успешная теоретически, однако сложно реализуемый на практике вид. Процессы перезарядки на практике реже всех используются для попыток реализовать накачку активной среды в нашем случае. Сложность реализации накачки за счет перезарядки заключается в том, что необходимо обеспечить существование в одном объеме ионов нужной кратности и нейтральных атомов: перезарядка в следствии ион-ионных столкновений практически невозможна, т.к. сечение этого процесса очень мало, а необходимые скорости сталкивающихся частиц очень велики.

Чтобы получить генерацию на нужной длине волны с помощью плазмы многозарядных ионов, нужно также обеспечить минимальную мощность для поддержания электронов на верхнем уровне.

$$\frac{W}{V} [\text{Вт/см}^3] = N_u D_u h \nu_{u0},$$

$$D_u = A_{u0} + A_{ud} \approx 2A_{ud}$$

$$G = F N_u N \sigma_{stim} = \frac{F N_u \lambda_{ud}^3 A_{ud}}{8\pi c \frac{\Delta\lambda_{ud}}{\lambda_{ud}}}$$

$$\frac{WL}{V} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] = 16\pi h c^2 G \frac{\Delta\lambda_{ud}}{\lambda_{ud}} / (\lambda_{ud}^3 \lambda_{u0}) L$$

Для мягкого рентгена $\frac{\Delta\lambda_{ud}}{\lambda_{ud}} \approx 10^{-4}$, Положим $GL = 5$, в цилиндрическом случае $\frac{V}{L} = S$ (поперечное сечение). Тогда получим формулу для оценки минимальной мощности, требуемой для генерации заданной длины волны:

$$\frac{W}{S} \approx \frac{2e19}{\lambda^4[\text{Å}]} [\text{Вт/см}^2] \quad (1.1)$$

В таблице 1.2 приведены оценки по данной формуле. Таким образом, чтобы получить излучение меньше 10нм, необходимо использовать мощность более 10^{11} Вт см².

| длина волны, нм | минимальная мощность, Вт/см ² |
|-----------------|--|
| 0,1 | 10 ¹⁹ |
| 1 | 10 ¹⁵ |
| 10 | 10 ¹¹ |
| 100 | 10 ⁷ |

Таблица. 1.2. Оценки требуемой мощности по формуле (1.1) для генерации заданной длины волны.

Длина волны генерации соответствует рабочему электронному переходу, который относится к иону определенной кратности. Поэтому необходимым, хоть и недостаточным, для накачки среды является получение в плазме такого определенного иона в значительном процентном отношении. Ионы высокой кратности принято объединять в группы изоэлектронных последовательностей. Это классификация на группы по количеству свободных электронов в ионе. Например, H-подобные ионы, как и атом водорода, имеют только один свободный электрон, He-подобные будут иметь два свободных электрона, как и сам атом гелия. Таким образом, к H-подобным ионам относится, например, Li-III(Li⁺²),

C-VI(C⁺⁵), а ион ксенона Xe-XXVII(Xe⁺²⁶) к никелеподобным. Существуют оценки, своего рода отношения подобия, для длин волн на переходах разных ионов одной и той же изоэлектронной последовательности. Например, в [3] представлены графики зависимости длины волны от заряда ядра иона для Ni-, Ne- подобных ионов, а также для H-подобных ионов (рисунок 1.15). В работе [68] для Ni-(4d-4p), Ne- (3p-3s) подобных ионов аналогичные графики сделаны на основе как расчетных точек, так и экспериментально полученных. Для Ni-подобных ионов в работе [19] предсказаны также длины волн, получаемые в результате другого перехода 3d-4s (рисунок 1.16). Ni-подобные ионы являются крайне перспективными для получения длин волн в диапазоне 1-10нм (рисунок 1.17), в который входят, в частности, важные для биологических исследований диапазоны «водяного» и «углеродного окна». Из приведенного выше видно, что в литературе для Ni-подобных ионов рассматривается как минимум два рабочих перехода. Схемы накачки на Ni-подобной плазме демонстрируют большую экономичность по сравнению с Ne-подобной схемой.

Из рисунка 1.15 видно, что в случае H-подобных ионов переход 2-1 дает длины волн в диапазоне <10нм начиная уже Li, однако, стоит отметить сильное влияние реабсорбции излучения на этом переходе. Влияние реабсорбции является критическим для получения усиления в активной среде, можно получить. В монографии также упоминается о дискуссии на предмет, какой переход перспективнее, 3-2 или 4-3, однако стоит отметить, что получении длин волн <10нм на переходе 4-3 возможно для элементов с достаточно высоким зарядом ядра. Однако и для перехода 2-1 при интенсивных пучках, когда распределение электронов уже нельзя считать максвелловским, получение усиления на длине волны 13.5 нм демонстрировалось. Последовательности Ne-подобных ионов также актуальны для получения длин волн в том числе меньше 10 нм. Из книги [3] можно получить график, представленный на рисунке 1.18 для перехода 3₁d-2₁p. В работе [45] по средствам моделирования рассчитаны коэффициенты усиления для перехода 3¹D-2¹P для He-подобных и 3-2 H-подобных ионов углерода и алюминия, и больший коэффициент в описанном случае получился в случае Ne-подобных ионов.

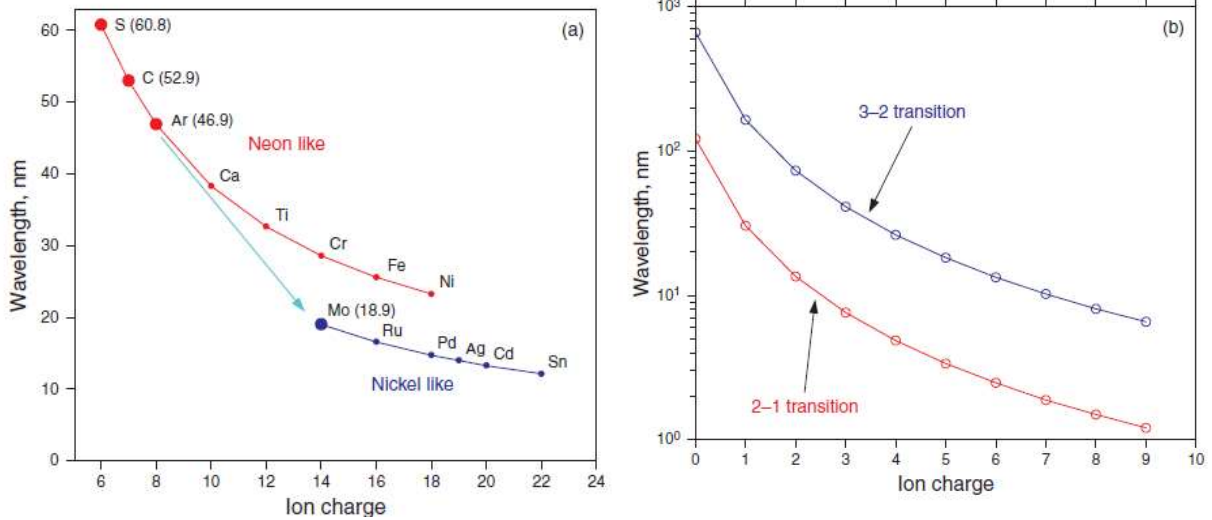


Рисунок 1.15. Зависимости длин волн от заряда иона а) для Ne-like и Ni-like ионов для $3p-3s$ and $4d-4p$ переходов соответственно, б) для водородоподобных ионов для переходов 2-1 и 3-2.

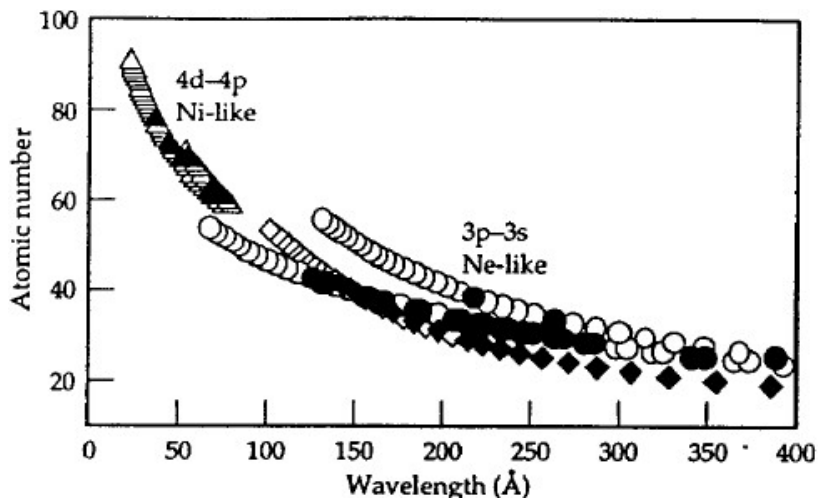


Рисунок 1.16. Экспериментально(заполненные) и расчётно (пустые) полученные длины волн для переходов $3p-3s$ для Ne-like ионов и $4d-4p$ для Ni-like ионов.

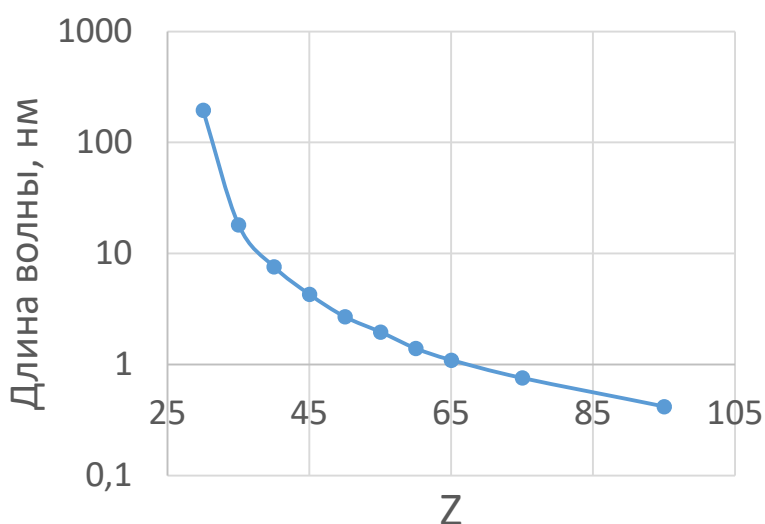


Рисунок 1.17. График зависимости длины волны от заряда ядра для перехода 3d-4s в Ni-подобных ионах

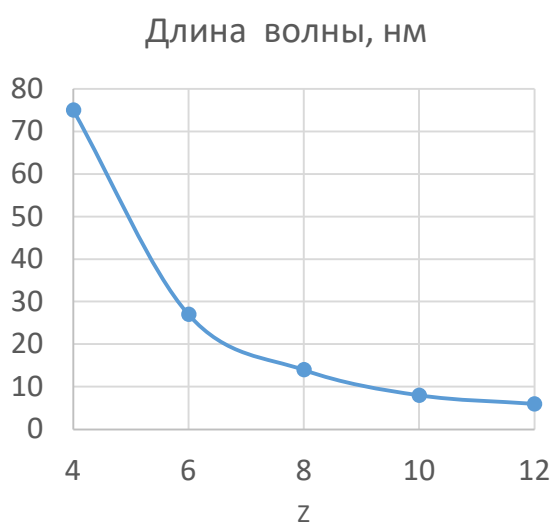


Рисунок 1.18. Зависимость длины волны от атомного номера для he-подобных ионов для рабочего перехода 3₁d-2₁p на основании оценок.

Основной причиной низкой эффективности многих рентгеновских лазеров на плазме многозарядных ионов является неконтролируемая продольная неоднородность активной среды [46,47], такой эффект прежде всего является последствием рефракции рентгеновского излучения. Считается, что такая неоднородность является основной причиной нереализованности усиления на переходах с изменением главного квантового числа и, например, на переходах фтороподобных ионов [48], в то время как

столкновительная накачка на Ni-подобных ионах является наиболее многообещающей на сегодняшний день.

1.6. Выводы к главе

Одним из основных и важных применений плазмы многозарядных ионов связано с созданием источников излучений, генерирующих в широком спектральном диапазоне – от видимого до мягкого рентгеновского. Среди них особое место занимают источники когерентного излучения ЭУФ и МР спектральных диапазонов. Основная причина, препятствующая получению лазерной генерации в этих спектральных диапазонах – это резкое увеличение по сравнению с видимым и ультрафиолетовым диапазонами удельной мощности накачки, необходимой для создания инверсной среды. Поэтому работы в данном направлении проводились с использованием лазерной плазмы и плазмы сильноточных разрядов, в которых сравнительно простыми средствами может быть создана чрезвычайно высокая удельная мощность ввода энергии в вещество.

Стабильная генерация излучения на плазме многозарядных ионов в мягком рентгеновском спектральном диапазоне получена на уникальных крупномасштабных лазерных установках, в которых активная среда формируется на основе лазерной плазмы. Минимальная длина волны, достигнутая на этих установках, находится внутри спектрального диапазона «водяного окна».

При более скромных характеристиках лазерного излучения – главным образом мощности, создающей активную плазменную среду на многозарядных ионах, лазерный эффект получен и в ряде более компактных и достаточно доступных экспериментальных устройствах, генерирующих когерентное коротковолновое излучение с большей длиной волны и меньших значениях энергии в получаемом импульсе. Эти установки уже широко применяются в различных областях физики, биологии, медицины. Но, с точки зрения оптических характеристик рентгеновского лазерного излучения – расходимости и когерентности, эти устройства пока еще не удовлетворяют максимальным требованиям, принятым в лазерной физике. Тем не менее, проведенные исследования дают возможность понять основные физические эффекты, снижающие качество лазерных пучков излучения рассматриваемых установок лазеров. Существующие расхождения результатов экспериментов и результатов расчетно-теоретических исследований может быть уменьшено после более детального изучения плазменных эффектов, вызывающих появление и развитие неоднородностей активной среды. В настоящее время исследования

возможности формирования активных сред с требуемыми характеристиками проводятся параллельно с поиском схем формирования в целях дальнейшего уменьшения длины волны генерации и увеличения энергетика лазерного импульса.

Сильноточные (т.е. пинчующиеся) разряды, основанные на электромагнитной имплозии плазменных оболочек, успешно применяются для создания мощных источников теплового мягкого рентгеновского излучения. Рекордные характеристики импульсов этого излучения (порядка нескольких мегаджоулей в импульсе) получены на крупномасштабных установках в национальных лабораториях США и России. Проводятся исследования по использованию этого излучения для формирования активной плазменной среды лазеров мягкого рентгеновского диапазона.

Наиболее значительные достижения в работах по созданию рентгеновских лазеров на плазме многозарядных ионов, создаваемой в сильноточных разрядах, связаны с капиллярными разрядами. Проведенные экспериментальные и теоретические исследования показывают, что в капиллярных лазерах можно получить генерацию в спектральном диапазоне $\lambda \geq 18-20$ нм. Но, на сегодняшний день создан только один лазер на капиллярном разряде, работающий на длине волны $\lambda = 46.9$ нм. Его активной средой служат Ne – подобные ионы. Он работает в импульсно-периодическом режиме и имеет среднюю мощность несколько милливатт, что оказывается достаточным для целого ряда научных приложений, например, интерферометрии плазмы, рефлектометрии и т. д.

Трудности, нарастающие при стремлении уменьшить длину волны генерации, имеют не только технологический, но и фундаментальный характер. Существующие на сегодняшний день общие проблемы: это, прежде всего, необходимость получения все больших удельных скоростей накачки в лабораторных условиях и ограничение плазменных неоднородностей активной среды. Частной проблемой для капиллярных разрядов является преждевременное разрушение стенок капилляра до того, как будет получен необходимый зарядовый состав плазмы.

Работы по рентгеновским лазерам прошли стадию создания экспериментальных установок и проведения на них демонстрационных экспериментов. Началась и успешно развивается стадия разработок и создания установок, предназначенных для решения прикладных задач.

Крупномасштабные лазерные установки с энергией в импульсе до 1 кДж, созданные ранее для исследований по рентгеновским лазерам уступают место разработкам малогабаритных компактных установок прикладного применения. Уже

продемонстрировано значительное усиление в рентгеновском диапазоне при энергии импульса лазера накачки менее 1 Дж.

В лазере на капиллярном разряде достигнуто насыщение и его средняя мощность в импульсно периодическом режиме составляет более 1 кВт. Как по средней, так и по пиковой мощности в своем диапазоне спектра лазер на капиллярном разряде превосходит синхротронные источники третьего поколения.

Наибольший интерес исследователей привлекает достаточно жесткий диапазон $< 2\text{Å}$ ($> 6\text{ кэВ}$), в котором в отличие от спектральной области мягкого рентгена, вновь, как и в видимом спектральном диапазоне, возможно распространение излучения в воздухе. Освоение этого спектрального диапазона очень перспективно с точки зрения научного и практического применения рентгеновского излучения. Однако, из-за наличия ряда принципиальных проблем, сложность которых возрастает при уменьшении длины волны, получить лазерный эффект в жестком рентгеновском диапазоне до сих пор не удалось.

На протяжении последних 10 лет работы по рентгеновским лазерам развивались главным образом в направлении снижения уровня (энергии) накачки и увеличения мощности за счет уменьшения длительности импульса ввода энергии в плазму, уменьшения энергии лазеров – драйверов, а также расширения границ диапазона, освоенного рентгеновскими лазерами.

Значительный успех достигнут при работе с Ne- подобными ионами. Экспериментально и теоретически показано, что требования к энергии накачки могут быть значительно снижены и в перспективе возможны эксперименты на установках лабораторного масштаба.

Наиболее благоприятные условия для получения генерации в однопроходном режиме насыщения ($GL > 15-20$) достигаются при облучении мишени двумя или тремя лазерными импульсами. Первые импульсы создают однородный плазменный столб длиной 1 – 2 см, последний лазерный импульс создает в плазме этого столба инверсию населенностей рабочих уровней. Энергия лазера – драйвера на неодимовом стекле составляет несколько десятых Джоуля и длительность 0.1 нс.

Дальнейшее снижение энергии лазера накачки достигнуто благодаря уменьшению длительности импульса накачки до 1 пс. Дело в том, что при быстром нагреве электронов мгновенные значения инверсии могут на 1-20 порядка превосходить стационарные. Такая нестационарная схема создания инверсии в Ne и Ni – подобных ионах позволяет снизить энергию лазера накачки до 5 – 7 Дж. Она представляется перспективной для разработок

компактных рентгеновских лазеров, работающих в импульсно периодическом режиме, для которых используется импульс накачки с энергией 0.25 – 0.15 Дж.

Глава 2. Расчет ионизации и транспортных коэффициентов стационарной однородной плазмы многозарядных ионов

2.1. Введение к главе

Расчеты ионного состава, населенностей уровней ионов и коэффициентов переноса фотонов и электронов является важной частью численного моделирования плазмы многозарядных ионов. Высокая плотность мощности ввода энергии в вещество, необходимая для получения многократно ионизованной плазмы, часто приводит к необходимости проводить расчеты ионизационного состава плазмы в условиях, когда термодинамическое равновесие отсутствует. Еще один важный фактор, подлежащий учету, - мощное излучение плазмы, в том числе, линейчатое. Для корректного количественного учета этих факторов кроме атомных характеристик вещества (сечений, вероятностей различных процессов и т.п.) необходимо иметь информацию о распределении ионов по кратностям ионизации и возбужденным уровням. Эти характеристики плазмы определяют ее оптические свойства. Они необходимы для вычисления таких важных характеристик плазмы как уравнения состояния, коэффициента переноса фотонов и электронов. В том или ином приближении эти факторы будут учтены нами при численном моделировании плазмы сильноионизованного Z -разряда и лазерной плазмы в последующих разделах работы.

Достаточно строгие результаты согласованных расчетов ионного состава плазмы и населенностей уровней многозарядных ионов позволяет столкновительно – радиационная модель, различные приближения которой - корональное, двухуровневое, трехуровневое приближение, приближение среднего иона - детально рассмотрены в [67-75]. Упрощенный вариант столкновительно–радиационной модели, основанный на разделении расчетов ионного состава плазмы и расчетов населенностей уровней, используется нами в данной работе при численном моделировании лазерной плазмы и плазмы сильноионизованного Z – разряда. В данной главе работа модели продемонстрирована для случая стационарной однородной плазмы.

2.2. Кинетическая столкновительно–радиационная модель и ее предельные случаи

В общем случае столкновительно – радиационная модель (или столкновительно-излучательная, СИМ) описывает в одной системе уравнений процессы, связывающие ионный состав и населенности электронных состояний в атомах и ионах посредством скоростей элементарных столкновительных и радиационных процессов. При этом важными

факторами модели являются выбор тех или иных учитываемых конфигураций и допустимые приближения для расчета скоростей элементарных процессов. На сегодняшний день достичь строгой полноты невозможно из-за чрезвычайно большого числа реализуемых на практике конфигураций. Поэтому существует много различных вариантов реализации столкновительно – радиационной модели с различным уровнем представления учитываемых состояний и приближений для определения скоростей элементарных процессов. Для примера отметим лишь некоторые из них DLA, UTA, MUTA, RTA. Необходимые для расчетов атомные характеристики вычисляются с помощью кодов атомной физики RCG, FAC, HULLAC. Наиболее известные программы разработаны в ведущих научных центрах США, Франции, Китая и др.: SCSF, SCRAM, CRETIN, FLYCHK, DEDALE, DLAYZ [71-83]. Среди отечественных работ данного направления отметим вычислительный комплекс программ TERMOS, разрабатываемый в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

Более простой вариант столкновительно-радиационной модели основан на существовании трех характерных времен развития базовых процессов, определяющих состояние плазмы [71,72]. Ионизационный состав, температуры ионов и электронов, а также плотность зависят от времени вследствие гидродинамического движения плазмы и определяются главным образом длительностью (мощностью) импульса, создающего плазму τ_{pl} . В то же время, процессы ионизации и релаксации возбужденных состояний имеют свои характерные времена: τ_i , τ_{ex} соответственно; они определяются атомными характеристиками элементов и скоростями элементарных процессов. Возможность использования различных приближений основана на соотношении между ними. При $\tau_i, \tau_{ex} \ll \tau_{pl}$ применимо стационарное приближение, условие $\tau_{ex} < \tau_i < \tau_{pl}$ соответствует квазистационарному приближению, если $\tau_{pl} \approx \tau_i$, τ_{ex} необходимо использовать нестационарное приближение. Для первых двух приближений общая система кинетических уравнений столкновительно – радиационной модели может быть представлена двумя независимыми системами, отличающимися характерным временем развития основных элементарных процессов. Одна из них приближенно описывает динамику ионного состава плазмы (ионизацию и рекомбинацию ионов всех кратностей). Другая - поуровневую кинетику конкретных состояний ионов рассматриваемой изоэлектронной последовательности, когда населенности возбужденных уровней отслеживают изменение ионного состава плазмы. Возможность и целесообразность использования данных приближений, как отмечено выше, определяется соотношением между характерным временем изменения параметров плазмы τ_{pl} и характерными

временами ионизации τ_i и релаксации возбужденных состояний τ_{ex} : $\tau_{ex} < \tau_i < \tau_{pl}$ для квазистационарного приближения ($dN_k/dt = 0$ для всех z , но $d\alpha_z/dt = 0$) и $\tau_{pl} \gg \tau_i, \tau_{ex}$ [52]. В дальнейшем будут рассматриваться только эти два приближения.

Таким образом, в стационарном и квазистационарном приближениях система кинетических уравнений для определения населенностей возбужденных уровней и в стационарном и в квазистационарном приближениях преобразуется в алгебраическую систему и имеет вид:

$$\begin{aligned} \sum_{E_m > E_n} A_{mn} N_z^m - \sum_{E_m < E_n} A_{nm} N_z^n + \sum_{m \neq n} C_{mn} N_z^m N_e - \sum_{m \neq n} C_{nm} N_z^n N_e + \\ \sum_{m < n} W_{mn} N_z^m = 0, \end{aligned} \quad (2.1.)$$

При условии сохранения числа ионов: $\sum_n N_z^n = N_z$

Следует подчеркнуть, что адекватность расчетов населенностей возбужденных уровней зависит от выбора схемы уровней. Принято считать, что чем больше возбужденных состояний учитывается в принятой схеме, тем лучше расчеты соответствуют экспериментам. В настоящее время в доступных публикациях имеется сравнительно небольшое количество данных по атомным характеристикам и скоростям элементарных процессов для ионов с большим зарядом ядра Z_n . Поэтому количество уровней, рассматриваемых в схеме, в данной работе зависело, главным образом, от имеющихся в публикациях данных.

Нас интересуют характеристики плазмы в рентгеновском спектральном диапазоне. Длины волн, соответствующие переходам между уровнями тонкой структуры (магнитные дипольные переходы) лежат за рассматриваемым нами спектральным интервалом. Поэтому при суммировании и усреднении энергий уровней и вероятностей переходов по проекциям момента J тонкая структура уровней не учитывалась, как и во многих публикациях [4,5]. В некоторых случаях из-за близости значений энергии уровни одной электронной конфигурации, но с разными термами, предусматривалось объединение в один уровень путем усреднения по статистическим весам. В наших расчетах энергии уровней, потенциалы ионизации взяты из опубликованных баз данных.

Система уравнений для расчета изменения ионизационного состава плазмы в квазистационарном приближении:

$$\begin{aligned}
\frac{dN_z}{dt} = & N_{z-1}(N_e C_{z-1 \rightarrow z}^{ion} + I_{z-1 \rightarrow z}^{ph}) - \\
& - N_z(N_e C_{z \rightarrow z+1}^{ion} + I_{z \rightarrow z+1}^{ph} + C_{z \rightarrow z+1}^{th.b} N_e^2 + R_{z \rightarrow z-1} N_e + D_{z \rightarrow z-1} N_e) + \\
& + N_{z+1}(C_{z+1 \rightarrow z}^{th.b} N_e^2 + R_{z+1 \rightarrow z} N_e + D_{z+1 \rightarrow z} N_e), \quad (2.2) \\
N_z = & \sum_n N_z^n
\end{aligned}$$

Электронная и ионная концентрации связаны между собой соотношением $N_e = \bar{z}N_i$, здесь \bar{z} - средний заряд ионов. В стационарном приближении ($dN_{zk}/dt = 0$) система может быть приведена к виду:

$$\frac{N_{z+1}}{N_z} = \frac{C_{z \rightarrow z+1}^{ion} N_e + I_{z \rightarrow z+1}^{ph}}{C_{z \rightarrow z+1}^{th.b} N_e^2 + R_{z \rightarrow z+1} N_e + D_{z \rightarrow z+1} N_e},$$

удобному для анализа предельных состояний многократной ионизации плазмы и определения границ этих состояний, проведенному в следующем разделе.:

$$\alpha_{z+1} = \frac{C_{z \rightarrow z+1}^{ion} N_e + I_{z \rightarrow z+1}^{ph}}{C_{z \rightarrow z+1}^{th.b} N_e^2 + R_{z+1 \rightarrow z} N_e + D_{z+1 \rightarrow z} N_e}, \quad \sum_{z=1}^{Zn+1} \alpha_z = 1, \quad N_e = \bar{z}N_i, \quad \alpha_z = \frac{N_z}{N_i}$$

При высоких плотностях электронов, когда константа скорости тройной рекомбинации больше суммы константы скорости фоторекомбинации и диэлектронной рекомбинации

$$I_{z \rightarrow z+1}^{ph} \ll C_{z \rightarrow z+1}^{ion} N_e, \quad R_{z \rightarrow z-1}, D_{z \rightarrow z-1} N_e \ll C_{z \rightarrow z-1}^{th.b} N_e$$

эта формула соответствует уравнению Саха.

$$\frac{N_{z+1}}{N_z} N_e = 2 \left(\frac{m_e T_e}{2\pi h^2} \right)^{3/2} \frac{U_{z+1}}{U_z} \exp\left(-\frac{E_{z+1}}{T_e}\right), \quad \sum_{z=1}^{Zn+1} N_z = N_i,$$

Противоположный случай соответствует корональному приближению.

2.3. Характеристики элементарных процессов

Следуя [71,72], рассмотрим характеристики элементарных процессов для случая оптически тонкой (прозрачной плазмы), когда собственное излучение плазмы не оказывает заметного влияния на населенности уровней и ионный состав, а поле внешнего излучения пренебрежимо мало. В таком приближении на установление равновесия в плазме оказывают влияние процессы ионизации электронным ударом, тройной, фото- и диэлектронной рекомбинации, столкновительного возбуждения и девозбуждения и спонтанные излучательные переходы.

Далее рассмотрим приближенные аппроксимационные соотношения, дающие приемлемые результаты расчетов скоростей процессов в широких диапазонах изменения параметров плазмы. Во все формулы, кроме формул вероятностей спонтанных радиационных переходов, входят параметры аппроксимации A и χ , зависящие от типа ионов и типа перехода, а также угловые факторы Q , зависящие от квантовых чисел электронных конфигураций начального и конечного состояний, что дает возможность учесть особенности каждого перехода и правильно описать спектра излучения плазмы. Формулы для угловых факторов, таблицы и графики для определения коэффициентов аппроксимации приведены в [84,85].

Вероятности спонтанных радиационных переходов $A_z(k) - A_z(j)+h\nu$ с уровня k на уровень j могут быть определены по формулам:

$$A_{kj} = 4.310^{13} \frac{g_j}{g_k} (E_k - E_j)^2 f_{jk}$$

для дипольных переходов, и

$$A_{kj} = 4.810^7 \frac{g_j}{g_k} (E_k - E_j)^2 \frac{Q_2}{2l_0 + 1} F_2(l_0, l_1) z^2$$

для квадрупольных переходов, E_k, E_j – энергии верхнего и нижнего уровней (в кэВ), отсчитываемые от основного состояния, f_{jk} – сила осциллятора при поглощении, Q_2 – угловой фактор, функция F_2 зависит от типа перехода и энергии уровней, таблицы этих величин можно найти в NIST. Необходимые значения сил осцилляторов, вероятностей радиационных переходов и времен жизни уровней брались из NIST Atomic Transition Probability Bibliographic Database. National Institute of Standards and Technology, Gaithersbourg, USA

Для расчета скорости стокновительного возбуждения с уровня j на уровень k $A_z(j)+e - A_z(k)$ применялась формула

$$C_{jk} = 1.610^{-11} \frac{Q}{2l_0 + 1} \left(\frac{1}{|E_k - E_j|} \frac{E_k}{E_j} \right)^{3/2} G(\beta) \exp(-\beta), \quad \beta = \frac{|E_k - E_j|}{T_e}$$

$$G'(\beta) = \begin{cases} A \frac{\beta^{1/2}(1+\beta)^{1/2}}{\beta + \chi'}, & z = 1 \\ A' \frac{\beta^{1/2}(1+\beta)}{\beta + \chi'}, & z > 1 \end{cases}, \Delta S = 0,$$

$$G'(\beta) = \begin{cases} A' \left(\frac{\beta}{1+\beta} \right)^{1/2} \frac{\beta}{\beta + \chi'}, & z = 1 \\ A' \frac{\beta^{3/2}}{\beta + \chi'}, & z > 1 \end{cases}, \Delta S \neq 0$$

где A, χ - параметры аппроксимации, Q - угловой фактор, E_k, E_j - энергии уровней отсчитываются от границы ионизации.

Если сила осциллятора отлична от нуля, расчет C_{jk} может быть проведен по формуле Ван-Режемортера [6,7,10]

$$C_{jk} = 5.110^{-10} \frac{f_{jk} \beta^{1/2} e^{-\beta} P(\beta)}{(E_k - E_j)^{3/2}},$$

Функция $P(\beta)$ затабулирована в [85]

Скорость столкновительного девозбуждения C_{kj} определялась на основании принципа детального равновесия по формуле

$$\frac{C_{jk}}{C_{kj}} = \frac{g_k}{g_j} \exp\left(-\frac{E_k - E_j}{T_e}\right)$$

Суммарная скорость фоторекомбинации $A_{z+1}(k) + e \rightarrow A_z(m) + h\nu$ вычислялась по формуле [50,54]. Скорость диэлектронной рекомбинации определяется формулой из [68].

Формула для скорости ионизации электронным ударом с внешнего уровня k , идущей из оболочки l_0^m , определяется по формуле. Для вычисления распределения частиц по возбужденным уровням при вычислении скорости ионизации в нулевом приближении целесообразно использовать двухуровневую модель, дающую правильные асимптотики и при больших и при малых плотностях. Согласно [23], распределение частиц по возбужденным уровням определяется по формуле

$$\frac{\alpha_k}{\alpha_0} = \frac{g_k}{g_0} \exp\left(-\frac{E_k - E_0}{T_e}\right) \frac{1}{1 + \Gamma_k}, \quad \Gamma_k = \frac{A_k}{C_{k0} N_e}, \quad \alpha_k = \frac{N_z^k}{N_z}, \quad \alpha_0 = \frac{N_z^0}{N_z}$$

Индекс «0» соответствует основному состоянию, индекс « k » - возбужденным состояниям. Для полной вероятности излучательного перехода с уровня « k »

$$A_k = \sum_{j < k} A_{kj}$$

Таким образом, полная скорость ионизации электронным ударом в нулевой итерации равна

$$C_{z \rightarrow z+1}^{ion} = \frac{\sum_k C_{z \rightarrow z+1}^{ion}(k) g_k \exp\left(-\frac{E_k}{T_e}\right) \frac{1}{1 + \Gamma_k}}{\sum_k g_k \exp\left(-\frac{E_k}{T_e}\right) \frac{1}{1 + \Gamma_k}}$$

И на последующих итерациях

$$C_{z \rightarrow z+1}^{ion} = \sum_k C_{z \rightarrow z+1}^{ion}(k) \alpha_{z_k}$$

Скорость тройной рекомбинации определяется по найденной скорости ионизации электронным ударом с использованием принципа детального баланса.

Все вышеперечисленные процессы в разной степени влияют на формирование усиленного спонтанного излучения. Схема, иллюстрирующая формирование УСИ в никелеподобных ионах приведена на рисунке 2.1. Как уже отмечалось, никелеподобные ионы на сегодняшний день являются самыми перспективными для ухода в мягкий рентгеновский диапазон, и ниже в этой главе будут показаны результаты расчетов усиления и пр. для таких ионов.

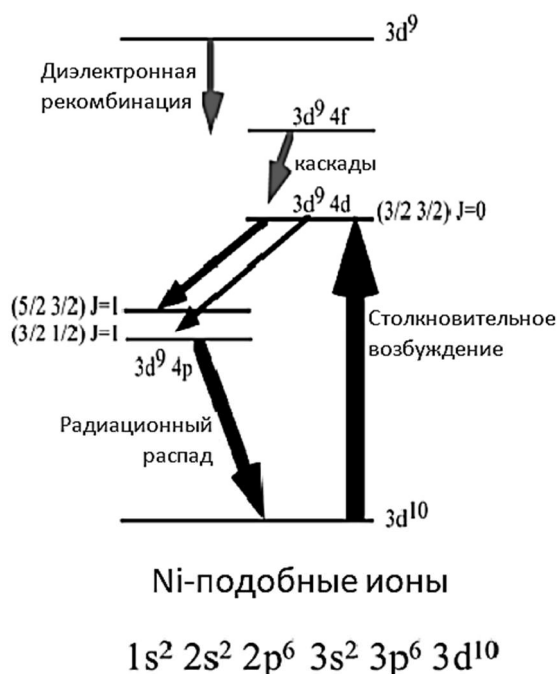


Рисунок 2.1: Схема формирования УСИ для никелеподобных ионов.

2.4. Оценка характерных времен

Выбор между стационарным, квазистационарным и нестационарным приближением для решения столкновительно-излучательной модели может быть обоснован непосредственным сравнением характерных времен в плазме. В данной задаче можно выделить три таких временных масштаба: гидродинамические процессы,

рекомбинационно-ионизационные процессы, процессы перехода электронов между подуровнями. Ниже приведем их оценку.

Оценим характерное время гидродинамических процессов в рассматриваемой плазме. В случае разрядной плазмы для оценки можно использовать альвеновскую скорость, в случае же лазерной плазмы будем использовать скорость звука в плазме (ионно-звуковую скорость).

Альвеновская скорость задается по формуле:

$$v_{alv} \left[\frac{cm}{s} \right] = \frac{2e11 B[Gauss]}{\sqrt{\mu * n_i \left[\frac{1}{cm^3} \right]}}$$

Характерное время процессов тогда можно будет оценить $\tau = r_{pl}/v_{alv}$. Радиус цилиндрического сгустка плазмы r_{pl} ограничим диапазоном 0.1-10мм. Здесь Z – порядковый номер элемента, из которого состоит плазма, μ – его относительная атомная масса, n_i – концентрация ионов(тяжелых частиц) в плазме, в рассматриваемых задачах она варьируется $10^{18-20} \frac{1}{cm^3}$. Магнитное поле возьмем без учета экранировки $B[Tl] = 4 \pi \frac{10^{-7} I[A]}{2 \pi r_{pl}[m]}$, $I = 1 - 150$ кА. Для золота, например, используя формулу выше получаем минимальное время, которое может быть получено в описанных диапазонах, равное 23нс. Однако стоит учитывать, что к моменту, когда ток достигнет 100кА плазма уже будет высоко ионизированной и будет хорошо экранировать магнитное поле, а значит, магнитное поле будет меньше и время больше.

Скорость ионно-звуковых волн задается следующим образом:

$$v_{sound} \left[\frac{cm}{s} \right] = \sqrt{\gamma Z T_e [K] 10^7 / \mu}$$

γ – адиабатическая постоянная, здесь равная 5/3. Для золота с температурой электронов 500эВ при радиусе плазмы 0.1мм получаем минимальное характерное время - 16нс. В основном ионно-звуковая скорость определяется температурой ионов. При рассмотрении плазменного сгустка с радиусом 1 мм, характерные времена увеличатся в десять раз, т.е. станет 160нс.

Таким образом для золота в условиях, близких к тем, что используют при создании рентгеновских источников, характерное время гидродинамических процессов порядка несколько десятков наносекунд.

Продолжим рассмотрение характерных времен для золота. Будем строить графики, и визуально определять, когда наступает стационарное распределение ионов в плазме золота. В таблице 2.1. отметим такие времена «прихода в стационар» τ_{ion} для разных концентраций и температур, а также средний заряд плазмы. На основании таблицы 2.1. можно заметить следующие тенденции: при низких электронных плотностях характерное время ионизационно-рекомбинационного баланса может достигать даже порядка секунды; для наиболее интересных для нас плотностей плазмы характерное время и средний заряд от плотности зависят слабо, в основном определяется значением электронной температуры.

Построим аналогичную таблицу для характерных времен установления распределения электронов на подуровнях τ_{ex} (таблица 2.2.) в зависимости от плотности и температуры электронов. Рассмотрим 37 подуровней никелеподобного золота. Информацию о скорости переходов между подуровнями будет брать из [86]. На входе программы задается, что все электроны находятся в основном состоянии иона. Значения населенностей подуровней для последнего момента времени при нестационарном расчете совпадают (различие меньше 1%) со стационарным расчетом. На рисунке 2.2. проиллюстрирован график изменения концентраций электронов на подуровнях и показано, как выбиралось время прихода в «стационар».

На рассмотренном примере золота, соотношение времен можно записать следующим образом $\tau_p \sim \tau_{ion} \gg \tau_{ex}$. Это означает, что зарядовый состав стоит считать вместе с гидродинамикой, а далее для каждого момента времени брать значение температуры, плотности, процентного содержания ионов рассматриваемой кратности (например, никелеподобных), совершать стационарный расчет поуровневой кинетики. Зарядовый состав допустимо считать в приближении среднего иона.

| $T_e, \text{эВ}$ | $n_e, 1/\text{см}^3$ | $\sim n_0, 1/\text{см}^3$ | τ_{ion} | $\langle Z \rangle_{last}$ |
|------------------|----------------------|---------------------------|--------------|----------------------------|
| 500 | 10^{19} | $2 \cdot 10^{17}$ | 30нс | 32.7 |
| 1000 | 10^{19} | $2 \cdot 10^{17}$ | 70нс | 41.6 |
| 500 | 10^{20} | $2 \cdot 10^{18}$ | 40нс | 32.7 |
| 1000 | 10^{20} | $2 \cdot 10^{18}$ | 60нс | 41.6 |
| 1000 | 10^{20} | $2 \cdot 10^{19}$ | 65нс | 32.7 |
| 2000 | 10^{20} | $2 \cdot 10^{19}$ | 0.3нс | 49.5 |

Таблица 2.1: характерные времена установления зарядового состава плазмы τ_{ion} и средний заряд плазмы для разных условий по температуре и плотности плазмы.

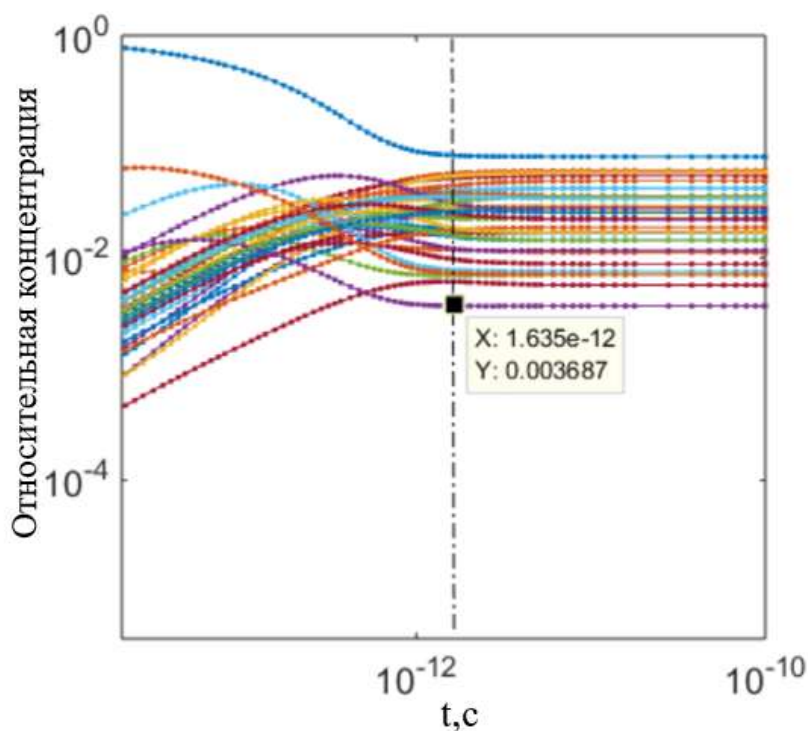


Рисунок 2.2: Относительные концентрации электронов на подуровнях никелеподобного иона золота при температуре электронов 1кэВ и их концентрации 10^{20}см^{-3} .

| $T_e, \text{эВ}$ | $n_e, 1/\text{см}^3$ | времена стационара, с |
|------------------|----------------------|-----------------------|
| 1000 | 10^{20} | $1.6 \cdot 10^{-12}$ |
| 1000 | 10^{21} | $5 \cdot 10^{-13}$ |
| 500 | 10^{21} | $2 \cdot 10^{-14}$ |
| 1000 | 10^{22} | $2 \cdot 10^{-15}$ |
| 500 | 10^{22} | $4 \cdot 10^{-14}$ |
| 1000 | 10^{23} | $1 \cdot 10^{-14}$ |

Таблица 2.2: характерные времена установления распределения электронов на подуровнях никелеподобного золота τ_{ex} для разных условий по температуре и плотности плазмы.

2.5. Границы областей локального термодинамического и коронального равновесия

Для решения задач, направленных на создание когерентных ЭУФ источников, наибольший интерес представляют термодинамически неравновесные состояния высокоионизованной плазмы. Область таких состояний ограничена с одной стороны условиями коронального равновесия (в малоплотной плазме) и условиями локального термодинамического равновесия (в плотной и сравнительно холодной плазме). Рассмотрим условия, при которых плазма находится в состоянии локального термодинамического или коронального равновесия.

Для перехода к полному ЛТР в стационарной однородной плазме необходимо, что для резонансного перехода из первого возбужденного в основное состояние скорость столкновительного заселения основного уровня была на порядок больше скорости его радиационного заселения. В этом случае реальные значения населенностей уровней будут отличаться от населенностей, определяемых в равновесии распределением Больцмана, не более, чем на 10% и условие перехода в ЛТР можно записать в виде

$$N_e \geq 9 \cdot 10^{17} \left(\frac{E_2^z}{I_H} \right)^3 \left(\frac{T_e}{I_H} \right)^{1/2}$$

Где E_2^z - энергия первого возбужденного состояния ($E_1^z = 0$) рассматриваемого иона, I_H - потенциал ионизации атома водорода.

Согласно [6], переход к корональному равновесию происходит при условии

$$N_e \leq 1.4 \cdot 10^{14} z^7 \left(\frac{T_e}{I_H} \right)^4 \left(\frac{z^2 \cdot I_H}{I_z} \right)^{1/2}$$

Приведем оценки применения моделей на примере никелеподобного золота. При температуре несколько кэВ наступает при концентрации электронов:

$$N_e > 9 \cdot 10^{17} \left(\frac{I}{Ry} \right)^3 \left(\frac{T}{Ry} \right)^{0.5} = 7 \cdot 10^{25} \text{ 1/см}^3,$$

где $T=1\text{кэВ}$, I -потенциал ионизации никелеподобного золота 2870эВ . А согласно критерию корональное равновесия, действует при концентрациях:

$$N_e < 4 \cdot 10^{14} \left(\frac{T}{Ry} \right)^4 \left(\frac{Ry}{I_{z-1}} \right)^{0.5} = 8 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{см}^3}$$

Так как данные значения зависят от температуры, можно построить график зависимости допустимого для СИМ-модели диапазона в зависимости от температуры (рисунок 2.3.)

Отношение скорости фоторекомбинации к скорости тройной рекомбинации $\gamma = \frac{R}{N_e \cdot C^{th,b}}$ может также проиллюстрировать границы областей состояний.. Фактор $\gamma = 1$ определяет условную границу перехода от локального термодинамического равновесия ($\gamma \ll 1$) к корональному равновесию ($\gamma \gg 1$). Условно можно считать, что ЛТР наступает при выполнении условия $\gamma < 0.01$, а корональное равновесие – при $\gamma > 100$. Интересующая нас область состояний плазмы заключена между.

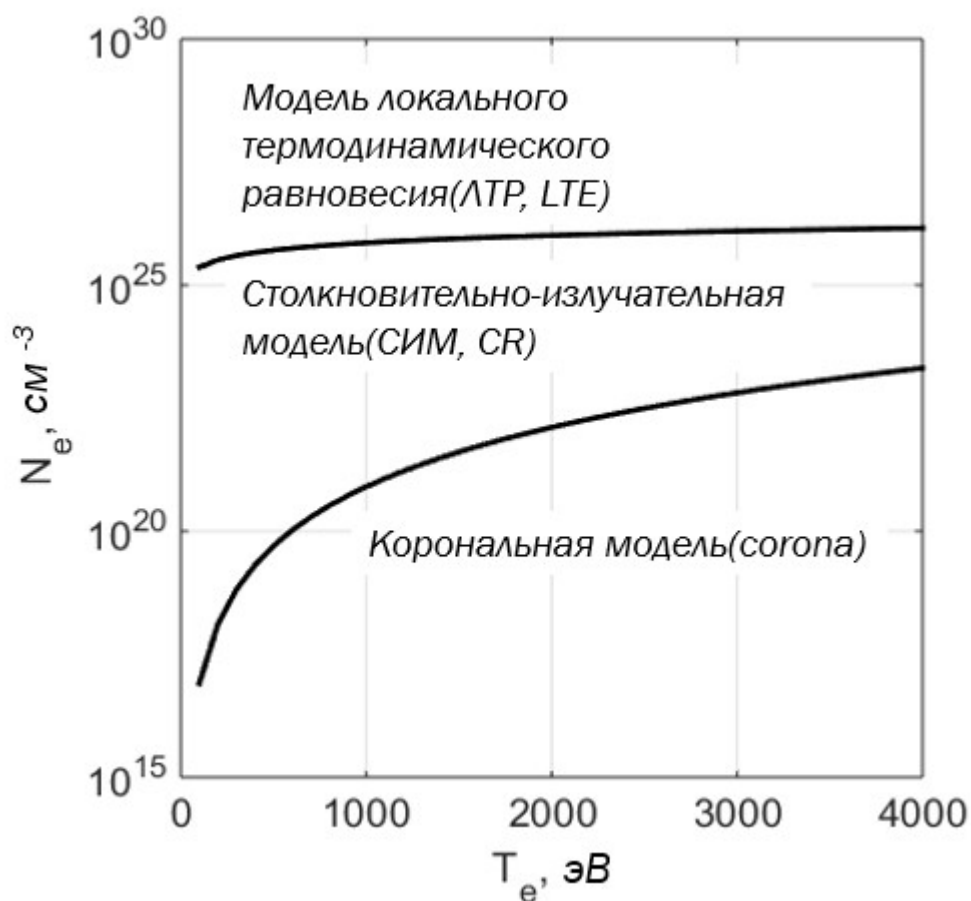


Рисунок 2.3: Границы применимости моделей описания плазмы для Ni-подобного Au в зависимости от электронной плотности (N_e) и температуры плазмы (T_e):

2.6. Расчеты ионизационного состава плазмы. Вычисление среднего заряда ионов

В квазистационарном приближении зарядовый состав рассчитывается из системы дифференциальных уравнений по времени. На рисунках 2.4. и 2.5. показаны результаты такого расчета для нескольких ионов вольфрама и алюминия, доленое содержание ионов разной кратности в плазме вольфрама и алюминия для фиксированной температуры, и плотности электронов.

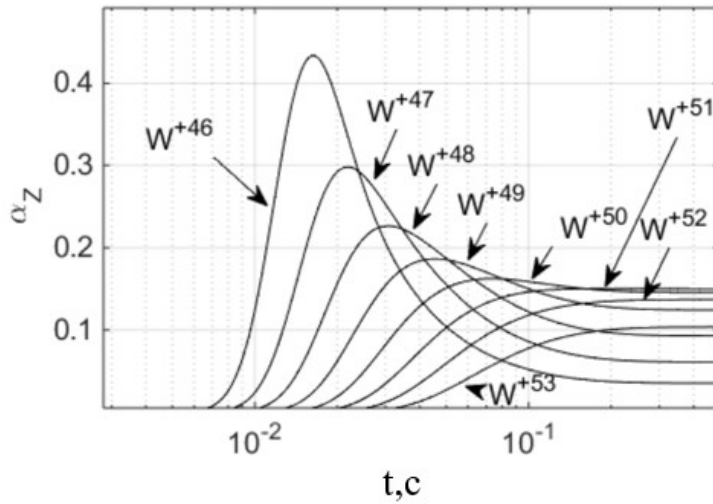


Рисунок 2.4. Доля ионов вольфрама W разной кратности {+46..+53} в плазме при постоянной температуре электронов $T_e=4\text{кэВ}$ и плотности электронов $N_e=10^{14}\text{ см}^{-3}$ с течением времени.

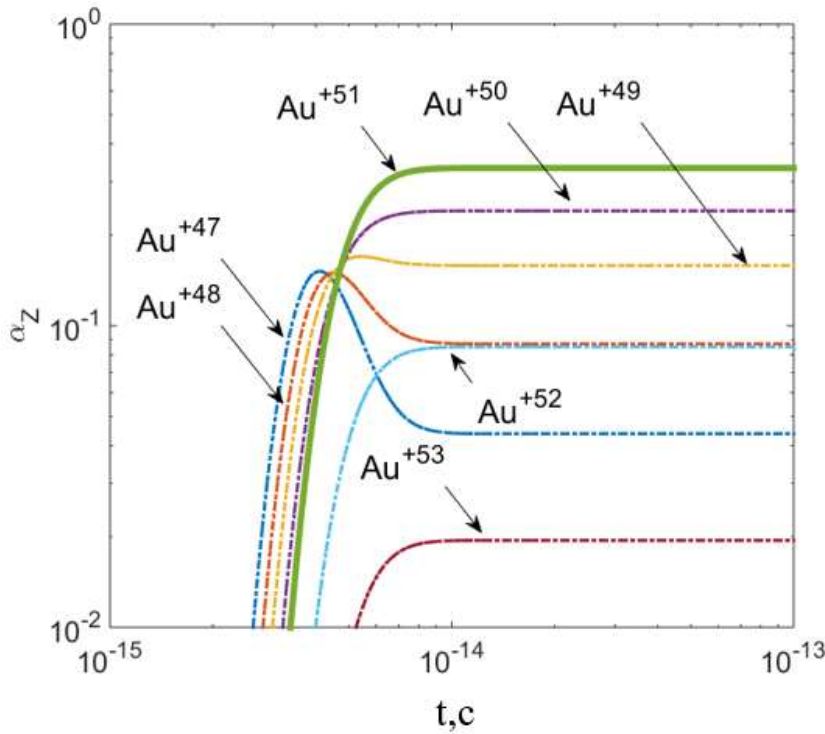


Рисунок 2.5: Доля ионов золота Au разной кратности {+47..+53} в плазме при постоянной температуре электронов $T_e=6\text{кэВ}$ и плотности электронов $N_e=10^{24}\text{ см}^{-3}$ с течением времени.

В стационарном приближении зарядовый состав плазмы может быть определен аналитически по формулам:

$$\alpha_{z_0} = \left\{ \sum_{k=1}^{z_0+1} \left(\prod_{i=\text{mix}(k,z_0)}^{\text{max}(k,z_0)-1} \Phi_i \right) \right\}, \alpha_z = \alpha_{z_0} \left(\prod_{\text{min}(z,z_0)}^{\text{max}(z,z_0)-1} \Phi_z \right)^{\text{sign}(z-z_0)}, \Phi_z = \frac{\alpha_{z+1}}{\alpha_z}$$

где z_0 – индекс иона, имеющего максимальную концентрацию.

Для верификации результатов расчетов проведено их сравнение с аналогичными результатами других авторов [3,55,70]. Согласие между ними удовлетворительное или достаточно хорошее. Вот некоторые из них. На рисунке 2.6. приведены графики для доли содержания ионов серы в плазме при постоянной температуре 80эВ и плотности $5e18 \text{ см}^{-3}$ электронов, полученные в рамках описанной модели и из статьи [59]. На рисунке 2.7. приведены доли содержания ионов азота в плазме при разной постоянной температуре электронов и плотности плазмы $N_0=10^{18} \text{ см}^{-3}$, соотнесенные для сравнения с результатами статьи [88].

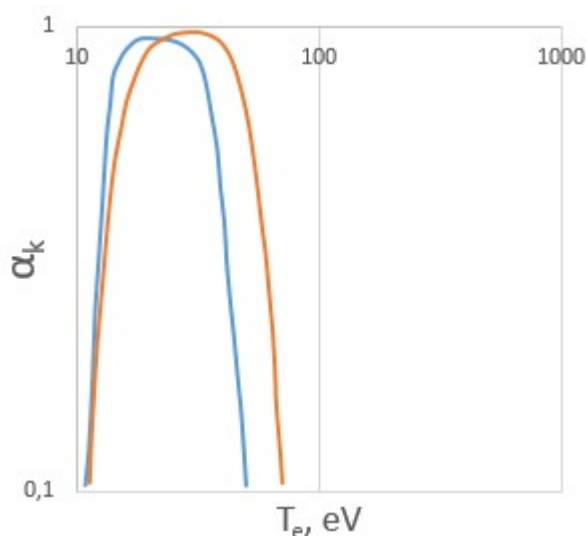


Рисунок 2.6: Доля содержания неоноподобных ионов серы в плазме при постоянной температуре электронов $T_e=80\text{эВ}$ и плотности $N_e=5e18 \text{ см}^{-3}$.

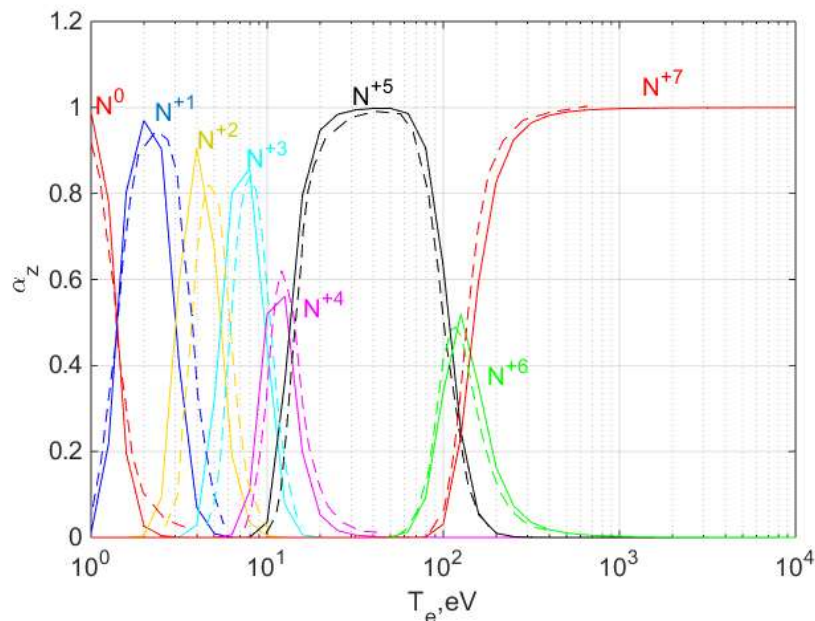


Рисунок 2.7. Доли содержания ионов азота в плазме при разной постоянной температуре электронов и плотности плазмы $N_0=10^{18} \text{ см}^{-3}$. Пунктирные графики – из статьи[88],сплошные – наш расчет.

В нестационарном случае изменение во времени среднего заряда ионов может быть рассчитана приближенно по модели [26]

$$\frac{d\bar{z}}{dt} = \bar{z} \cdot (C^{ion} - R - C^{th.b}),$$

В которой скорости процессов определяются по формулам:

$$C^{ion} = 10^{-5} \frac{\sqrt{T_e/I_z}}{I_z^{1.5}(6+T_e/I_z)} \exp\left(-\frac{I_z}{T_e}\right) \quad C^{th,b} = C_z^{r.ph} + C_z^{r.3}$$

$$R = N_e * 8.75 * 10^{-27} T_e^{-4.5} + 5.2 * 10^{-14} Z \sqrt{\frac{I_z}{T_e}} \left[0.43 + 0.5 \ln\left(\frac{I_z}{T_e}\right) + 0.469 \left(\frac{I_z}{T_e}\right)^{-1/3} \right],$$

см³/с

В стационарном случае и при отсутствии фоторекомбинации эта модель соответствует известной модели Ю.П. Райзера [35] с точностью до определения среднего потенциала ионизации.

Еще одна упрощенная модель, применявшаяся в наших расчетах динамики плазмы, - это модель трех ионов, основанная на предположении, что в плазме присутствуют, главным образом, ионы трех кратностей: $\mu-1$, μ , $\mu+1$; где μ – заряд среднего из трех присутствующих ионов

Доли учитываемых трех ионов связаны соотношениями [25]:

$$\alpha_{\mu-1} = 0.5(- (1 + 2\mu)\bar{Z} + \bar{Z}^2 + \mu(\mu + 1))$$

$$\alpha_{\mu} = 2\mu\bar{Z} - \bar{Z}^2 - (\mu + 1)(\mu - 1)$$

$$\alpha_{\mu+1} = 0.5((1 - 2\mu)\bar{Z} + \bar{Z}^2 + \mu(\mu - 1))$$

Описанные выше упрощенные модели расчета нестационарной ионизации применялись в дальнейшем для численного моделирования гидродинамики лазерной плазмы и плазмы, создаваемой в капиллярном разряде.

Результаты расчетов содержания ионов разной кратности в плазме вольфрама, проведенные с использованием различных моделей, взятые из работы [89], показывают, что не для всех существующих моделей для расчета поуровневой кинетики (среди них CRETIN, CRETINL, FLYCHK) хорошо работает приближение трех ионов. Поэтому, стоит отметить, что для ионов с достаточно большим зарядом 3х ионное приближение уже будет работать не всегда, хотя распределение ионов все можно будет назвать узким. Аналогичные графики для вольфрама, получаемые с помощью нашей модели, приведены на рисунке 2.8.

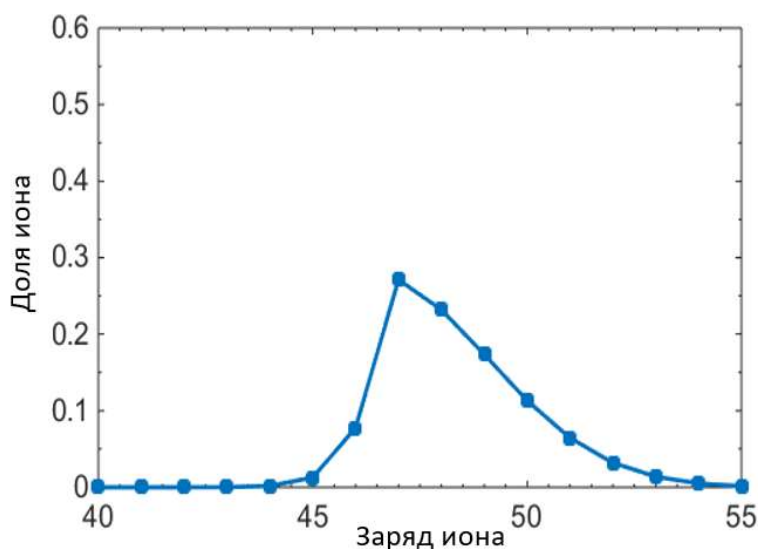


Рисунок 2.8..Доля ионов вольфрама W разной кратности в плазме при постоянной температуре электронов $T_e=4\text{кэВ}$ и плотности электронов $N_e=10^{14}\text{ см}^{-3}$, – наш расчет.

2.7. Характеристики собственного излучения оптически тонкой плазмы

В рассматриваемых в данной работе задачах излучение играет важную роль в переносе энергии и тем самым оказывает существенное влияние на гидродинамические характеристики плазмы. Причём, необходимо учитывать охлаждение плазмы за счет ее собственного излучения и в сплошном и в линейчатом спектрах. При этом, как правило, собственное излучение плазмы не является равновесным.

Для вычисления сечений непрерывного поглощения обычно применяется модель Хартри-Фока-Слэтера, метод квантового дефекта и квазиклассические выражения Крамерса с поправками Гаунта. При рассмотрении спектральных линий чаще всего учитывается ударное уширение и тепловой эффект Доплера

Корректное вычисление спектральных оптических коэффициентов плазмы по приведенным выше формулам требует больших массивов информации по энергиям и распределению сил осцилляторов электронных переходов, знаний профилей спектральных линий. Использование такой информации в расчётах приводит к большим вычислительным затратам. Но при этом возможность учёта всех физических механизмов, определяющих оптические характеристики плазмы, на сегодняшний день остаётся все ещё проблематичным. Тем не менее проблема переноса излучения в плазме в целом ряде случаев может быть значительно упрощена путём использования приближенных моделей. Будем рассматривать случай оптически тонкой плазмы, когда длина пробега фотона больше

характерного размера плазмы. При размерах плазмы, много меньших длины свободного пробега фотонов, выполняется соотношение $I_{z \rightarrow z+1}^{Ph} \ll C_{z \rightarrow z+1}^{ion} N_e$. Для усреднённых по Планку пробегов фотоном в сплошном спектре получены простые формулы [73]

$$l_{Pl} = 1.1 \cdot 10^{23} \cdot \frac{T^{7/2}}{N^2 \cdot \bar{z} \cdot (1 + \bar{z})^2 \cdot x}, \quad x = \ln \left(A \cdot \frac{T^{3/2}}{z \cdot N} \right), \quad A = 2 \left(2\pi \frac{m_e \cdot k}{h^2} \right)^{3/2}$$

На рисунке 2.9. приведены зависимости длины пробега фотона от температуры при различных заданных значениях плотности, проведённые по приближенной модели ; они дают представление о размерах оптически тонкой (прозрачной) плазмы для излучения в сплошном спектре и показывают, что для излучения в сплошном излучении рассматриваемая нами плазма по большому счету может считаться прозрачной (тонкой). Действительно, радиус плазмы, который мы рассматриваем в данной работе меньше 1 см, рассматриваемые температуры $>10\text{эВ}$ – из графиков видно, что значение длины свободного пробега в этой области больше радиуса плазмы и излучение будет уходить за ее пределы.

Для оптически тонкой плазмы интенсивность излучения может быть вычислена по формуле [91-93]:

$$Q_r = N_e \cdot \sum_z N_z L_z(T_e)$$

Относительная интенсивность излучения $L_z(T_e)$ складывается из тормозного и рекомбинационного излучений в непрерывном спектре и излучения в линиях. Причем линий в спектре, как правило, бывает много, а вычисление интенсивности излучения в линиях является излишне громоздким.

При свободно – свободных переходах для тормозного излучения иона с зарядом z имеем аппроксимационную формулу [94,95]

$$L_{br}^z = 1.69 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{T_e} \cdot z^2$$

Для рекомбинационного излучения плазмы вследствие свободно – связанных переходов :

$$L_r^z = 1.69 \cdot 10^{-2} \cdot \sqrt{T_e} \cdot z^2 \cdot \left(\frac{E_{ion}^{z-1}}{T_e} \right),$$

На рисунке 2.10. приведены результаты расчётов зависимости мощности тормозного излучения плазмы, рекомбинационного и линейчатого излучения плазмы от температуры для плотности $N_i=10^{19}\text{см}^{-1}$. Видно, что самый большой вклад оказывает линейчатое излучение, поэтому потери на него при расчете охлаждения плазмы очень важны. На

рисунке 2.11. же приведены результаты расчётов зависимости мощности линейчатого излучения для разных плотностей плазмы. С увеличением температуры эта мощность убывает. Результаты таких расчётов достаточно хорошо согласуются с аналогичными результатами в сплошном спектре.

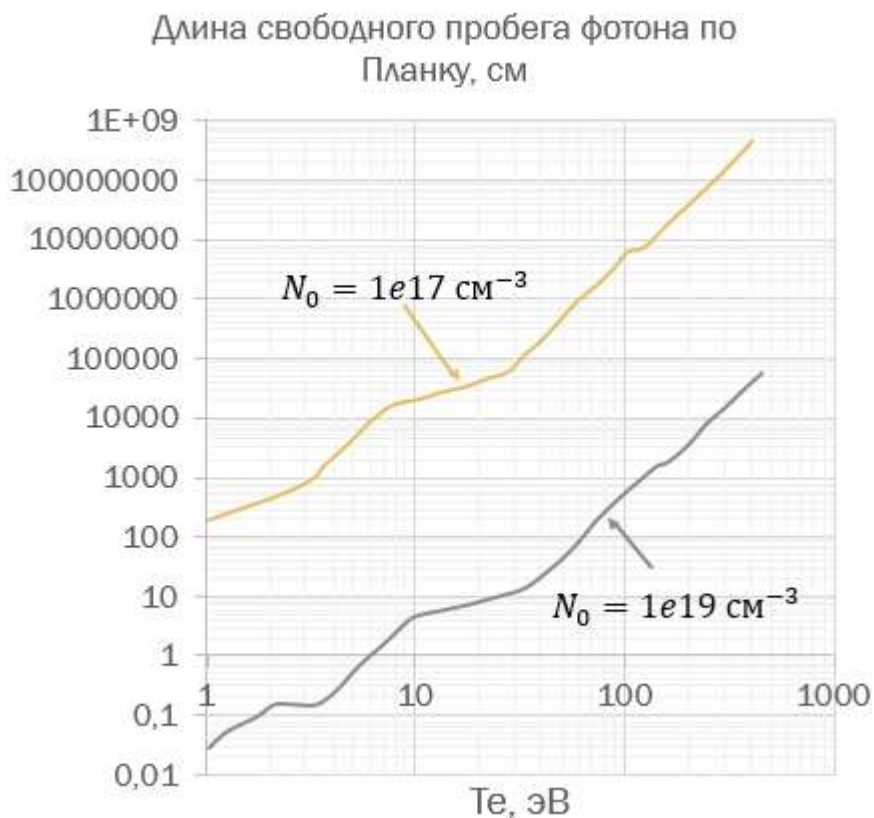


Рисунок 2.9. Зависимость длины свободного пробега по Планку от температуры электронов для разных плотностей плазмы.

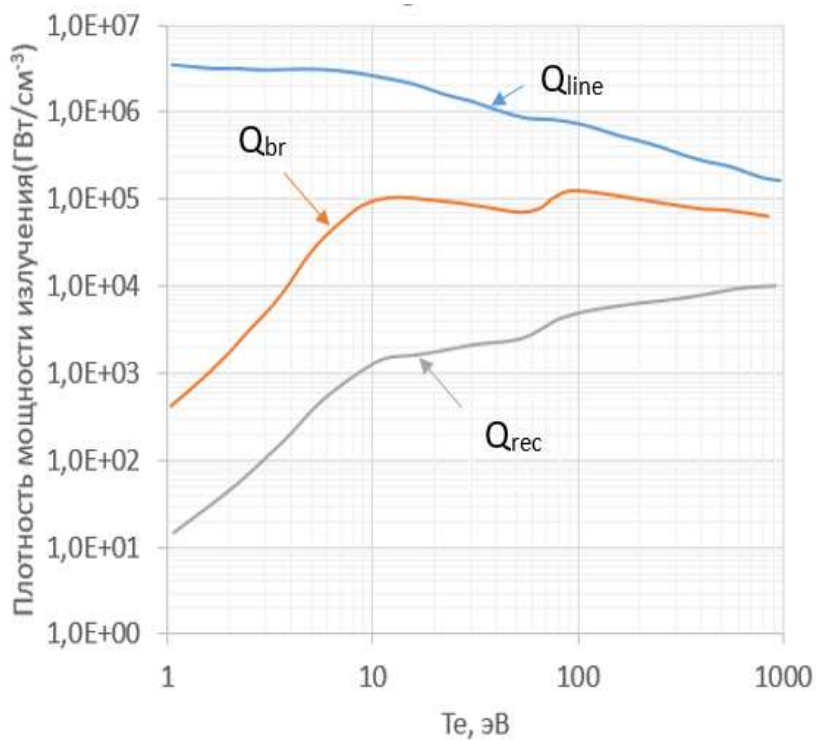


Рисунок 2.10. Плотность мощности излучения от температуры электронов для алюминия, где линейчатое излучение – Q_{line} , сплошное тормозное и рекомбинационное – Q_b и Q_r .

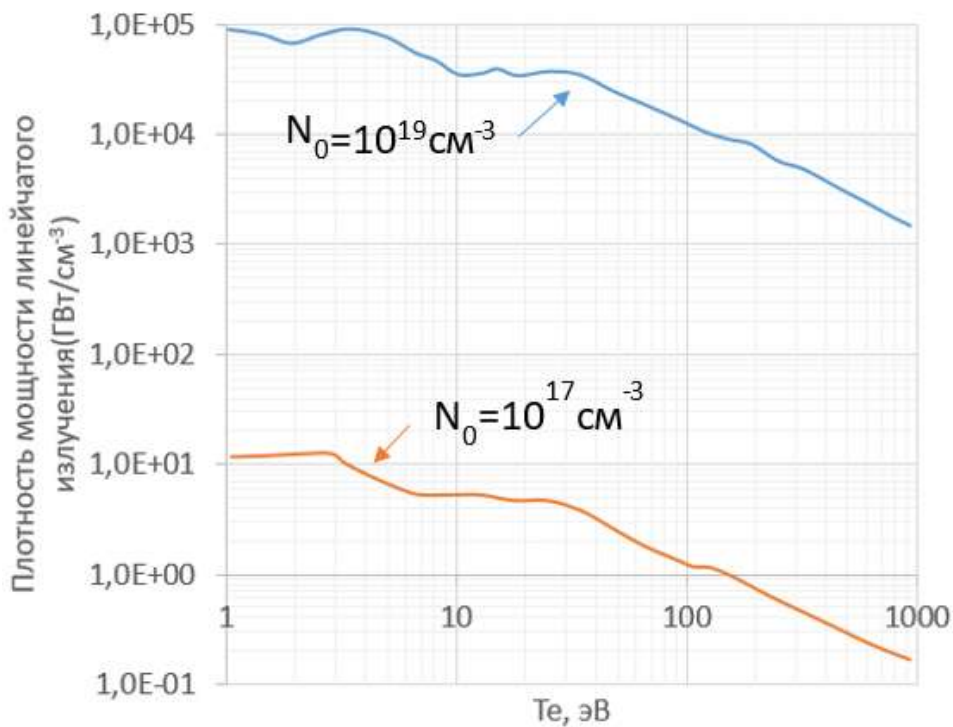


Рисунок 2.11. Плотность мощности линейчатого излучения от температуры электронов для алюминия.

В наших задачах температура электронов составляет десятки и сотни электронвольт. В этом температурном диапазоне значительную роль играет линейчатое излучение. Причем для излучения в линиях оптическая толщина плазмы меньше, чем для континуума, на несколько порядков. Для его корректного расчёта необходим детальный перебор всех линий, что является чрезвычайно громоздкой задачей. Тем не менее, наличие большого числа перекрывающихся линий и необходимость расчёта лишь усреднённых длин пробега фотонов снижает требования к детализации исходных оптических характеристик плазмы, и делает вполне адекватным их модельные описания, рассмотренные ниже.

Принято считать, что в оптически тонкой плазме населённость возбуждённых уровней мала по сравнению с населённостью основного состояния. Процесс излучения происходит следующим образом. Ион переходит в возбуждённое состояние электронным ударом и излучает фотон с энергией, равной энергии перехода. Поэтому интенсивность излучения в линии определяется как скорость возбуждения электронным ударом из основного состояния, умноженная на энергию перехода.

Ниже приведены упрощённые выражения для расчёта интенсивностей излучения отдельных ионов в оптически тонкой плазме. Они основаны на процедуре объединения многочисленных линий в несколько групп с эффективными силами осцилляторов f_z^{jk} и энергиями переходов E_z^{jk} [78].

Для переходов без изменения главного квантового числа ($\Delta n = n_1 - n_0 = 0$, где n_0 и n_1 - главные квантовые числа начального и конечного состояний) интенсивность излучения в рассматриваемой линии может быть определена по формулам [29,33]

$$L_z^j = 2.5 \cdot 10^{-17} \cdot \frac{f_z^{0j}}{\sqrt{T_e}} \cdot A_1^z(E_z^{0j})$$

$$A_1^z(E_z^{0j}) = \begin{cases} 0.06 \cdot \frac{\sqrt{\frac{E_z^{0j}}{T_e}}}{1 + \frac{E_z^{0j}}{T_e}} \cdot \exp\left(-\frac{E_z^{0j}}{T_e}\right) + 0.276 \cdot E_1\left(\frac{E_z^{0j}}{T_e}\right), & z = 0 \\ a_n \cdot \exp\left(-\frac{E_z^{0j}}{T_e}\right) + 0.276 \cdot E_1\left(\frac{E_z^{0j}}{T_e}\right), & z \neq 0. \end{cases}$$

При оценках излучения в линиях для оптически тонкой плазмы необходимо учитывать следующие обстоятельства. Фотон, излученный ионом в результате

радиационного распада возбужденного состояния, является резонансным для иона с тем же зарядом. Длина его пробега до поглощения, вообще говоря, может быть как меньше $k_z^j \cdot l \leq 1$, так и больше $k_z^j \cdot l > 1$ характерного размера облака ионов данного сорта. В результате блуждания фотон может оказаться достаточно близко к краю облака, и при очередном радиационном распаде он покинет это облако. Кроме того, в результате изменения длины волны, например, вследствие эффекта Доплера, фотон может выйдет из состояния резонанса и также покинет облако. Возбуждение может быть погашено электронным ударом, при этом энергия фотона присоединится к электронному континууму.

Обратная длина пробега фотона определяется формулой [96]

$$k_z^j = \frac{N_z (\lambda_z^j)^2}{4\pi} \cdot \frac{1}{1 + \Gamma/\gamma}$$

Здесь λ_z^j длина волны фотона, Γ/γ отношение «внешней» ширины линии к естественной. Для случая доплеровского уширения линии имеем:

$$k_z^j = \frac{N_z (\lambda_z^j)^2}{4\pi} \frac{1}{1 + 1.11 \cdot 10^{10} \cdot E_z^{0j} \cdot \sqrt{\frac{m_p}{M}} \cdot T_e / v_z^j}$$

где v_z^j обратное время естественного радиационного распада возбужденного состояния, m_p - масса протона.

После определения концентраций ионов с зарядом z на уровнях «i» и «k» можно определить инверсию населенностей:

$$\Delta N = \left(N_u - N_l \frac{g_u}{g_l} \right) \alpha_k N_0 \quad (2.16 \text{ б})$$

и коэффициент усиления на рассматриваемом переходе

$$g_{ik} = \frac{1}{4} \lambda_{ik}^2 \cdot A_{ik} \cdot \Delta N_{ik} \cdot f(\omega)$$

где λ_{ik}, A_{ik} - длина волны и вероятность перехода $i \rightarrow k$ соответственно g_i, g_k - статистические веса уровней i и k , $f(\omega)$ - функция, определяющая характер уширения линии. Характер уширения линии в высокотемпературной плазме многозарядных ионов определяется в наших задачах чаще всего доплеровским механизмом, для которого профиль линии выглядит:

$$f(\omega) = \frac{\exp\left[-\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega_D}\right]}{\sqrt{\pi} \cdot \Delta\omega_D}$$

Эта формула справедлива при $\Delta\omega_D > \Delta\omega_{y0}$, где

$$\omega_{y0} = \left(\sum_i N_e \langle v\omega_{ij} \rangle \right)^{-1} + \left(\sum_j N_e \langle v\omega_{ij} \rangle \right)^{-1}$$

В дальнейшем рассматривается усиление в центре линии при $\omega - \omega_0 = 0$.

В наших задачах температура электронов составляет десятки и сотни электронвольт. В этом температурном диапазоне значительную роль играет линейчатое излучение. Причем для излучения в линиях оптическая толщина плазмы меньше, чем для континуума, на несколько порядков. Для его корректного расчёта необходим детальный перебор всех линий, что является чрезвычайно громоздкой задачей. Тем не менее, наличие большого числа перекрывающихся линий и необходимость расчёта лишь усреднённых длин пробега фотонов снижает требования к детализации исходных оптических характеристик плазмы, и делает вполне адекватным их модельные описания, рассмотренные ниже.

Принято считать, что в оптически тонкой плазме населённость возбуждённых уровней мала по сравнению с населённостью основного состояния. Процесс излучения происходит следующим образом. Ион переходит в возбуждённое состояние электронным ударом и излучает фотон с энергией, равной энергии перехода. Поэтому интенсивность излучения в линии определяется как скорость возбуждения электронным ударом из основного состояния, умноженная на энергию перехода.

**

Рассмотрим пример расчета усиления в стационарной однородной плазме для никелеподобного алюминия. Согласно расчетам наиболее заметные усиления в интересующем нас диапазоне $1 < \lambda \leq 10$ нм замечены на переходах $4d \rightarrow 4p$ с длинами волн 3.5, 4.1, 5.8 нм. На рис. 2.9а изображён поверхностный график коэффициента усиления на переходе $4d \rightarrow 4p$ (3.5 нм) Ni-подобного иона золота Au^{+51} для различных значениях температуры и плотности электронов. Результаты достаточно хорошо согласуются с результатами работы [80].

Согласно рисунку 2.12. максимальный коэффициент усиления без учета коэффициента ускользания для никелеподобных ионов золота при $N_e \sim 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$ и $T_e \sim 1 \text{keV}$

достигает примерно $G \sim 40 \text{ см}^{-1}$. Однако стоит помнить, что плазма, в зависимости от своих размеров может считаться оптически толстой или тонкой. По отношению к своему собственному сплошному излучению ее мы считаем тонкой, но вот по отношению к линейчатому – нет. И эффект реарбсорбции будет учитываться за счет коэффициента ускользания.

Рассмотрим, как изменится коэффициент усиления для разных размеров плазменного сгустка (размером здесь считаем диаметр цилиндрического сгустка) и контуре линий. Стоит отметить, что выбор контура линии, необходимый для расчета коэффициента ускользания, является неоднозначным и, строго говоря, может быть разным для разных электронных переходов. Лоренцевский контур может быть связан с естественным уширением, присутствующим всегда в силу конечного времени жизни возбужденного атома/иона, а также с соударением тяжелых частиц с электронами. Хольцмаровский профиль обычно обусловлен соударением тяжелых частиц между собой. Лоренцевский профиль связан с движением тяжелых частиц. В нашей модели мы проверяем все три контура. С одной стороны, согласно [10], при тех условиях в плазме, которые наиболее желательны для рентгеновского лазера, столкновительное уширение с таким лоренцевым профилем обычно не является столь важным, как доплеровское уширение. С другой стороны, считается, что при давлениях $P < 1 \text{ атм.}$ в качестве контура используют доплеровский контур, в противном случае – лоренцевский. Тогда оценим давления при температуре ионов $10\text{-}1000 \text{ эВ}$, концентрации тяжелых частиц $10^{18\text{-}22} \text{ см}^{-3}$. Тогда минимальное давление по формуле идеального газа: $p = nkT > 10^{18} \left[\frac{1}{\text{см}^3} \right] 1.38e - 23 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{К}} \right] 10[\text{эВ}] \approx 1e6[\text{Па}] = 10[\text{атм}]$. Согласно этой оценке предпочтение в выборе стоит сделать в пользу лоренцевского контура.

Коэффициент усиления с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 0.01 см при доплеровском уширении достигает максимальной величины $G \sim 1,2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ при плотности $N_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и электронной температуре $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ (рисунок 2.13.). Для лоренцевского контура максимальный коэффициент будет несколько больше, $G \sim 0,14 \frac{1}{\text{см}}$ (рисунок 2.14.). Для размеров плазмы 0.001 см (10 мкм) при лоренцевском уширении коэффициент достигает значений $G \sim 1,23 \text{ см}^{-1}$ при условиях $N_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ (рисунок 2.15.).

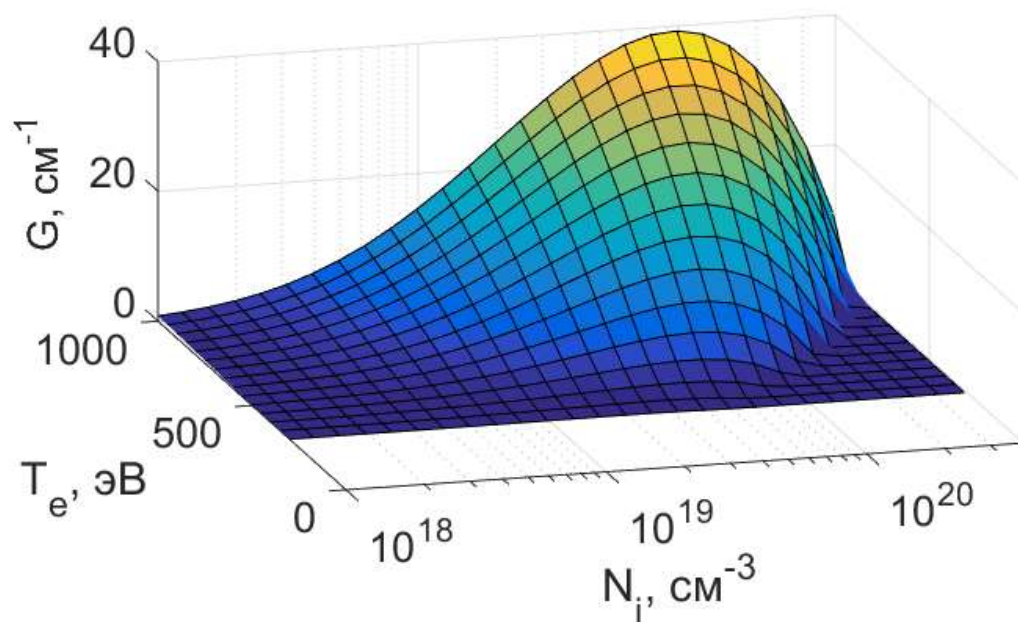


Рисунок 2.12. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии в среде Au^{+51} на переходе $4d \rightarrow 4p$ (3.5нм) от температуры электронов и плотности тяжелых частиц

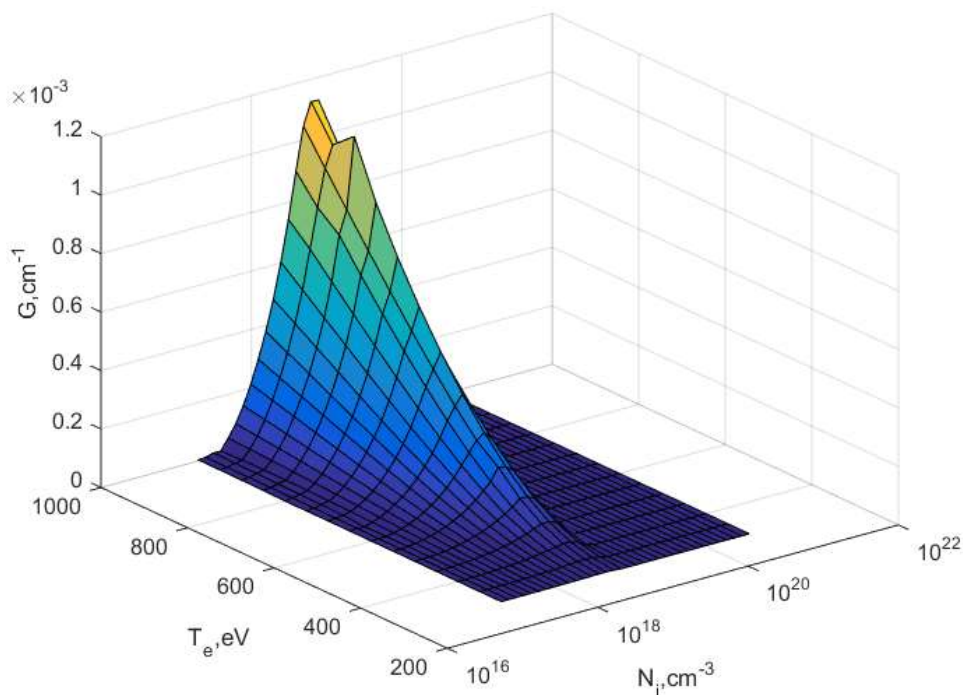


Рисунок 1.13. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии в среде Au^{+51} на переходе $4d \rightarrow 4p$ (3.5нм) от температуры электронов и плотности тяжелых частиц с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 0.01см при доплеровском уширении.

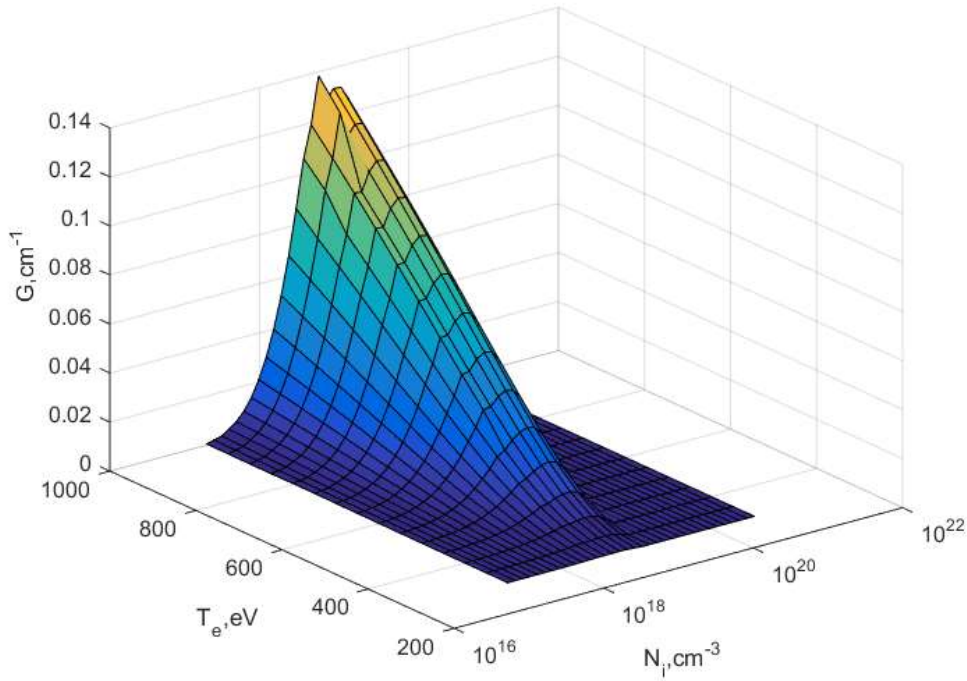


Рисунок 2.14. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии в среде Au^{+51} на переходе $4d \rightarrow 4p$ (3.5нм) от температуры электронов и плотности тяжелых частиц с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 0.01см при лоренцевском уширении.

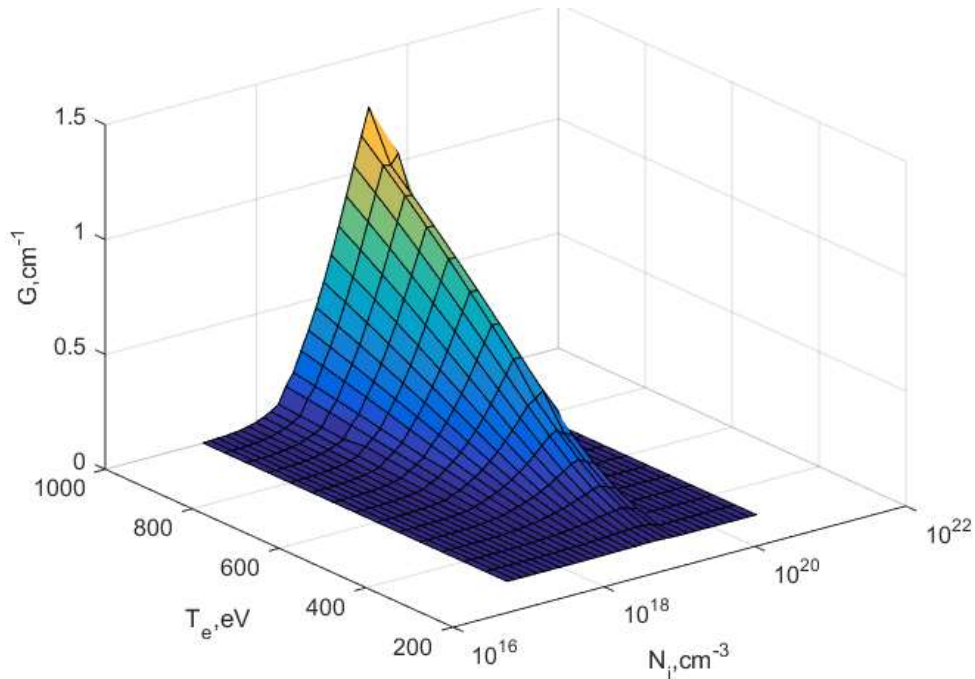


Рисунок 2.15. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии в среде Au^{+51} на переходе $4d \rightarrow 4p$ (3.5нм) от температуры электронов и плотности тяжелых частиц с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 0.001см (10мкм) при лоренцевском уширении.

Построим для неодима аналогичные поверхностные графики для коэффициента усиления с и без учета эффекта ускользания. Рассматривать будет переход с длиной волны 7,5нм. Максимальный коэффициент $G \sim 18 \text{ см}^{-1}$ достигается при условиях $N_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и

$T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ в предположении оптически тонкой плазмы (рисунок 2.16.). Для размеров плазмы 0.01 см при доплеровском уширении максимальный возможный коэффициент уже уменьшится до $G \sim 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$, наблюдаться он будет при $N_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ (рисунок 2.17), при лоренцевском уширении - $G \sim 0,05 \text{ см}^{-1}$ (рисунок 2.18). Если размеры плазмы уменьшить до 10^{-4} см (1 мкм) при лоренцевском уширении максимальный коэффициент будет $G \sim 1 \text{ см}^{-1}$ при $N_e \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ (рисунок 2.19.).

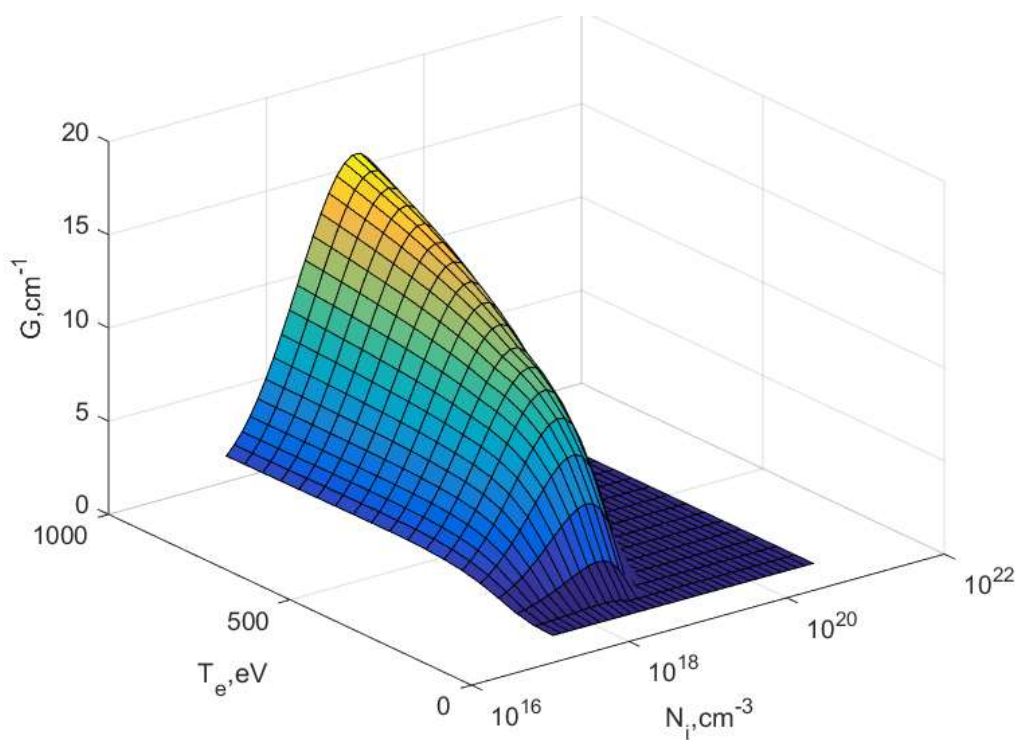


Рисунок 2.16. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии с длиной волны $7,5 \text{ нм}$ в среде плазмы никелеподобного неодима Nd^{+32} без учета коэффициента ускользания.

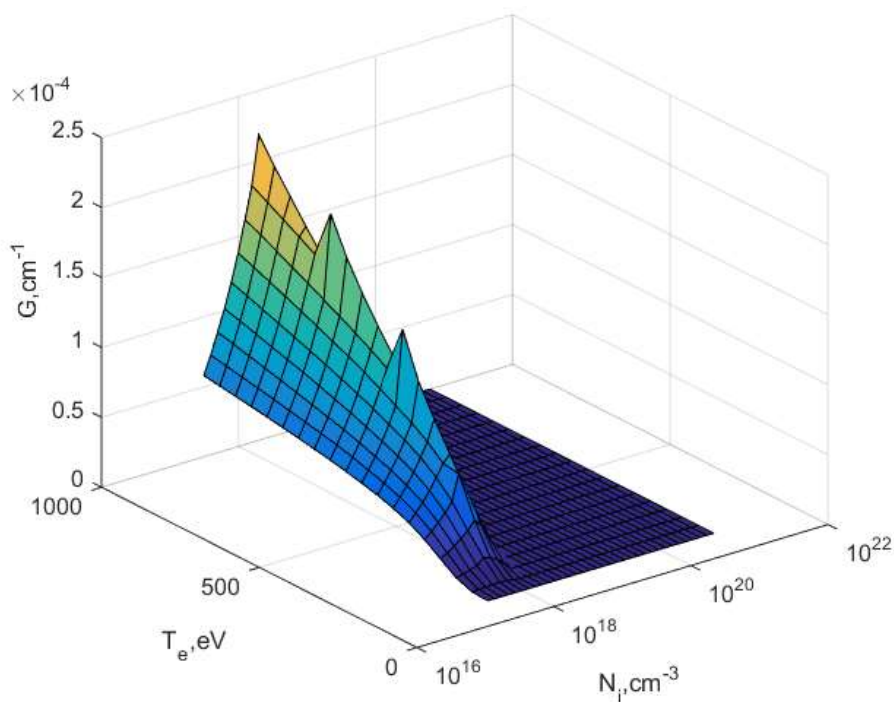


Рис.2.17. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии с длиной волны 7,5нм в среде плазмы никелеподобного неодима Nd^{+32} при доплеровском уширении с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 0.01см

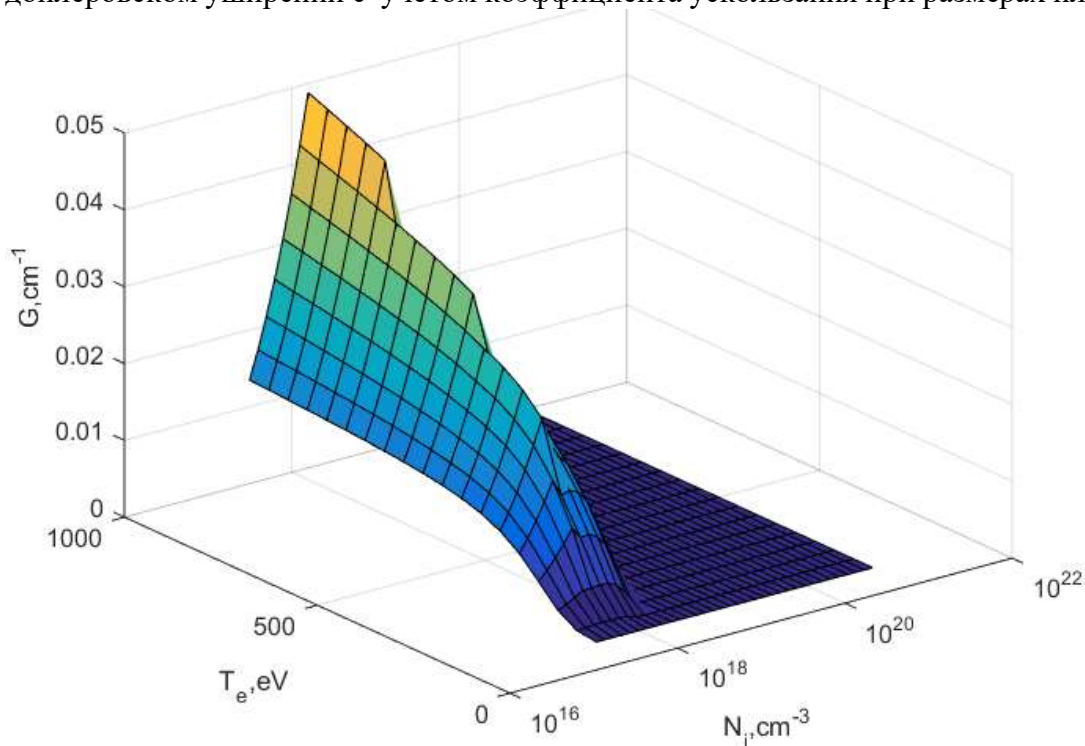


Рис.2.18. Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии с длиной волны 7,5нм в среде плазмы никелеподобного неодима Nd^{+32} при лоренцевском уширении с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 0.01см

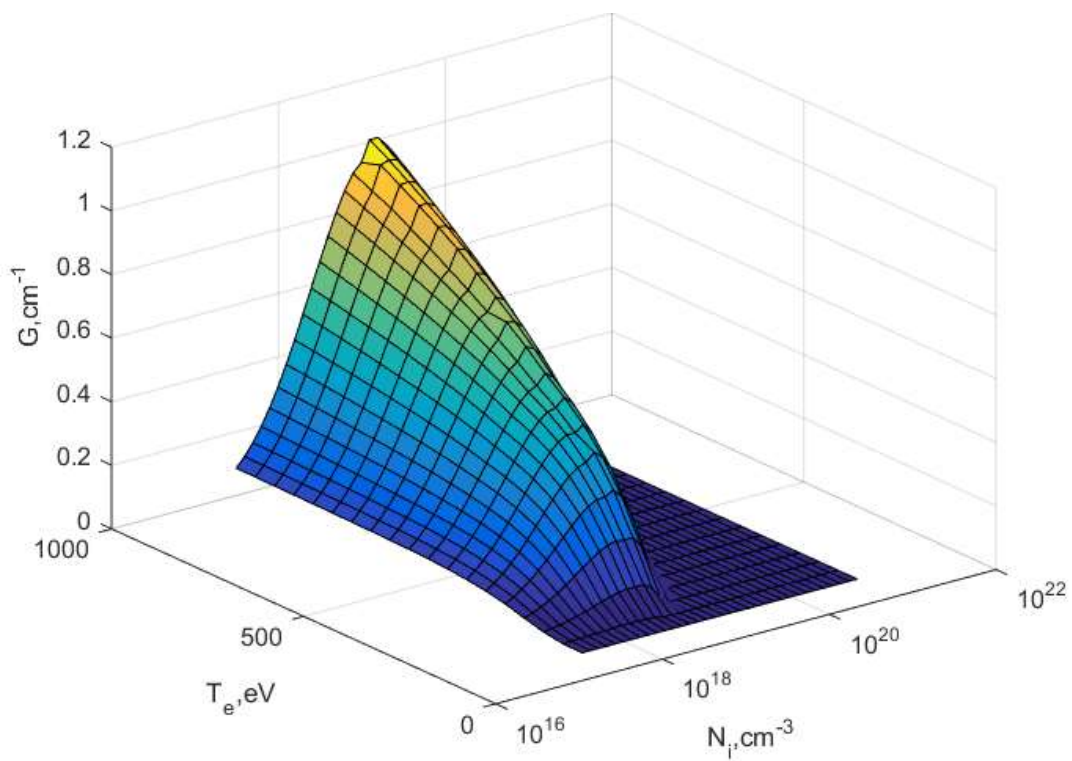


Рис.2.19 Поверхность, иллюстрирующая зависимость коэффициента усиления в центре линии с длиной волны 7,5нм в среде плазмы никелеподобного неодима Nd^{+32} с учетом коэффициента ускользания при размерах плазмы 10^{-4} см(1мкм) при лоренцевском уширении.

2.8. Коэффициенты электронного переноса и уравнения состояния

Расчеты уравнений состояния и коэффициентов переноса являются необходимой частью численного моделирования плазмы. Особенность этих расчетов заключается в необходимости предусмотреть возможность изменения характеристик плазмы (температур электронов и ионов, плотности и зарядового состава) в широких пределах.

В работах по численному моделированию плазмы многозарядных ионов обычно рассматривается область электронных температур $T_e > 1$ эВ, где плазмы почти не содержит нейтральных частиц, и в расчетах используется модель Спитцера для полностью ионизованной плазмы [98].

В наших расчетах применялись модели, имеющие более широкие области применимости [99-102], что позволяет расширить круг возможных расчетных работ в дальнейшем. Эти модели реализованы в виде процедур в интегрированных математических средах Matlab и Mathcad.

Поскольку нас интересует, в основном, область неравновесных состояний плазмы, в которой ее зарядовый состав не определяется однозначно температурой и плотностью,

входными параметрами для этих процедур являлись температура, плотность, степень ионизации и эффективный заряд ионов. В области высоких температур рассмотренные ниже модели достаточно хорошо согласуются с моделью Спитцера для полностью ионизованной плазмы. Для нахождения коэффициентов электронного переноса необходимо знать состав плазмы. Методы расчета зарядового состава плазмы при отсутствии термодинамического равновесия рассмотрены в предыдущих разделах данной Главы.

Прежде всего отметим «полуклассическую» модель, эффективную для расчета коэффициентов электронного переноса в плотной высокотемпературной невырожденной стационарной однородной плазме при $T > 1$ эВ. Для вычисления электропроводности плазмы в атомной системе единиц при любых значениях параметра рассеяния получена аппроксимирующая формула [64]:

$$\frac{\eta_0}{\eta} = \alpha_\eta(\zeta) \{1 + 0.32 \exp[-1.083(\lg \zeta)^2 - 1.414(\lg b - 0.08)^2]\} \ln \left\{ 1 + \frac{v_\eta b^2}{\sqrt{\alpha_\eta(\zeta)^2 (1 + 2\chi_\eta b) + (v_\eta b)^2 \exp[2\beta_\eta(\zeta)]}} \right\}$$

Аналогичная формула для коэффициента электропроводности имеет вид:

$$\frac{\lambda_0}{\lambda} = \alpha_\lambda(\zeta) \left\{ 1 + 0.392 \exp[-1.456(\lg \zeta - 0.48)^2 - 1.200(\lg b)^2] \right\} \ln \left\{ 1 + \frac{v_\lambda b^2}{\sqrt{\alpha_\lambda(\zeta)^2 (1 + 2\chi_\lambda b) + (v_\lambda b)^2 \exp[2\beta_\lambda(\zeta)]}} \right\}$$

$$\zeta = \frac{\sum_{i \geq 1} z_i^2 N_i}{\sum_{i \geq 1} z_i N_i} \quad - \quad \text{эффективный заряд ионов, слабоионизованной плазме}$$

соответствуют значения $z < 1$ и $\zeta = 1$,

Расчеты электронных коэффициентов переноса применялись при численном моделировании динамики плазмы в сильноточном Z- разряде при начальной температуре плазмы $T > 1$ эВ (Глава 4).

Более широкую область применения по температуре плотности имеет полуэмпирическая интерполяционная модель [48,49], захватывающую для элементов периодической системы диапазон сравнительно низких температур от $10^2 - 10^3$ К и больших до 10^3 г/см³ плотностей.

$$\sigma = \frac{N_e e^2 \tau^\sigma}{m_e}, \quad \chi = \frac{N_e k^2 T \tau^\chi}{m_e},$$

$$\tau^{\sigma,\chi} = A^{\sigma,\chi} \frac{\sqrt{m_e} (1.5kT + E_F)^{3/2} \bar{\gamma}_e(z)}{z^2 N_i e^4 \ln(\lambda) S(0)} \left(1 - \frac{B^{\sigma,\chi} kT}{kT + E_F} \right)^{-1}$$

Пример результаты расчетов электропроводности плазмы представлены на рисунке 2.20. Необходимо отметить, что в приведенных выше расчетах степень ионизации стационарной однородной плазмы и эффективный заряд ионов вычислялись в рамках ЛТР приближения при определении зарядового состава по заданным плотности плазмы и температуре электронов.

Эта модель применялась в работе при исследовании диффузии магнитного поля в плазменную оболочку, образованную в результате развития скользящего разряда на внутренней поверхности цилиндрической керамической камеры сильноточного Z-разряда.

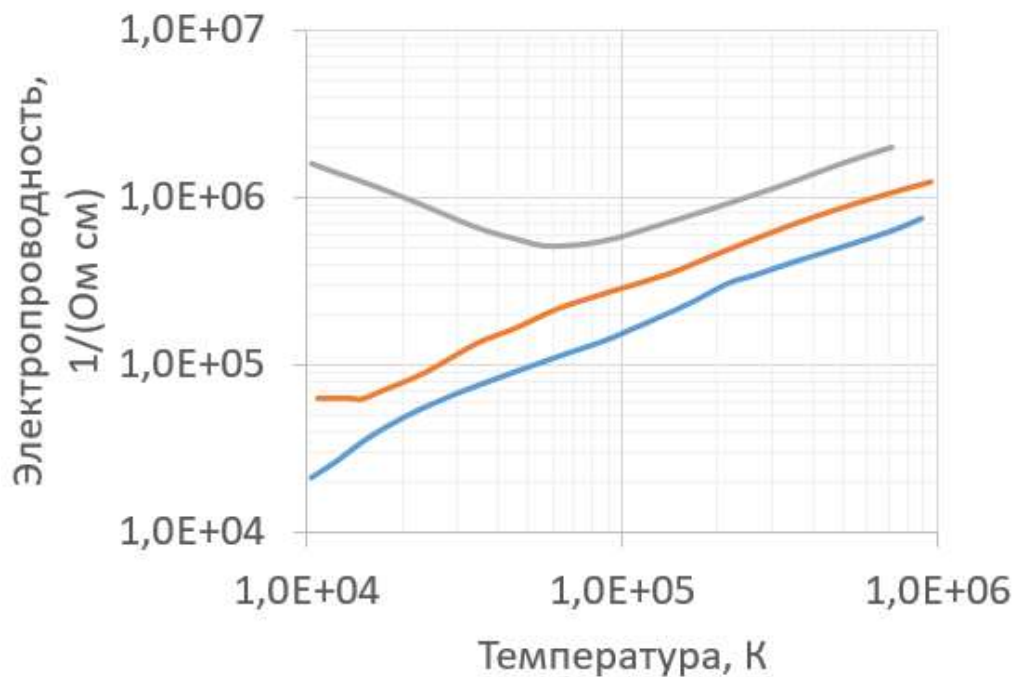


Рисунок 2.20: Зависимость электропроводности от температуры плазмы для алюминия.

2.9. Выводы к главе

Рассмотрены приближенные квазистационарный и стационарный варианты столкновительно—радиационной модели, позволяющие отдельно рассматривать ионизационный состав плазмы и населенности электронных уровней при условии, что характерное время изменения гидродинамических характеристик плазмы больше характерного времени формирования ее ионизационного состава и гораздо больше, чем

время распределения электронов по возбужденным уровням. Для получения атомных характеристик атомов и ионов использовались опубликованные результаты расчетов и табличные данные.

Разработан комплекс компьютерных программ, предназначенных для численного исследования характеристик (ионного состава, населенностей уровней, удельной мощности собственного излучения и т.д.) оптически тонкой неравновесной плазмы многозарядных ионов. Программы комплекса верифицированы. Наличие в плазме «горячих» электронов не учитывалось. Проведены расчеты ионного состава и населенностей уровней и коэффициента усиления Ni-подобного иона золота и неодима в однородном стационарном приближении. Показано, что для лоренцевского уширения и размера плазмы 10 мкм можно ожидать коэффициент усиления 1 см^{-1}

Описанные в данной главе модели расчета кинетики ионизации, создания населенностей возбужденных уровней и транспортных коэффициентов плазмы реализованы в виде отдельных процедур для интегрированных математических сред MahtCad и MatLab, Эти программы применялись для численного моделирования динамики плазмы многозарядных ионов, создаваемой в сильноточном Z - разряде и лазерной плазме.

Глава 3. Численное исследование скользящего разряда

3.1. Введение к главе

Скользящим разрядом(СР) принято считать разряд, распространяющийся вдоль поверхности диэлектрика. Такой характер развития диктуется особой конфигурацией электродов: один из электродов отделен от второго слоем твердого диэлектрика. Во время своего прохождения вдоль поверхности диэлектрика скользящий разряд сопровождается излучением широкого спектра, в том числе и мягким рентгеновским излучением [104-106].

Скользящий разряд широко используется в научных исследованиях, технике и технологиях. Например, в физике газовых лазеров для предварительной ионизации активной среды CO₂ и эксимерных лазеров. В плазменной аэродинамике для эффективного подвода энергии к высокоскоростному газовому потоку для перестройки ударно-волновых конфигураций перед летательным аппаратом, управляя его оптеканием. [107]. Кроме того, как источник рентгеновского излучения со сплошным спектром скользящий разряд применяется в различных технологиях.

В данной главе приведены результаты численного моделирования скользящего разряда. Ведется расчет эволюции концентраций заряженных частиц, электрического поля, а также температуры и давление слабо ионизированной плазмы. С помощью модели была воспроизведена наблюдаемая в [1] экспериментальная зависимость времени скользящего разряда от давления газа в капилляре. Показана возможность управления радиальной неоднородностью плазмы с помощью выбора начального давления газа, материала капилляра, его радиуса, амплитуды тока и выбора момента времени запуска основного импульса.

3.2. Скользящий разряд, его применение и особенности. Быстрые волны ионизации.

Экспериментально скользящий разряд исследовался во многих работах [108-110]. Геометрия, являющаяся классической для СР, которая в этих работах и реализовывалась схематично изображена на рисунке 3.1. (изображен срез). Часть одного из электродов отделена от первого электрода диэлектрической пластиной. Это искажает электрическое поле, и оно «прижимает» распространяющуюся от одного к другому (к его заостренной части) электроду плазму к поверхности диэлектрика. В нашей работе будет моделировать

скользящий разряд не в таком, «плоском», случае, а трубке. Скользящий разряд может пробегать достаточно длинные капилляры (радиус трубки \ll длины трубки), как 10 см, так и 50 см.

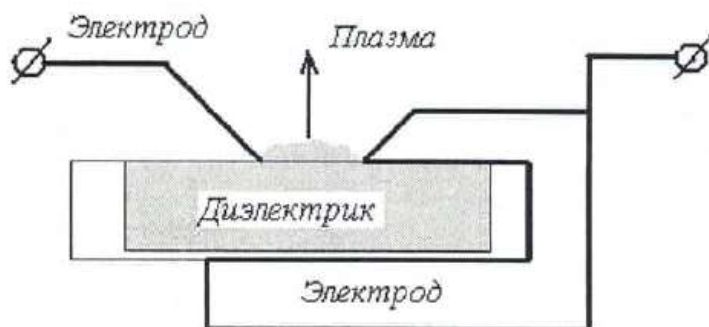


Рисунок 3.1. «классическая» схема скользящего разряда

Идея же использовать такой разряд в качестве предыонизации среды в капилляре для источника линейчатого излучения мягкого рентгена и экстремального ультрафиолета упоминается, например, в работе [1]. Именно такая идея и будет считаться базовой связью этой главы с предыдущими.

Роль предыонизации газа скользящим разрядом перед возникновением капиллярного разряда выражается в следующем. Реализуются почти однородные начальные условия по оси капилляра. Наличие соответствующей предварительной ионизации также уменьшает вероятность разрушения капилляра. А также на этом этапе можно влиять на начальное радиальное распределение плазмы до запуска основного разрядного импульса.

Сильное сходство со скользящим разрядом в капиллярной трубке имеет такой объект как быстрая волна ионизации (ВИ) [111]: она тоже распространяется от одного электрода к другому и наблюдается в диэлектрических трубках. Под распространением волны ионизации тут подразумевается постепенная ионизация среды внутри трубки, формплазма постепенно охватывает весь объем внутри капилляра. Считается, что они обладают следующими различиями. Во-первых, СР локализуется тонким слоем у поверхности диэлектрика, ВИ же при прохождении охватывает весь объем внутри капилляра. Однако в приведенных нами расчетах данной главы показано, что такая локализация определяется давлением газа. Во-вторых, при СР часто один из электродов

заострен, что увеличивает вероятность взрывной эмиссии, которая рождает затравочные электроны и инициирует процесс начала СР. Однако в трубке, а не на плоскости явление взрывной эмиссии в качестве источника затравочных электронов не является критичным.

3.3. Модель скользящего разряда

Опишем модель, которая использовалась для исследования скользящего разряда в заполненном газом керамическом капилляре. В силу симметрии геометрия модели может быть упрощена до 2хмерной осесимметричной модели, такой переход проиллюстрирован на рисунке 3.2. В качестве газа в расчетах будет использовать аргон при давлении 1-30Торр; внутренний радиус капилляра 1-3мм, внешний радиус капилляра в 1.5-2 раза больше внутреннего, а длина капилляра на порядок превышает внутренний радиус капилляра, капилляр при этом выполнен из керамики Al_2O_3 . На катод подается линейно нарастающий потенциал со скоростью около 1кВ/нс, при расчетах рассматривались две конфигурации катода – «иголочка» (как на рисунке 3.2.) и «заостренное кольцо» (как на рисунке 3.5.)

Для моделирования скользящего разряда эффективным является использование простой жидкостной модели («simple fluid»)[112-114]), соответствующая ей система приведена ниже (3.1) и должна быть дополнена транспортными коэффициентами и выражениями для объемных источников. Исследование проводилось с помощью конечно-элементного моделирования в программе Comsol Multiphysics. Решаемая система уравнений включает в себя уравнение неразрывности для концентраций электронов и ионов в дрейф-диффузном приближении и уравнение Пуассона для электрического потенциала:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_{e,i}}{\partial t} + (\nabla, \mathbf{\Gamma}_{e,i}) &= S_i \\ \mathbf{\Gamma}_{e,i} &= -D_{e,i} \nabla n_{e,i} + z_{e,i} \mu_{e,i} n_{e,i} \mathbf{E} \\ \mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad \Delta \varphi &= -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Здесь $n_{e,i}$ – концентрации заряженных частиц, ионов и электронов соответственно, $\mathbf{\Gamma}_{e,i}$, $D_{e,i}$, $\mu_{e,i}$ – потоки заряженных частиц, коэффициенты диффузии и подвижности, \mathbf{E} , φ – электрическое поле и потенциал, $\rho = e(n_i - n_e)$, $z_{e,i}$ – знак заряда частиц. Транспортные коэффициенты для электронов, как и константы скорости ионизации за счет электронного удара k_i получаются из решения локального кинетического уравнения Больцмана для электронов в двухчленном приближении с помощью программы BOLSIG+,

причем данные величины задаются как функции от отношения модуля напряженности электрического поля, деленного на давление E/p , в достаточно широком диапазоне [97].

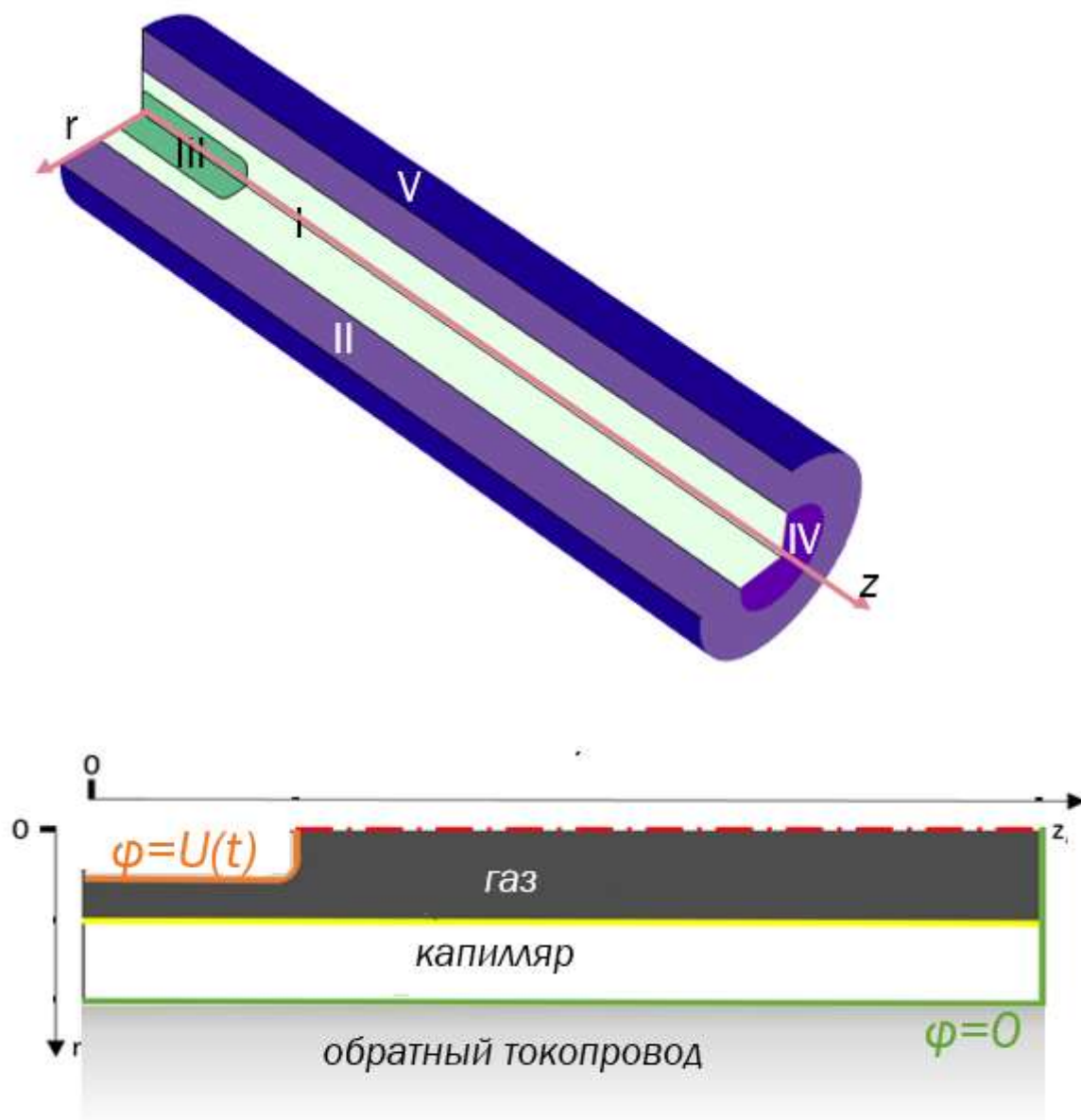


Рисунок 3.2. (сверху) 3Д представление капилляра, где I – газ, II – диэлектрический капилляр, III-катод, IV-анод, V-поверхность раздела трубки капилляра и обратного токопровода, (снизу) 2Д осесимметричное представление геометрии модели.

Интерес представляет случай, когда между электродами прикладывается неубывающая разность потенциалов, а значит количество заряженных частиц будет только нарастать за счет ионизации. При учете только ионизации объемный источник в системе (3.1) определяется как:

$$S_i = k_i n_e N, (3.2)$$

где N – концентрация нейтральных частиц. Количество нейтральных частиц при развитии разряда убывает с образованием равного количества электронов и ионов кратности единица. В рамках задачи о предыонизации речь идет об однократно ионизированной плазме.

На рисунке 3.2. обозначены граничные условия, используемые в модели. На «желтой» границе учитывается зарядка поверхности диэлектрика с помощью следующего дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial \sigma_s}{\partial t} = e(\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_i + \mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e) \quad (3.3),$$

Где σ_s – поверхностная плотность заряда, определяемая через векторы смещения электрического поля в газовой среде внутри капилляра \mathbf{D}_I и в материале самого капилляра \mathbf{D}_{II} как :

$$\sigma_s = -\mathbf{n}(\mathbf{D}_I + \mathbf{D}_{II}) \quad (3.4)$$

На аноде, катоде и внутренней границе обратного токопровода (на рисунке 3.2. оранжевый и зеленый) заданы нужные электрические потенциалы, оси симметрии, обозначенной пунктиром - условие симметрии. Торцовая границы, примыкающая к катоду носит характер «открытой», такое граничное условие математически можно записать следующим образом:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{\Gamma}_e = \frac{1}{4} v_{e,th} n_e - a \mu_e n_e \mathbf{n} \cdot \mathbf{E} \quad (3.5)$$

Здесь $v_{e,th}$ – тепловая скорость электронов, \mathbf{n} – вектор нормали к поверхности диэлектрика, a – коэффициент, равный 1, когда поле направлено в сторону поверхности диэлектрика, и 0 в противоположном случае.

Описанная выше модель хорошо подходит для описания прохождения СР через трубку капилляра, пока плазму можно считать «холодной». Однако после замыкания электродов разрядом стоит адаптировать описанную модель в этой связи. Стоит дополнить ее расчетом энергии частиц, т.о. ввести и расчет температуры плазмы.

В систему дифференциальных уравнений для «холодной» плазмы (3.1) добавим уравнения для энергии частиц, входящих в плазму. Также здесь учтем наличие различных видов частиц: ими могут быть кроме электронов и ионов единичной кратности, также нейтральные частицы и метастабильные атомы. Систему в этом случае можно будет записать следующим образом.:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial n_k}{\partial t} + (\nabla, \Gamma_k) + (\mathbf{u} \cdot \nabla)n_k &= S_k \\
\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + (\nabla, \Gamma_\varepsilon) + (\mathbf{u} \cdot \nabla)n_\varepsilon + \mathbf{E} \cdot \Gamma_e &= S_\varepsilon \\
n_\varepsilon &= n_e \bar{\varepsilon} \\
S_k &= \sum_j c_j k_j n_k n_j \quad S_\varepsilon = \sum_j \Delta \varepsilon_j k_j n_e n_j \\
\Gamma_{e,i,\varepsilon} &= -D_{e,i,\varepsilon} \nabla n_{e,i,\varepsilon} + z_{e,i,\varepsilon} \mu_{e,i,\varepsilon} n_{e,i,\varepsilon} \mathbf{E}
\end{aligned}
\tag{3.6}$$

Здесь $n_k n_j$ – определяет, какие частицы сталкиваются, константа скорости их столкновений k_j, c_j – определяет количество частиц, образованных(или исчезнувших) в результате столкновительной реакции; $\Delta \varepsilon_j$ – изменение энергии в ходе реакции частиц с индексом j ; $\bar{\varepsilon}$ – средняя энергия электронов. При этом температура электронов связана со средней энергией через соотношение:

$$T_e = \frac{2}{3} k_B \bar{\varepsilon} \tag{3.7}$$

Коэффициент диффузии и подвижность для ионов связаны через соотношение Эйнштейна:

$$D_i = \mu_i k_B T_i \tag{3.8}$$

Здесь k_B – константа Больцмана, T_i – температура ионов. А остальные коэффициенты, а именно, $\mu_e, \mu_\varepsilon, D_e, D_\varepsilon, k_j$, определяются из решения кинетического уравнения Больцмана, но уже как функции от средней энергии $\bar{\varepsilon}$.

3.4. Расчеты прохождения скользящего разряда вдоль трубки

С помощью результатов работы, описанной выше модели, проанализируем особенности такого объекта как скользящий разряд в трубки.

На рисунке 3.3. через графики логарифма электронной плотности для нескольких моментов времени наглядно показана динамика волны ионизации, как постепенно слабоионизованная плазма заполняет внутренний объем капилляра. Геометрические размеры капилляра следующие $R1 = 3.25$ мм, $R2 = 5$ мм, радиус катода - 2.75 мм, капилляр заполнен аргоном при 270 Па и сделан из материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 3$, между электродами приложено за 20 нс линейно нарастающее до 10 кВ напряжение. В данном случае катод представляет собой цилиндр со скругленными краями, как показан на рисунке 3.2., но моделирование проводилось и для более заостренного катода и эффект

постепенного заполнения плазмой капилляра также наблюдался, что видно, например, на рисунке 3.5.

На рисунке 3.4. показано, как с течением времени при продвижении скользящего разряда вдоль трубки от одного электрода к другому на переднем фронте разряда падает потенциал, оставляя за собой область одинакового потенциала – проводящий плазменный канал. Также по линиям электрического поля становится наглядна особенность скользящего разряда – как электрическое поле «прижимает» заряженные частицы к внутренней поверхности диэлектрической трубки.

В случае заостренного катода также проводились расчеты для разных давлений (2,5-20Торр), результаты можно увидеть на рис 3.5. Здесь также наблюдались аналогичные картины распространения плазменной среды. В этом случае для всех давлений выбраны моменты времени такие, то разряд распространился примерно на одно и тоже расстояние вдоль поверхности капилляра. Амплитуда напряжения, подаваемого на электроды здесь – 5кВ, время линейного роста напряжения (от нуля до максимума) – 5 нс, время экспоненциального спада напряжения – 20нс. Видно, что графики отличаются разной степенью локализации плазмы у поверхности диэлектрика. Исходя из этого можно сказать, что степень локализации скорее определялась не геометрией катода (заостренный или нет), а давлением. Согласно рисунку 3.3, при давлении, приближающемся к 1 Торру в азоте неоднородность по радиусу концентрации электронов становилась практически незаметной. Данное наблюдение зависимости радиальной локализации плазмы показывает близость явления скользящего разряда в капилляре и быстрых волн ионизации в трубке, а также показывает один из путей управления распределением плотности плазмы по радиусу.

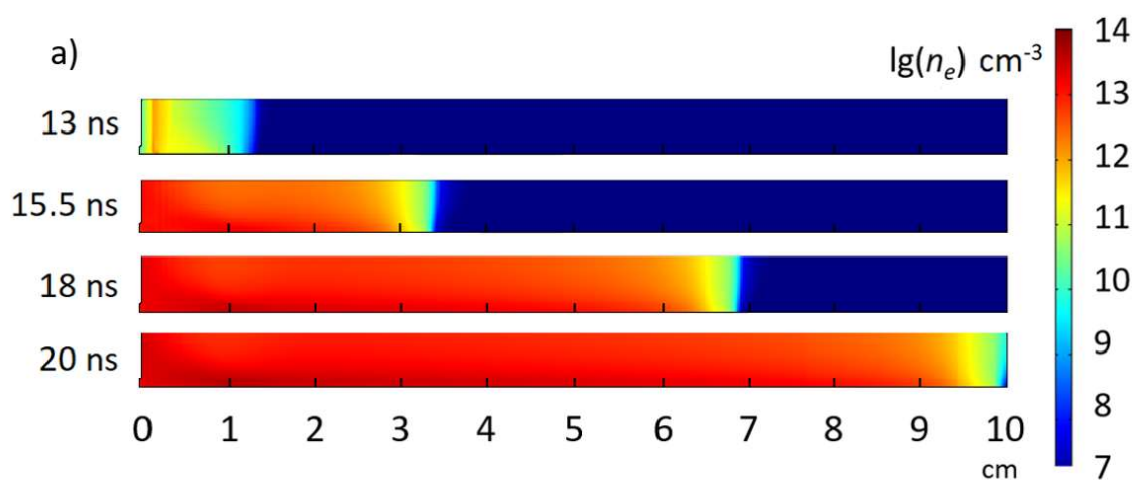


Рисунок 3.3. Пространственное распределение десятичного логарифма от концентрации электронов для разных моментов времени.

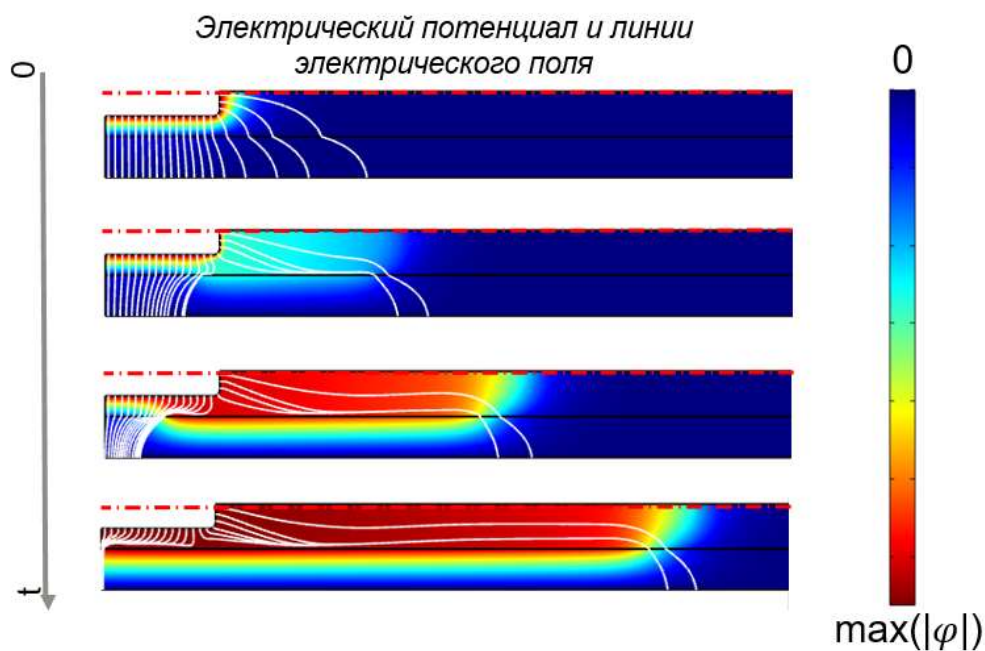


Рисунок 3.4. Пространственное распределение десятичного логарифма от концентрации электронов для разных моментов времени.

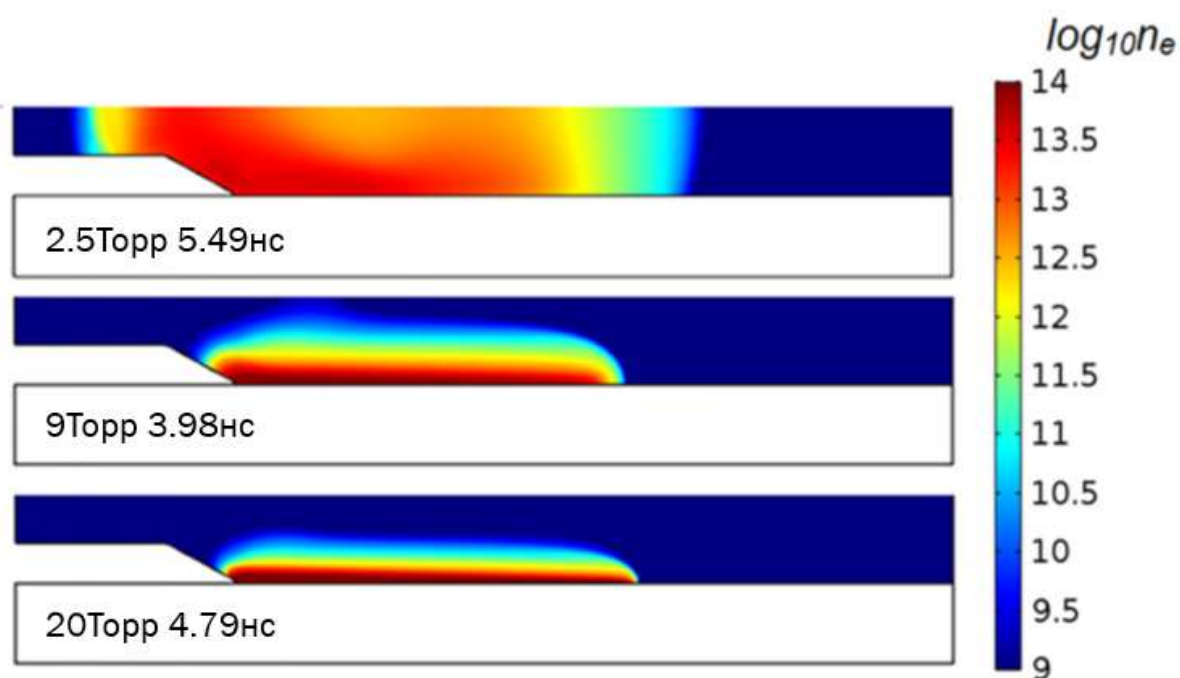


Рисунок 3.5. Объемное распределение десятичного логарифма от концентрации электронов при разных давлениях.

Сделаем ремарку относительно формы и полярности электродов в расчетах. В рамках расчетов по предложенной модели принципиальных различий для разных

конфигураций электрода, откуда стартует распространение СР или ВИ не наблюдалось. Кроме того, вне зависимости от полярности электрода разряд/волна ионизации начиналась от одного и того же электрода.

Интересно, что при описании скользящего разряда в моделировании часто прибегают к рассмотрению его распространения как постепенной зарядки цилиндрического конденсатора, который представляет из себя керамический капилляр, до его максимального значения. Максимально возможное значение до которой может зарядиться такой капилляр, ограничено емкостью заряженного цилиндрического конденсатора заданной геометрии и свойств. Емкость цилиндрического конденсатора вычисляется по формуле:

$$C = \frac{2\pi\epsilon\epsilon_0L}{\ln\left(\frac{R2}{R1}\right)}, \quad (3.9)$$

Где ϵ – диэлектрическая проницаемость материала капилляра, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, L – длина капилляра, $R2$ – внешний радиус, $R1$ – внутренний радиус.

Пусть заряженная поверхностная емкость (она же – емкость на единицу длины) является функцией координаты z (рис.5.1) и определяется как отношение поверхностного заряда к значению электрического потенциала на диэлектрике:

$$C_l(z) = \sigma_s(z)/\varphi(z) \quad (5.10)$$

Таким образом емкость растет по мере зарядки поверхности диэлектрика, т.е. по мере прохождения капилляра волной ионизации. На рисунке 3.6. видно, что прохождение ВИ сопровождается полной зарядкой цилиндрического конденсатора, который представляет собой капилляр: используя формулу (5.9) можно найти значение максимальной емкости - 5.5пФ/см^2 , что совпадает со значениями на рисунке 3.6. Отклонением от такого поведения заряженной поверхностной емкости являются поверхностные эффекты на краю капилляра и на фронте ВИ, где значения C_l заметно больше. В связи с этими наблюдениями можно сказать, что представление о распространении СР как о последовательной зарядке конденсатора допустимы.

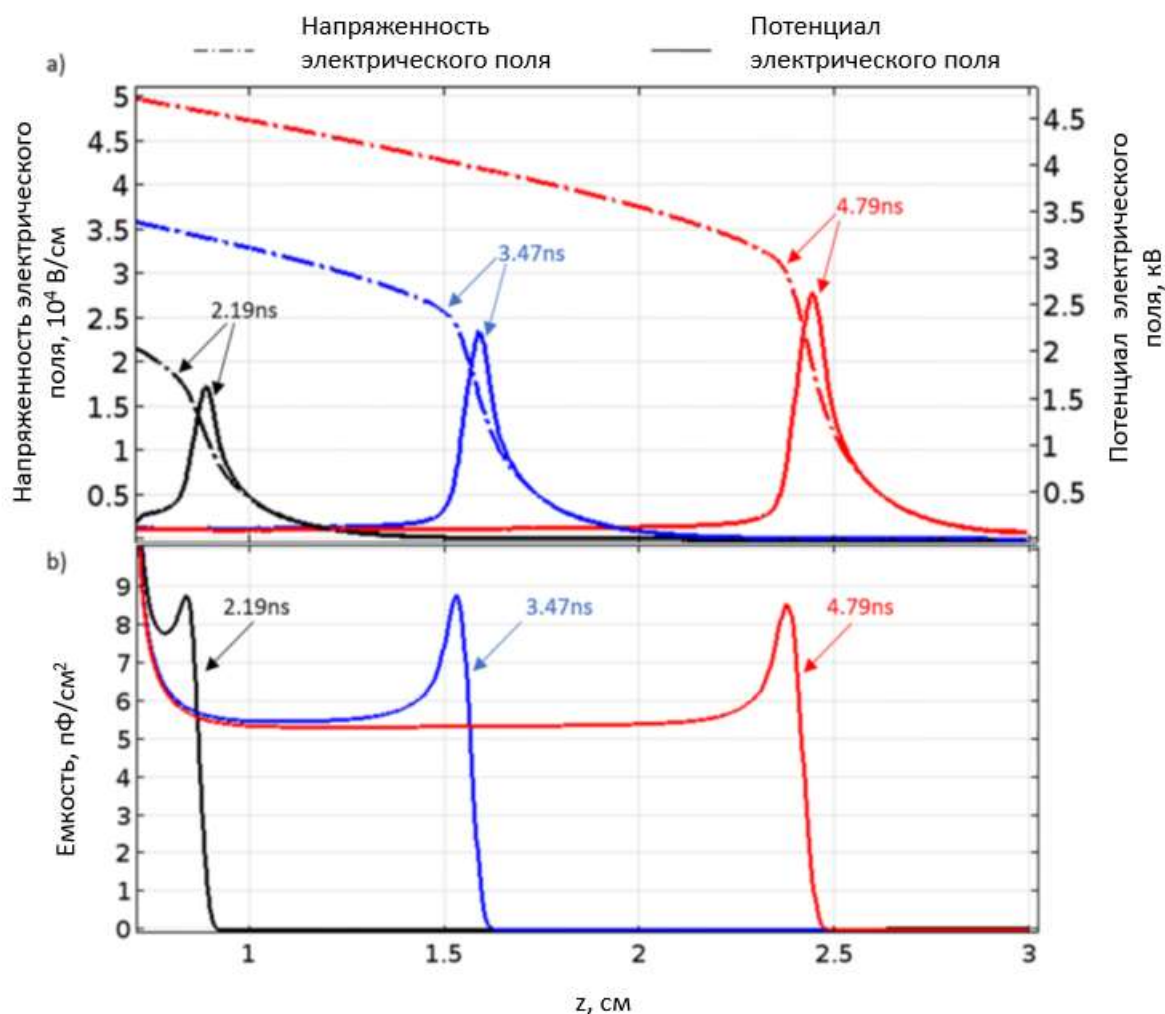


Рисунок 3.6. Продольные графики вдоль поверхности капилляра для разных времен а) модуля электрического поля и электрического потенциала на расстоянии от поверхности 50 мкм, б) заряженной емкости диэлектрического капилляра.

На рисунке 3.6. показано постепенное прохождение капилляра скользящим разрядом: передний фронт волны ионизации совпадает с максимумом модуля электрического поля. Прохождение волны также хорошо выделяется по спаду электрического потенциала. Сразу за передним фронтом волны образуется плазма, концентрация электронов и ионов где достигает порядка 10^{13} $1/\text{см}^3$. На фронте разряда при этом локализуется значительный отрицательный объемный заряд, за фронтом – умеренный положительный.

На рисунке 3.7. приведены осциллограммы тока и напряжения на электродах при условиях, совпадающих с условиями для рисунка 3.6. На диаграмме тока можно наблюдать две стадии развития разряда. Первая – где протекает емкостной ток пока СР не достиг противоположного конца трубки, и плазма не замкнула межэлектродный промежуток; дальнейшая - после замыкания промежутка плазмы, когда ток возрастает за счет проводимости. На рисунке 3.7. точками отмечены моменты времени, совпадающие с теми, что приведены на рисунке 3.6. Таким образом, емкостной ток протекает где-то в

течении 5.75нс. После этого через цепь начинает течь ток проводимости, причем от другого знака. Стоит отметить, что в рамках модели «холодной плазмы» ток проводимости очень мал, что изменится при учете в модели расчета температуры среды.

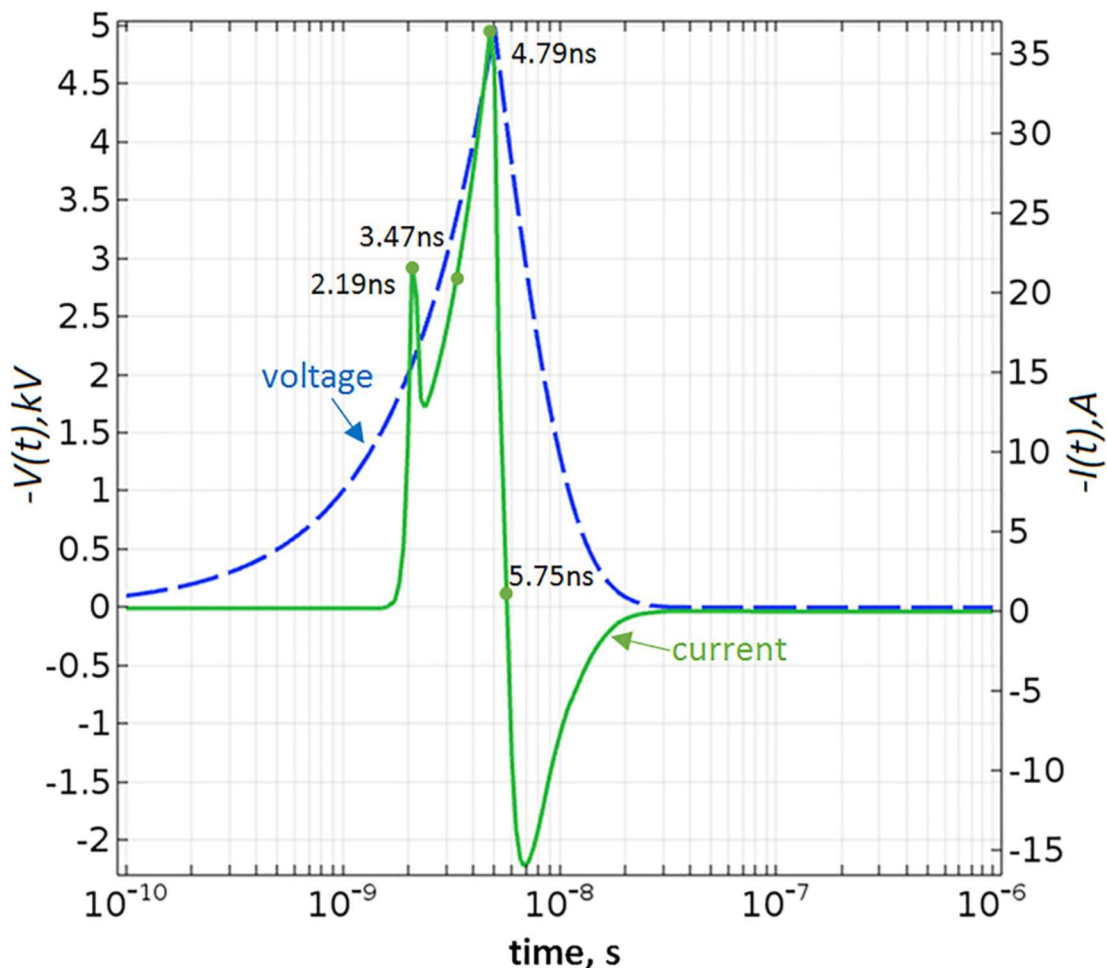


Рисунок 3.7. Осциллограмма тока и напряжения при давлении газа 9 Торр.

На рисунке 3.8. показаны двумерные распределения заряда и электрического поля на фронте волны ионизации. Распределения неоднородны по радиусу, и свои экстремальные значения характеристики принимают у диэлектрика, а не на оси капилляра. Такая неоднородность может представлять интерес в ключе управления радиальным распределением плазмы перед подачей основного импульса напряжения капиллярного разряда. В связи с этим было рассмотрено влияние материала капилляра на степень неоднородности вдоль радиуса капилляра распределения электронной плотности. На рисунке 3.9. приведены результаты расчетов для разных диэлектрических проницаемостей в диапазоне тех, что соответствуют возможным материалам капилляра; в качестве капилляра могут быть использованы кварцевое стекло ($\epsilon = 3.7$), поликристаллы ($\epsilon = 4$), различные керамики ($\epsilon \approx 3.7$, с добавлением титана $\epsilon = 25$). Из данных результатов видно,

что более ярко выраженный слой электронной плотности у диэлектрика при больших значениях диэлектрической проницаемости материала капилляра. По графикам также видно, что максимум электронной плотности по радиусу достигается не непосредственно у поверхности диэлектрика, а на некотором расстоянии от нее.

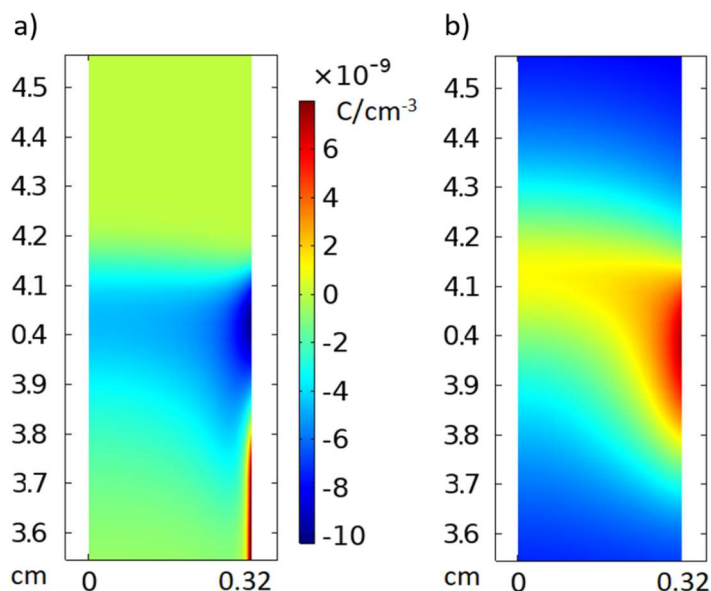


Рисунок 3.8. Двумерное распределение (а) объемного заряда и (б) модуль напряженности электрического поля на фронте ВИ.

С помощью модели «холодной плазмы» был воспроизведен следующий экспериментально замеченный эффект. В работе [1] по осциллограммам тока была построена зависимость существования времени замыкания цепи плазмой скользящего разряда (время скользящего разряда) от давления газа. Такая зависимость имела локальный минимум (рисунок 3.10.). График, который получился с помощью модели же приведен на рисунке 3.11. Время замыкания оценивается по снимаемым осциллограммам тока, когда в цепи начинает течь ток проводимости (на рис. 5.5 время замыкания соответствует 5.75нс), на рис. 5.8а оно называется «суммарным». Такое совпадение описанной зависимости, полученной с помощью модели и экспериментально, можно расценивать как апробация самой модели, подтверждение адекватности получаемых с помощью нее результатов.

Моделирование позволяет более глубоко проанализировать зависимость времени скользящего разряда от давления. По эволюции плазмы разряда в модели можно увидеть, что время замыкания скользящим разрядом межэлектродного промежутка состоит из двух промежутков времени – времени инициирования разряда и время прохождения скользящим разрядом межэлектродного промежутка от одного электрода к другому. Время инициирования при этом можно отмечать по первому локальному максимуму в емкостном

токе (на рисунке 3.7 время инициирования соответствует 2.19 нс) в осциллограммах в модели. По экспериментальной осциллограмме же такой максимум пронаблюдать крайне сложно, обычно он сливается с шумами. На рисунке 3.11. проиллюстрированы зависимости времен инициирования, прохождения и «суммарного» времени до замыкания цепи разрядом от давления газа. Видно, что время инициирования уменьшается при повышении давления, а время прохождения, наоборот, увеличивается, т.е. в зависимости от давления эти времена ведут себя по-разному. Поэтому для «суммарного» времени существует локальный минимум зависимости времени до замыкания цепи разрядом в зависимости от давления газа внутри капилляра (на рисунке 3.11. такой минимум времени соответствует примерно 5 Торр).

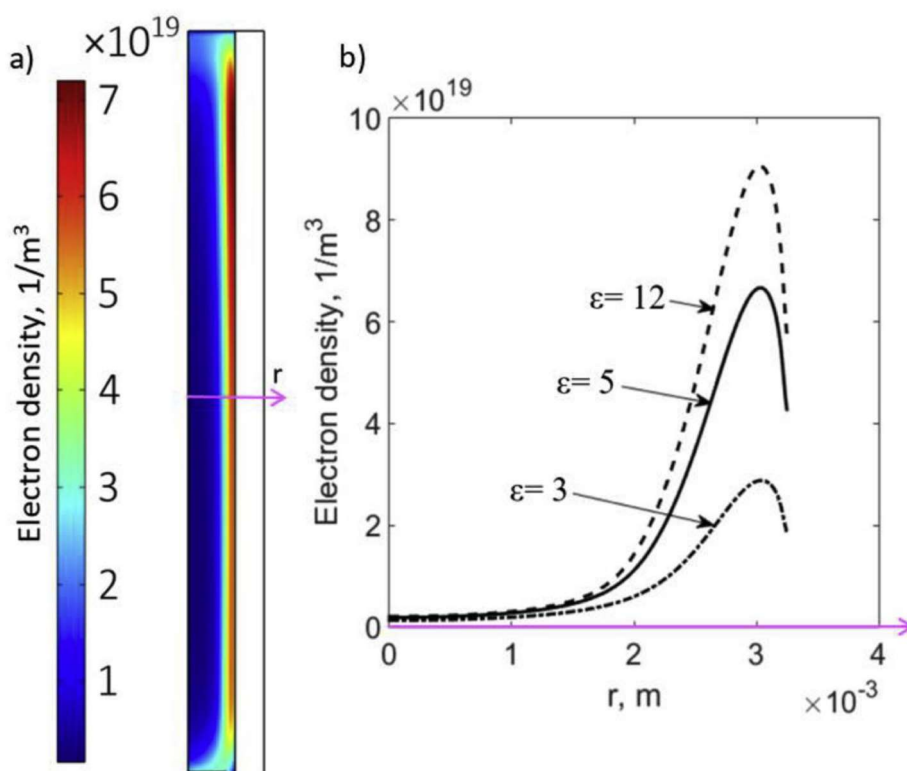


Рисунок 3.9. (а)Объемное распределение электронной плотности для капилляра диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 5$; (б) распределение электронной плотности вдоль радиуса для капилляров с разной диэлектрической плотностью.

Разные зависимости от давления времен инициации и прохождения можно попытаться объяснить следующим образом. Процесс инициации определяется скоплением заряженных частиц в окрестности кончика электрода и, далее, ионизации в сильном электрическом поле этого региона. Коэффициент скорости ионизации k_j в таких сильных полях достигает насыщения, а изменение давление газа не приводит к кардинальным изменениям в значениях k_j . Однако скорость ионизации S_j увеличивается с увеличением давления, что приводит к более быстрому инициированию разряда. Такое поведение

наблюдалось и в экспериментальной работе [115,116]. Рост времени прохождения разряда с другой стороны - это результат комбинации эффектов в изменении скорости ионизации и при характерном масштабе отрицательно заряженной области на фронте разряда.

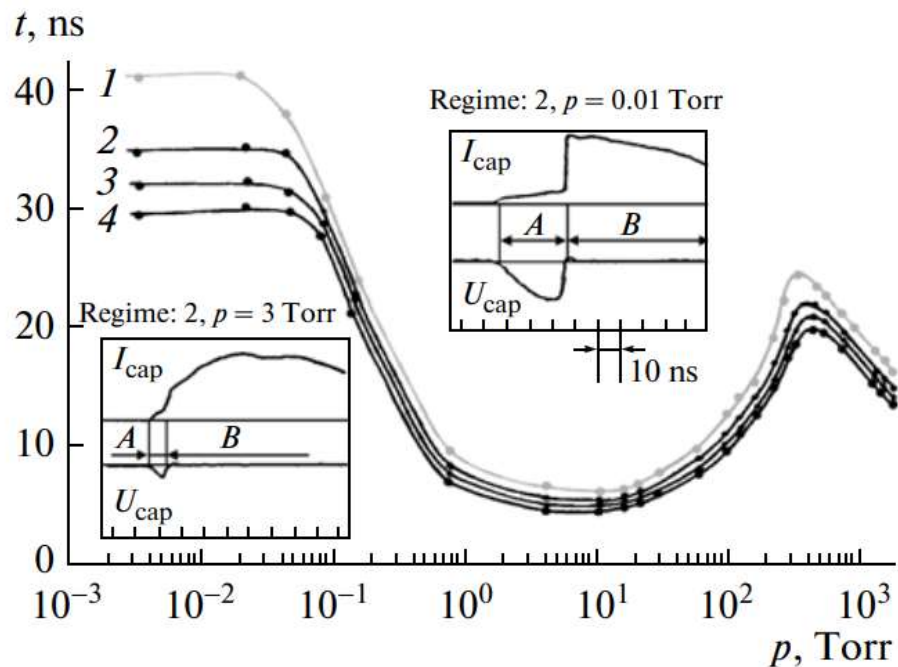


Рисунок 3.10. Зависимость от давления времени, когда фронт разряда достигает противоположного электрода для разных напряжений источника питания цепи (1- 40кВ, 2- 50кВ, 3-60кВ, 4-70кВ) из статьи [1].

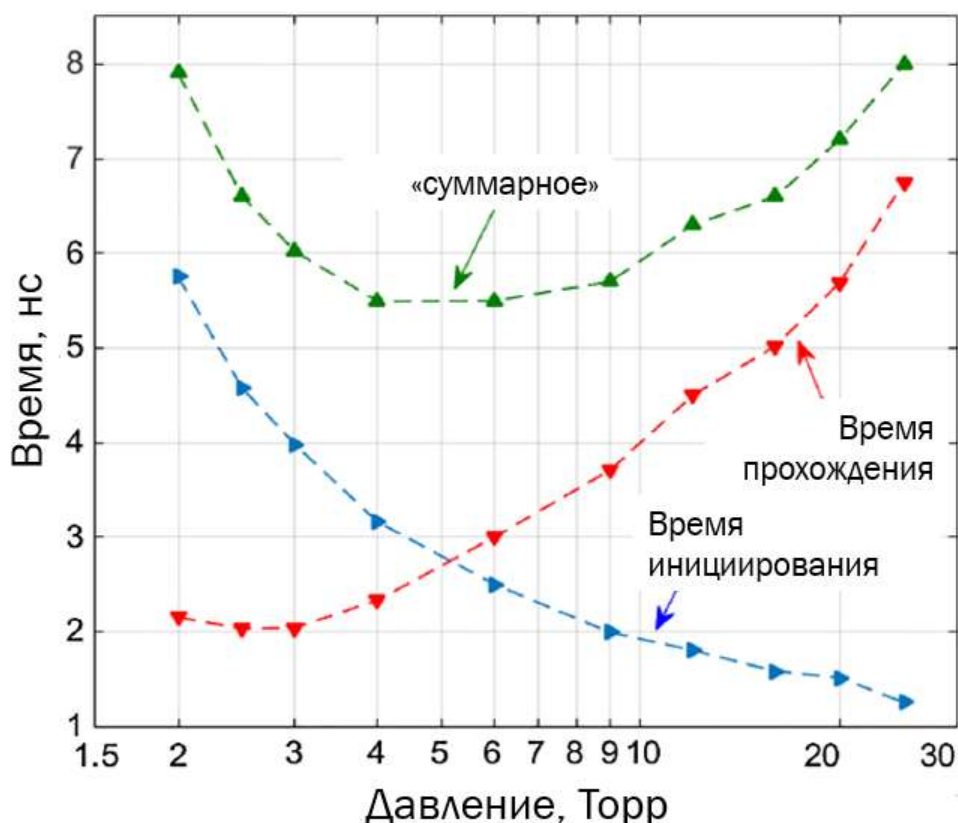


Рисунок 3.11.а) Зависимость от давления времени замыкания цепи плазмой разряда, времени инициации ВИ и времени прохождения ВИ длины трубки для случая подаваемого импульса напряжения с амплитудой 5кВ, временем линейного нарастания импульса до максимума – 5нс, характерным временем спада импульса – 15нс. График получен из результатов моделирования.

3.5. Расчеты с температурой плазмы

Ниже будем описывать графики и картинки, которые относятся к результатам, полученным по модели, учитывающей разогрев газовой среды (3.6). Для расчетов взяты условия экспериментальной работы [117], где продемонстрирован первый лазер на 46.9нм на капиллярном разряде. Внутренний диаметр капилляра задан – 2мм, длина капилляра – 10 см, капилляр наполнен аргоном при давлении 799млТорр. Расчет ведется до момента замыкания электродов плазмой и дальше, на временах порядка микросекунды.

На рисунке 3.12. изображена осциллограмма тока, где выделена область тока смещения и тока проводимости. Ток проводимости здесь заметно превосходит емкостной ток, как и должно быть на осциллографах в эксперименте. Знак тока при этом выводится по модулю.

Распределение электрического потенциала вдоль керамического капилляра носит нелинейный характер. В связи этим и радиальное распределение электронов после замыкания будет отличаться для разных расстояний от электрода. Пример двумерного распределения концентрации электронов в диэлектрической трубке изображен на рисунке.3.13. Видно, что трубка достаточно протяженная, и существует область, на некотором расстоянии от концов трубки, где распределения в поперечных сечениях можно считать одинаковыми. В связи с этим для сравнения разных случаев, условий, будет информативно рассматривать одномерные распределения в сечении трубки, равноудаленной от электродов. На рисунке 3.14. изображены такие распределения электронной плотности и средней энергии электронов вдоль радиуса в центре трубки для нескольких моментов времени, которые на осциллограмме соответствуют отрезку нарастания тока проводимости. При этом профили распределений с течением времени остаются подобными, по модулю же электронная плотность с ростом тока растет, а средняя энергия падает.

Двумерные расчеты достаточно ресурсоемки, что ограничивает варьирование модели для разных условий. Поэтому, так как наиболее наглядно эволюцию разряда можно наблюдать в сечении по середине трубки, двумерная модель была упрощена до одномерной. Это было сделано с помощью следующего приема, через связь тока и азимутальной компоненты напряженности электрического поля:

$$E_z(t) = \frac{I(t)}{\int_0^R e(\mu_i n_i - \mu_e n_e) dr} \quad (3.10)$$

Корректность такого перехода была проверена по графикам напряженности электрического поля в одномерном и двумерном случаях, и графики совпали (рисунок 3.15)

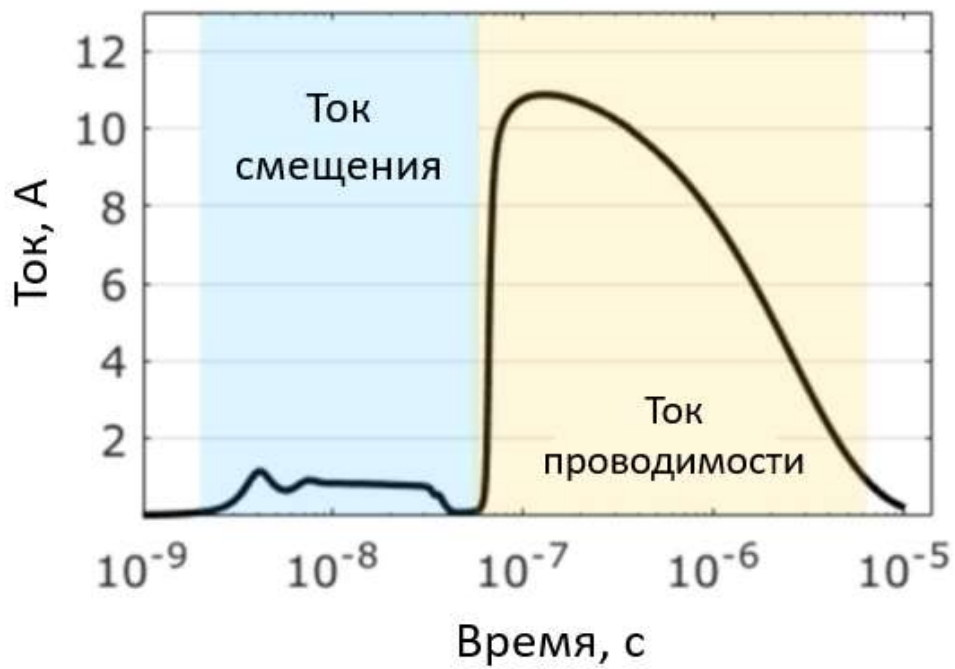


Рисунок 3.12. Осциллограмма тока, полученная при моделировании.

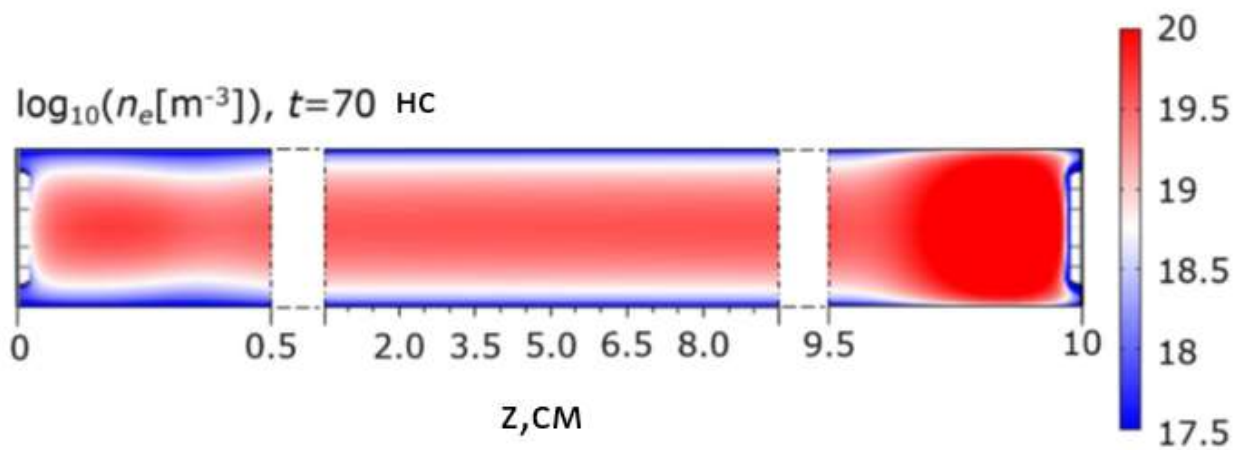


Рисунок 3.13. Пространственное распределение десятичного логарифма от электронной плотности для момента времени 70нс.

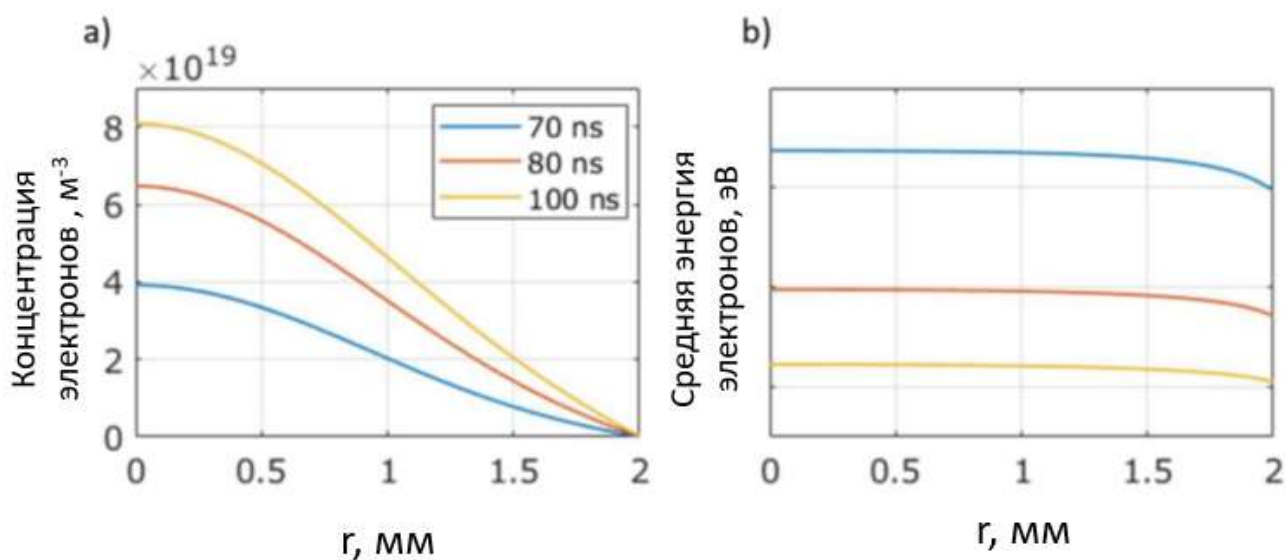


Рисунок 3.14 Радиальное распределение (а) электронной плотности, (б) средней энергии электронов для моментов времени 70,80,100нс.

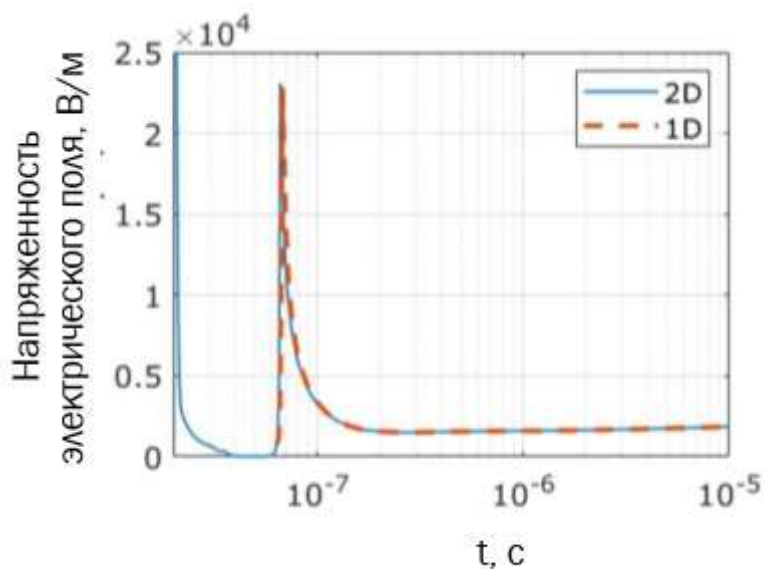


Рисунок 3.15. Радиальное распределение (а) электронной плотности, (б) средней энергии электронов для моментов времени 70,80,100нс.

На рисунке 3.16 показан пример результатов одного из расчетов, сделанных при варьировании начальных условий, расчеты при этом проводились по описанному выше одномерному подходу. Результаты изображены с помощью радиально-временных графиков: температура и давление газа в капилляре, скорость и плотность среды. Такие графики дают наглядное представление, что происходит в разряде на этапе предьонизации. Температура газа сначала нарастает у внешней границы плазмы, через несколько микросекунд наблюдается достаточный разогрев и на оси капилляра, далее максимум температуры и вообще переходит на ось капилляра. На графике давления наблюдаются

моменты наибольшего сжатия (4, 12 мкс), максимумы располагаются на оси. Максимальная плотность плазмы к 4мкс перебегает на ось, но далее обратно на границу с диэлектриком.

В начале главы упоминалось, что при создании более плотной плазмы ближе к внутренней стенке капилляра, может происходить более эффективное сжатия плазмы на основной стадии капиллярного разряда. Из графиков на рисунке 3.16 видно, что плотность плазмы не всегда максимальна на у стенки капилляра, в определенные моменты времени максимум находится на оси. Также есть мнение, что на этапе предыонизации самое главное обеспечить максимальную радиальную однородность предварительной плазмы. С помощью скользящего разряда можно лишь приблизиться к такой ситуации; для этого надо руководствоваться противоположными стратегиями, способствующими уменьшению степени неоднородности.

В таблице 3.1 показаны ключевые характеристики, взятые из результатов аналогичных расчетов для разных начальных условий. Таким образом максимально наблюдаемая в расчетах температура был около 0,5эВ максимальной плотностью $\rho_{\max} = 0.003 \text{ кг/м}^3$, при этом формируется плазменная оболочка с шириной на полувысоте от максимальной плотности равной $\Delta = 0.1 \text{ мм}$, а максимальная степень ионизации достигала 6%. При увеличении начальной плотности газа температура в оболочке уменьшается, ширина оболочки уменьшается тоже.

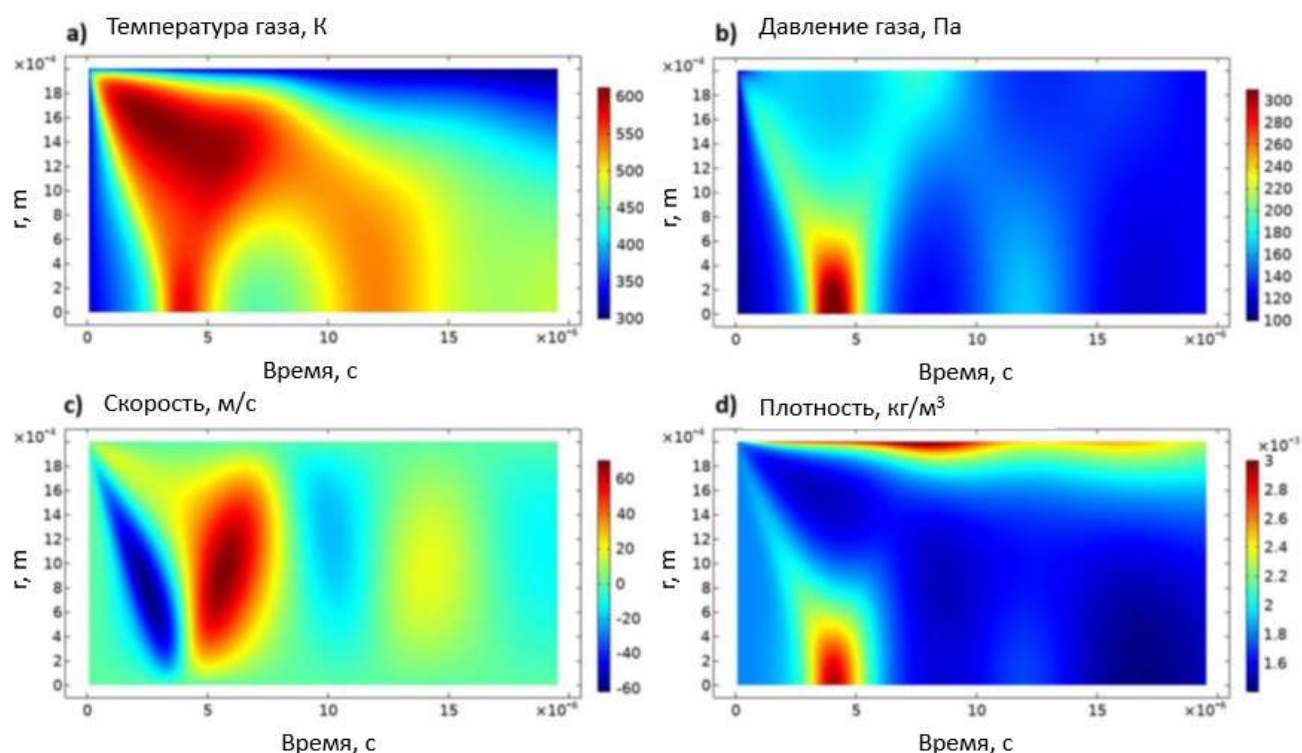


Рисунок 3.16 Радиально-временные распределения (а) температуры среды, (b) давления газа в капилляре, (с) гидродинамической скорости $|\mathbf{u}|$, (d) плотности газа в капилляре.

| P (mTorr) | R_c (mm) | I (A) | T_{\max} (K) | Z_{\max} (%) | $v_{r,\max}$ (m s ⁻¹) | δ_{\max} |
|-------------|------------|---------|----------------|----------------|-----------------------------------|-----------------|
| 700 | 2.0 | 10 | 607 | 0.38 | 68 | 2.1 |
| 700 | 2.0 | 20 | 800 | 0.8 | 95 | 2.8 |
| 700 | 2.0 | 50 | 1219 | 2.2 | 135 | 4.3 |
| 450 | 2.0 | 50 | 1640 | 2.4 | 174 | 6.2 |
| 200 | 2.0 | 50 | 2720 | 2.8 | 219 | 10.6 |
| 450 | 1.5 | 50 | 2607 | 3.4 | 238 | 10.6 |
| 450 | 1.0 | 50 | 4780 | 6.5 | 287 | 19.3 |

Таблица 3.1. Зависимость выходных характеристик модели(максимально достижимая температура газа, средний заряд плазмы, скорость среды и степень неоднородности)от входных (давление среды, радиус капилляра, ток через капилляр), полученная из картинок, аналогичных тем, что приведены на рисунку 3.16.

3.6. Выводы к главе

Проведено численное моделирование скользящего разряда в диэлектрической трубке. Задача интересовала в ключе предьонизации, создания предварительной плазмы газа в капилляре для сильноточного разряда (капиллярный разряд).

Показана возможность управлять радиальной степенью неоднородности «предплазмы» а счет давления, выбора материала капилляра, радиуса капилляра, тока и выбора момента времени запуска основного импульса.

Расчеты проводились для капилляра, заполненного аргоном при давлении 0.4-30Торр, радиусе капилляра 1-3мм, импульсе напряжения с линейным ростом < 1кВ/1нс и импульсом тока 10-50А.

В этих случаях достигались следующие максимальные значения: по температуре – 0.5эВ, степень ионизации – 6%, степень неоднородности -20; а наиболее благоприятный момент для запуска основного импульса напряжения наступает через 6-8мкс.Проводящая оболочка, которая при этом формируется: размером 0.1мм и плотностью 0.003 кг/м3; при увеличении начальной плотности газа температура в оболочке уменьшается, ширина оболочки уменьшается тоже.

Глава 4. Численное моделирование малоиндуктивного протяженного сильноточного Z-разряда

4.1. Введение к главе

Сильноточные Z-разряды различных типов и конфигураций широко применяются в физике высоких плотностей энергии. Например, для получения мощных потоков теплового некогерентного рентгеновского излучения используется электромагнитное обжатие плазмы в геометрии Z-пинча. Типичные параметры плазмы в таких пинчах: плотность тяжелых частиц – 10^{19} - 10^{21} см⁻³, температура – 0.1-1кэВ. В ведущих научных центрах получены импульсы рентгеновского излучения мегаджоульного диапазона. Проводился анализ возможности применения излучения таких источников и в работах по созданию активных сред коротковолновых когерентных источников излучения, например, в качестве ламп накачки.

В первых работах по созданию рентгеновских лазеров на плазме многозарядных ионов в качестве активной среды рассматривалась лазерная плазма. Было показано, что для ее создания необходимы мощности ввода энергии в плазму свыше 10 ГВт при линейном размере мишени порядка нескольких сантиметров и ее поперечном размере порядка нескольких сот микрон. При этом удается получить генерацию в спектральном диапазоне $\lambda \geq 18$ -20 нм с усилением $g^+ \sim 1$ -10 см⁻¹. Наиболее подробно анализировались три схемы создания инверсии в плазме многозарядных ионов: схемы с электронным возбуждением из основного состояния, с рекомбинационной накачкой и с резонансным фотовозбуждением. При большей, чем в лазерных системах, общей эффективности ввода энергии плазму из первичного накопителя энергии аналогичные условия по базовой характеристике накачки активной среды - удельной мощности ввода энергии в плазму, позволяют получить и сильноточные разряды, которые стали рассматриваться как еще один вариант создания активных плазменных сред лазеров мягкого рентгеновского спектрального диапазона.

Основные проблемы, возникающие при формировании активной среды на плазме сильноточных электрических разрядов, были отмечены еще в [1] при получении и исследовании вынужденного излучения в видимом диапазоне на двукратно ионизованный ионах аргона. Это асимметрия сжатия и аксиальные неоднородности разрядной плазмы, возникающие в следствие развития разного рода неустойчивостей.

Успешные работы по созданию рентгеновских лазеров на плазме многозарядных ионов, создаваемой сильноточным электрическим разрядом, основаны на использовании капиллярного разряда. В типичных условиях плазма создавалась разрядом малоиндуктивной конденсаторной батареи (<100 нФ) через электрическую цепь, в которой

капилляр — длинный узкий канал в тугоплавком диэлектрике, заполненный рабочим газом, играет роль основного разрядного промежутка. Для создания активной среды рентгеновского лазера фронт нарастания тока должен быть порядка 10 - 40 нс. Необходимые характеристики активной среды сформулированы в []. Высокое аспектное отношение разрядного канала в случае однопроходной безрезонаторной генерации

$$L/d \gg k/g^+,$$

где L – длина активной среды, d – ее поперечный размер, g^+ - коэффициент усиления на рабочем переходе, k^- - коэффициент поглощения резонансного излучения, опустошающего нижний лазерный уровень. Кроме того, как уже отмечалось, достаточно жесткие требования предъявляются к аксиальной и поперечной однородности активной среды, что ограничивает эффективную длину активной области.

Впервые лазерный эффект в рентгеновском диапазоне на плазме многозарядных ионов с накачкой капиллярным разрядом получен в 1994 г. в [] на переходе $3p-3s$ Ne – подобных ионов аргона на длине волны 48.9 нм. Длительность первого полупериода разрядного тока — 60 нс, максимальный ток — 40 кА, диаметр и длина капилляра равны 4 мм и 12 см соответственно. Инверсия населенностей между рабочими уровнями создавалась путем столкновительного возбуждения. Дальнейшие работы, направленные на совершенствование характеристик этого лазера, привели к созданию более компактного и более мощного лазера, генерирующего на той же длине волны, но имеющего сравнительно небольшие размеры, на оптическом столе он занимает площадь 1×0.4 м².

Проведенные экспериментальные исследования и численное моделирование капиллярных разрядов показали, что разряд этого типа является разновидностью сильноточного пинчующегося Z - разряда, особенности которого в большей или меньшей степени зависят от взаимодействия разрядной плазмы и ее излучения с внутренней стенкой капилляра. Причем, высокая скорость нарастания разрядного тока ограничивает массу материала стенок, поступающего в разряд еще до того, как собственное магнитное поле разрядного тока начинает отрывать плазму от стенок и сжимать ее в радиальном направлении.

Проведенные исследования показали, что быстрые капиллярные разряды имеют целый ряд качеств, необходимых для формирования активных плазменных сред для лазеров мягкого рентгеновского диапазона. Это высокая эффективность создания высокоионизованной плотной плазмы, формирование плазменных шнуров с высоким аспектным отношением, достаточно высокая аксиальная однородность плазмы, которая

может быть обеспечена однородностью начального состояния и высокой скоростью сжатия. Наконец, быстрое радиальное движение плазмы приводит к доплеровскому сдвигу, который способствует опустошению нижнего рабочего уровня. Необходимо отметить еще одно важное достоинство капиллярных лазеров — возможность сделать их компактными.

Описанные выше свойства капиллярного разряда и первые успехи в получении генерации лазерного излучения в спектральной области десятков нанометров во многих научных центрах стимулировали развитие работ, направленных на создание капиллярных рентгеновских лазеров. Возможность получения генерации в спектральной области $\lambda > 18 - 20$ нм на переходах многозарядных ионов различных изоэлектронных последовательностей (см. Обзор, Глава 1) обоснована экспериментально и расчетно-теоретически. Тем не менее, на сегодняшний день нет лазерных установок, генерирующих в этой спектральной области и способных решать прикладные задачи.

К отмеченным выше проблемам была добавлена еще одна — разрушение капилляра при увеличении удельной мощности ввода энергии в плазму до значений, необходимых для получения генерации на требуемой длине волны при продвижении в спектральную область все более коротких длин волн.

В настоящее время работы с капиллярными разрядами продолжаются, хотя менее интенсивно, чем прежде. На сегодняшний день понятно, что в качестве драйверов для формирования активных сред лазеров на плазме многозарядных ионов они уступают лазерным системам по основной характеристике накачки активной среды — удельной мощности. Тем не менее, они могут успешно конкурировать с лазерными системами в определенной спектральной области, где они обеспечивают нужные характеристики накачки и имеют преимущества в общей эффективности использования энергии первичного накопителя. Этими обстоятельствами обусловлены исследования, представленные в данной главе диссертации. Они направлены, прежде всего, на оценки возможности формирования активной среды ЭУФ-лазеров на плазме, создаваемой в сильноточном Z -разряде с высоким аспектным отношением. В данной главе кратко описана оригинальная система питания и предварительной ионизации такого разряда. Описана модель такого разряда и проведены численные исследования динамики, нагрева и охлаждения плазмы. Приведены оценки возможности формирования активной среды по рекомбинационной схеме на переходах H – подобных ионов. Проведено численное моделирование ступенчатого ввода энергии в плазму разряда, возможного в рассматриваемой системе питания и предварительной ионизации. Рассмотрено создание активной среды на переходах Ni -подобных ионов He .

4.2. Малоиндуктивный сильноточный Z-разряд с высоким аспектным отношением

Рассматриваемая система питания сильноточного Z-разряда основана на высоковольтном импульсном генераторе с зарядным напряжением 100 кВ с двойной накопительно-формирующей линией с бумаго-масляным диэлектриком и газовыми обострителями электрических импульсов. Генератор позволяет за счет двухступенчатого обострения формировать импульсы напряжения с передним фронтом порядка 1-2 нс и амплитудой 100-200 кВ и получать в малоиндуктивной плазменной нагрузке капиллярного типа, подключенной через передающую длинную кабельную линию, импульсы тока с фронтом нарастания порядка 4-5 нс и амплитудой до 200 кА. Эта система обладает рядом свойств, которые расширяют возможности для передачи энергии в импульсную плазменную нагрузку капиллярного типа по сравнению с конденсаторной батареей. Отметим наиболее важные из них.

В системах питания сильноточных разрядов одним из наиболее важных факторов, определяющих мощность ввода энергии в плазму, является скорость нарастания разрядного тока, которая тем больше, чем меньше индуктивность системы. Скорость нарастания тока оказывает влияние на эффективность использования собственного магнитного поля разрядного тока на нагрев плазмы. А индуктивность системы является своеобразным накопителем магнитной энергии, остающейся в системе после завершения формирования плазмы с необходимыми характеристиками. В дальнейшем эта энергия магнитного поля неизбежно рассеивается в электроразрядной нагрузке и создает ударное и тепловое воздействия на нее, сокращающие срок ее службы. Поэтому минимизация индуктивности электроразрядной нагрузки и системы в целом чрезвычайно важна. В связи с этим обратный токопровод, представляющий собой металлическую цилиндрическую оболочку, целесообразно расположить непосредственно на внешней поверхности капиллярной трубки.

В лазерах на капиллярном разряде для предварительной ионизации рабочего газа обычно применяется дополнительный микросекундный разряд. В рассматриваемой системе для предварительной ионизации газа в разрядной камере с высоким аспектным отношением применяется схема, основанная на использовании бегущей волны скользящего лавинного разряда, стартующего с высоковольтного электрода при поступлении на него падающей волны напряжения. После достижения бегущей волной

скользящего лавинного разряда выходного электрода он переходит в сильноточный разряд, создающий активную лазерную среду на плазме многозарядных ионов. Следует подчеркнуть, что именно данный подход к решению проблемы предварительной ионизации рабочего газа позволяет расположить обратный токопровод непосредственно на внешней поверхности разрядной трубки для получения минимальной индуктивности разрядной системы и максимальной скорости нарастания разрядного тока в импульсной плазменной нагрузке.

Еще одно достоинство рассматриваемой системы – возможность осуществления ступенчатого сжатия плазмы [127-129]. Ступенчатое сжатие плазмы принципиально отличается от повторного сжатия плазмы в сильноточных разрядах с питанием от емкостных накопителей энергии. Перезарядка емкостного накопителя и его повторный разряд с формой тока в виде затухающей синусоиды дают второе сжатие практически полностью расширившегося плазменного шнура на второй полуволне тока. В рассматриваемой системе питания дополнительный нагрев плазмы может осуществляться импульсами магнитного поля, между которыми не успевает происходить релаксация плазмы и тепловая энергия плазмы увеличивается от импульса к импульсу. При этом расширение плазменного шнура происходит в условиях нарастающего магнитного поля, когда фронт плазмы движется против магнитного поршня. Это увеличивает эффективность ввода энергии в плазму, что в условиях более сильных токов, чем при первом сжатии, дает значительно больший эффект. Поскольку длина линии выбирается такой, чтобы отраженная волна от нагрузки не успевала вернуться, второй максимум тока обусловлен не перезарядкой линии, а изменением согласования линии с нагрузкой, когда линия переходит в режим работы на «короткое замыкание», характеризующийся большими токами. В этом случае метод ввода энергии в плазму сильноточного разряда можно квалифицировать как метод ступенчатого сжатия.

При ступенчатом обострении импульсов падающего напряжения до ~ 1 нс уменьшается время статистического ожидания формирования скользящего лавинного разряда и повышается его повторяемость, продольная и азимутальная однородность, а также эффективность взаимодействия с газом. Это решение основывается на полученных ранее результатах макетирования газового разрядника с искажением электрического поля и имеющегося опыта по созданию обостряющего двухступенчатого искрового малоиндуктивного разрядника высокого давления. Первый из них ставится после двойной формирующей линии, второй – в середине передающей линии. По оценкам, уменьшение

длительности фронта напряжения на входе разрядной трубки позволит усилить эффект, который был обнаружен на установке «Экстрим» [1]. Это генерация излучения в ЭУФ-МР спектральных диапазонах на стадии высоковольтного разряда. Данный вид разряда возникает при переходе от лавинного разряда с двойным напряжением падающей волны и преимущественно радиальным электрическим полем к продольному сильноточному разряду с примерно двойным током. Плазменный шнур, возникающий вследствие скользящего разряда, не успевает стать низкоимпедансным. Во время высоковольтного Z-разряда, когда устанавливается продольное поле, и оно еще не успевает существенно упасть, наблюдается резкий пик разрядного тока наносекундной длительности, совпадающий с пиком сигнала с полупроводникового Si-диода.

Таким образом, рассмотренная система питания сильноточного Z-разряда с высоким аспектным отношением имеет уникальные функциональные возможности. Это достаточно хорошая предварительная ионизация газа в разрядной камере, создаваемая поверхностным разрядом, скользящим вдоль ее внутренней стенки, малая индуктивность разрядной системы в целом, что обеспечивает высокую скорость нарастания тока в плазменной нагрузке на стадии основного разряда. Кроме того, это возможность осуществления гибкого согласования системы питания и импульсной плазменной нагрузки, для получения высокой эффективности передачи энергии в плазму, возможность осуществления режима ступенчатого сжатия и нагрева плазмы, который полезен для получения неравновесной плазмы с требуемым ионным составом. Отмеченные высокие функциональные возможности позволяют создавать в плазме высокую плотность мощности, необходимую для реализации различных схем формирования активной среды, как столкновительно ионизационного, так и рекомбинационного характера. Кроме того, рассмотренная система предварительной ионизации газа и питания разряда расширяет перспективы сильноточных (пинчующихся) разрядов, как источников линейчатого излучения ЭУФ – МР спектральных диапазонов за счет работы с элементами с высоким зарядом ядра при использовании режимов ступенчатого сжатия плазмы, так как появляются дополнительные возможности для целенаправленного программирования характеристик излучающей плазмы и осуществления различных подходов к формированию активных сред когерентных источников излучений в мощных Z-разрядах.

4.3. Магнито-радиационно-газодинамическая (МРГД) модель Z-разряда с высоким аспектным отношением

Вследствие большого отношения длины разрядной камеры к ее радиусу $l/R_0 \gg 1$ (где l , R_0 - длина и радиус разрядной камеры соответственно) может быть использовано одномерное (1D) приближение, в котором все величины зависят от радиуса и от времени.

По оценкам скорость диффузии магнитного поля в плазму велика по сравнению с газодинамической скоростью, магнитное поле успевает следовать изменению газодинамических параметров течения плазмы. В общем случае электропроводность и другие коэффициенты электронного переноса плазмы - это тензорные характеристики. В замагниченной плазме они являются анизотропными. Для незамагниченной плазмы коэффициенты электронного переноса можно описывать скалярной величиной, не зависящей от магнитного поля. По оценкам в рассматриваемых условиях ($\omega_c \cdot \tau_c < 1$), где ω_c - циклотронная частота, τ_c - среднее время передачи импульса при взаимодействии заряженных частиц) условие незамагниченности в целом выполняется. Таким образом плазму в разрядной камере можно считать незамагниченной, магнитное поле не заморожено, и оно свободно проникает в плазму, коэффициенты электронного переноса можно описывать скалярными функциями.

Предположим, что магнитное поле имеет только одну азимутальную компоненту, отличную от нуля B_ϕ , электрическое поле также имеет одну компоненту, отличную от нуля E_z , разрядный ток течет вдоль оси Z поля, пондеромоторная сила электромагнитного поля действует на плазму только в радиальном направлении.

Учитывая оценки и сделанные предположения, систему дифференциальных МРГД-уравнений, выражающие законы сохранения, в одномерном (1D) двухтемпературном (2T) приближении в переменных Лагранжа можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -r \frac{\partial P}{\partial m} + F; & \frac{dr}{dt} &= u; & dm &= \rho r dr; & P &= P_i + P_e + P_\omega; \\ P_\omega &= -\rho(v_i + v_a) \frac{\partial u}{\partial m} + \mu_a \rho \left(\frac{\partial u}{\partial m} \right)^2 \\ F &= -\frac{\rho}{\mu_0 r} \frac{\partial}{\partial m} (r B_\varphi)^2; \\ \frac{d\varepsilon_e}{dt} &= -P_e \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial W_e}{\partial m} + Q_J + Q_{ei} - Q_{Rad} - \frac{d}{dt} \varepsilon_{ion}; \\ \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= -P_i \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) - Q_{ei} - P_\omega \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) \\ W_e &= -\chi_e \rho r^2 \frac{\partial T_e}{\partial m}; & Q_J &= \frac{1}{\mu_0 \sigma} E_z \frac{\partial}{\partial m} (r B_\varphi); & \frac{d}{dt} \left(\frac{B_\varphi}{r \rho} \right) &= -\frac{\partial E_z}{\partial m}; & E_z &= \frac{\rho}{\mu_0 \sigma} \left(\frac{\partial}{\partial m} (r B_\varphi) \right) \end{aligned}$$

P_ω - вязкость, представляющая собой сумму физической и «искусственной», с коэффициентами v_i , v_a и η_a соответственно; ε_i – удельная внутренняя энергия ионной компоненты; ε_e – удельная внутренняя энергия электронной компоненты, ε_{ion} – удельная энергия ионизации; Q_{ei} – скорость передачи энергии от ионов к электронам за счет упругих столкновений; W_e – поток тепла в электронной компоненте; Q_J – мощность джоулева тепловыделения; χ_e – коэффициент электронной теплопроводности, σ – электропроводность плазмы; E_z – продольная компонента электрического поля; B_φ – азимутальная компонента магнитного поля; Q_{Rad} – удельная мощность излучения плазмы.

Магнитное поле на границе плазменного шнура определялось разрядным током $I(t)$. Его изменение во времени описывалось уравнениями электрической цепи (рис.4.1).

$$Ug(t) - R_\rho I - L_C \frac{dI}{dt} - \frac{d}{dt} (L_\Delta I) = 0$$

Здесь L_C – индуктивность электрической цепи; L_Δ – индуктивность зазора «обратный» токопровод – внешняя поверхность плазменной оболочки, R_ρ – волновое сопротивление линии, $Ug(t)$ – напряжение генератора (задается в виде функции от времени).

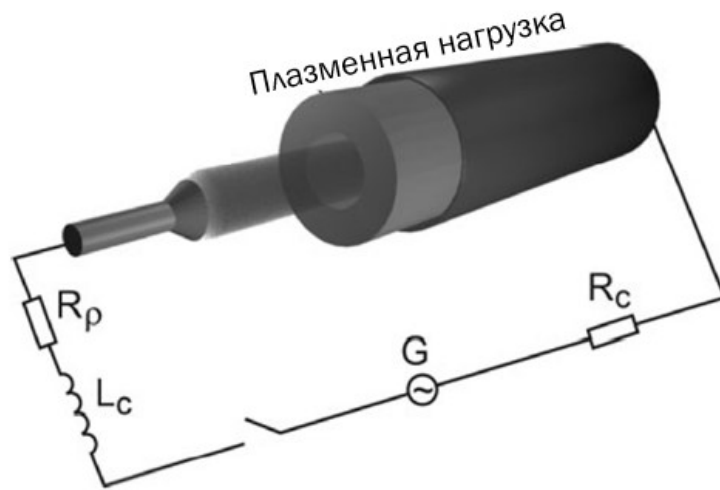


Рисунок .4.1. Пример схемы цепи для капиллярного разряда.

В качестве уравнений состояния плазмы оболочки и плазменного сгустка применялись обобщенные уравнения состояния типа уравнений состояния «среднего иона». Для совместного расчета газодинамических процессов, нестационарной ионизации, объемного излучения плазмы и коэффициентов электронного переноса применялись модели, подробно описанные в Главе 2.

Система уравнений, описывающая ионный состав плазмы может быть записана в виде []:

$$\frac{1}{N_e} \frac{d}{dt} \alpha_Z = \alpha_Z I_{Z-1} - \alpha_Z (I_Z + R_Z) + \alpha_{Z+1} R_{Z+1}.$$

Здесь N_e – концентрация электронов, I_Z, R_Z – соответственно скорости ионизации и рекомбинации ионов кратности $Z=0,1,2, \dots Z_n$, где Z_n – заряд ядра;

$$\alpha_Z = \frac{\sum_K N_{KZ}}{\sum \sum N_{KZ}} = \frac{\sum_K N_{KZ}}{N} -$$

относительная концентрация ионов кратности Z . В этой системе уравнений учитывается ионизация электронным ударом, фото- и тройная рекомбинация на основной и возбужденный уровни, диэлектронная рекомбинация.

Предполагая плазму оптически тонкой для собственного излучения, будем учитывать ее охлаждение за счет тормозного, рекомбинационного, диэлектронного и линейчатого излучения [130-134].

Мощность радиационного охлаждения плазмы за счет тормозного излучения определяется по формуле

$$Q_B = 1.6 \cdot 10^{-32} T^{0.5} \sum Z_{ef}^2 \alpha_Z,$$

где Z_{ef} – эффективный заряд ионов.

Мощность фоторекомбинационного излучения

$$Q_R = 1.6 \cdot 10^{-19} \sum R_Z (I_{Z-1} + 1.5T_e) \alpha_Z$$

Мощность диэлектронного излучения

$$Q_D = 1.6 \cdot 10^{-19} \sum \alpha_Z \sum R_{DZ} (\Delta E + I_Z - E_{n'})$$

Где $E_{n'}$ – энергия уровня n' , отсчитанная от границы ионизации, для которой вероятности столкновительных и радиационных процессов равны между собой. При вычислении внутренней суммы берутся три первых члена, дающих основной вклад в константу диэлектронной рекомбинации.

При расчете линейчатого излучения учитываются переходы из основного состояния с $\Delta n = 0$ и $\Delta n = 1$, которые вносят максимальный вклад в линейчатое излучение

$$Q_L = 1.6 \cdot 10^{-19} \sum I_{n0} \cdot \Delta E_{n0} \left(1 + N_e \cdot \frac{I_{n0}}{A_{n0}} \right)$$

Здесь I_{n0} – скорость столкновительного перехода в основное состояние, A_{n0} – вероятность радиационного распада с уровня n в основное состояние.

Описанная выше модель позволяет самосогласованно учитывать:

- Процессы формирования импульса тока в многоконтурной электрической цепи питания разряда,
- Диффузию магнитного поля в плазму разряда
- Процессы ионизации и рекомбинации плазмы, определяющие ее неравновесный ионный состав,
- Сжатие плазмы магнитным полем и генерация цилиндрических ударных волн
- Обмен энергией между электронами и ионами при упругих столкновениях
- Энергию многократной ионизации плазмы

- Диссипацию энергии, обусловленную электронной теплопроводностью и ионной вязкостью, для сквозного расчета ударных волн вводится искусственная вязкость
- Охлаждение плазмы собственным излучением излучения в сплошном спектре и линиях

4.4. Динамика плазмы с учетом предыонизации и верификация

Для эффективного сжатия и нагрева плазмы необходимо, что уже на начальной стадии сильноточного разряда сформировался магнитный поршень с малой толщиной скин-слоя, распространяющийся с периферии к оси разряда, толщина скин-слоя должна быть меньше характерного размера плазменной оболочки. При сравнительно низкой температуре плазмы и, следовательно, низкой электропроводности плазмы в оболочке размер скин-слоя $(\delta_B = (\tau / (\mu \cdot \sigma))^{1/2})$, где $\tau = I / (dI/dt)$ может сравняться или даже превысить размер оболочки Δ . Для того, чтобы не допустить проникновения магнитного поля внутрь оболочки, снижающего эффективность работы магнитного поршня, необходимо обеспечить высокую скорость нарастания разрядного тока.

В связи с этим в качестве мостика между расчетами скользящего разряда (глава 3) и самого сильноточного Z-разряда, были проведены расчеты имплозии тонкой пристеночной оболочки с температурой 0.5эВ. Ниже будет показано, что при высоких скоростях нарастания тока, пристеночная проводящая оболочка не препятствует пинчевой плазме.

На рисунке 4.2. приведены результаты расчетов динамики сильноточного Z-разряда при $dI/dt \geq 10^{12} \text{ A/c}$. Магнитное поле нарастает вместе с возрастанием разрядного тока, в процессе разогрева плазмы в оболочке толщина скин-слоя уменьшается и остается меньше толщины оболочки, эффективность сжатия и нагрева плазмы оказывается достаточно высокой. Температура плазмы, плотность и средний заряд ионов вне оболочки возрастают вследствие сжатия сходящимися цилиндрическими ударными волнами, теплопроводности и достигают максимальных значений на оси разряда. Таким образом, в окрестности оси разряда образуется характерный для Z- пинчей плазменный керн с достаточно высокими параметрами плазмы – температурой, плотностью средним зарядом ионов.

Тем не менее, рассмотренный выше вариант не является безусловно привлекательным, так как неоднородное начальное распределение параметров плазмы может инициировать развитие неустойчивостей (Рэля-Тейлора, МГД перетяжечного типа и др.). По оценкам в рассматриваемых условиях характерное время развития

неустойчивости Рэля-Тейлора меньше характерного времени сжатия плазмы. Характерное время развития перетяжечной МГД-неустойчивости незначительно больше, чем время сжатия плазмы. А с точки зрения создания активной среды, усиливающей спонтанное излучение, однородность распределений параметров плазмы является чрезвычайно важным фактором. Поэтому в дальнейшем рассматриваются варианты с однородными начальными распределения параметров плазмы в сильноточном Z-разряде.

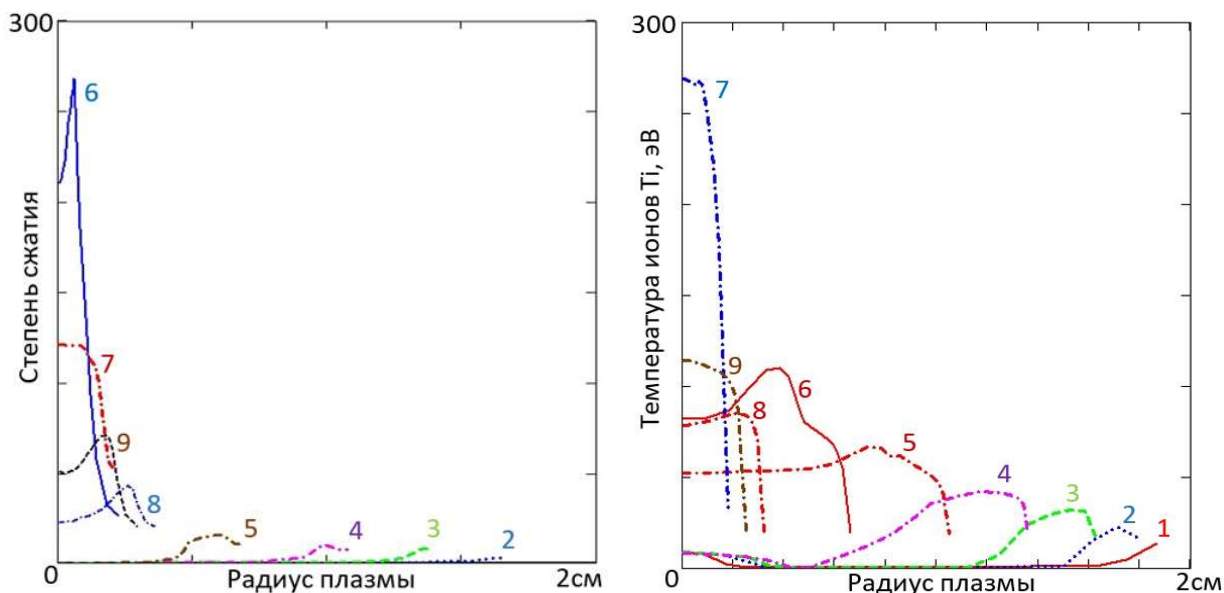


Рисунок 4.2. Радиальные графики степени сжатия и температуры электронов для разных моментов времени при имплозии оболочки.

В качестве проверки работы модели были проведены сравнения времен сжатия плазмы, взятые из экспериментальных работ, и проведен анализ баланса энергий. Времена пинчевания хорошо совпадают с экспериментальными. Пример графика для баланса энергий приведен на рисунке 4.3. Здесь можно отметить, что в характерных условиях суммарная энергия собственного излучения плазмы оказывается порядка 50-60% от энергии, введенной в плазму. Из графика также видно, что линии 1 и 2 совпадают, что показывает корректность расчетов, закон сохранения энергии выполняется. График 1 – это результат суммирования тепловой, кинетической энергии плазмы, энергии собственного излучения и работы магнитного поршня. График 2 – разница энергии от источника питания и потерь в электрической цепи.

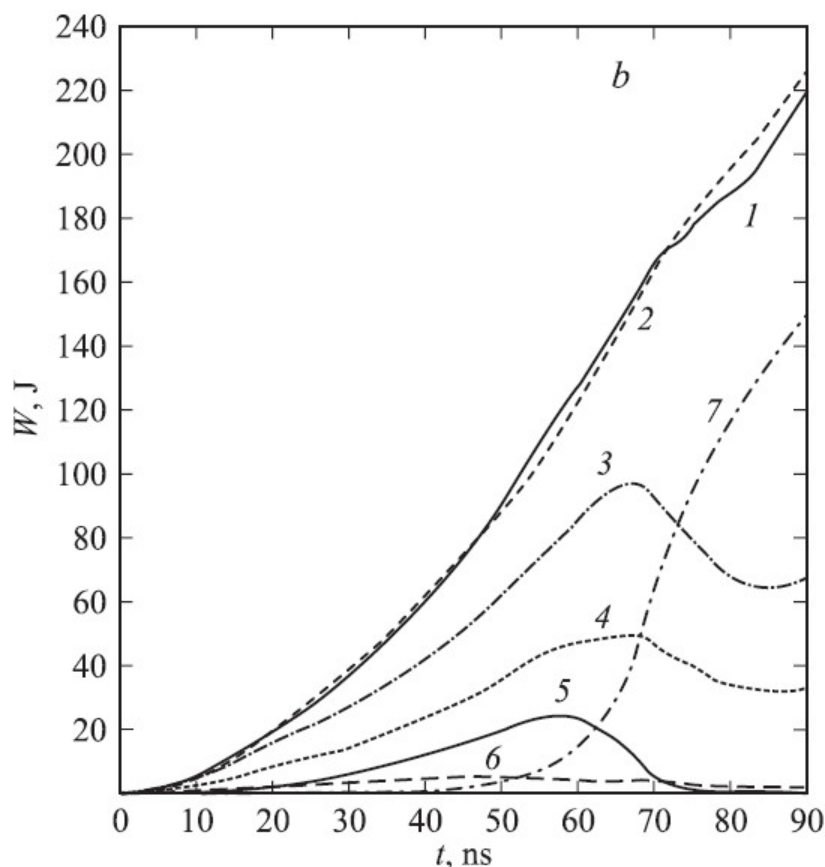


Рисунок 4.3. График изменение разных видов энергии от времени: 1,2 - энергия, вложенная в плазму, 3 - внутренняя энергия плазмы, 4 - суммарная энергия ионизации, 5 - кинетическая энергия плазмы, 6 - энергия магнитного поля, 7 - энергия собственного излучения плазмы.

4.5. Ступенчатый нагрев плазмы

Закономерности ступенчатого ввода энергии в плазму сильноточного Z-разряда проиллюстрируем результатами расчета пинчевания в ксеноне. Рассмотрим временные зависимости разрядного тока и радиуса внешней границы плазмы ксенона при начальном давлении газа в разрядной камере $P_0=4$ Торр и длине разрядной камеры 10 см (рисунок 4.4, соответственно кривые 1 и 2). В рассматриваемом варианте выполнены необходимые условия согласования системы питания и импульсной плазменной нагрузки - время первого нарастания тока (~ 12 нс) меньше времени первого сжатия плазмы (~ 22 нс), что обеспечивает высокую эффективность использования работы магнитного поля для ввода энергии в нагрузку, характерную для сильноточных разрядов. После достижения максимального значения на начальном этапе сильноточного разряда, равного 150 кА, ток в дальнейшем уменьшается до 120 кА за время примерно 10 нс, а затем возрастает до 220 кА, и в дальнейшем практически не изменяется в течение всего рассматриваемого периода. Таким образом, характер изменения разрядного тока в рассмотренном случае и случае разряда конденсаторной батареи с

синусоидальным изменением разрядного тока на ту же плазменную нагрузку принципиально отличаются.

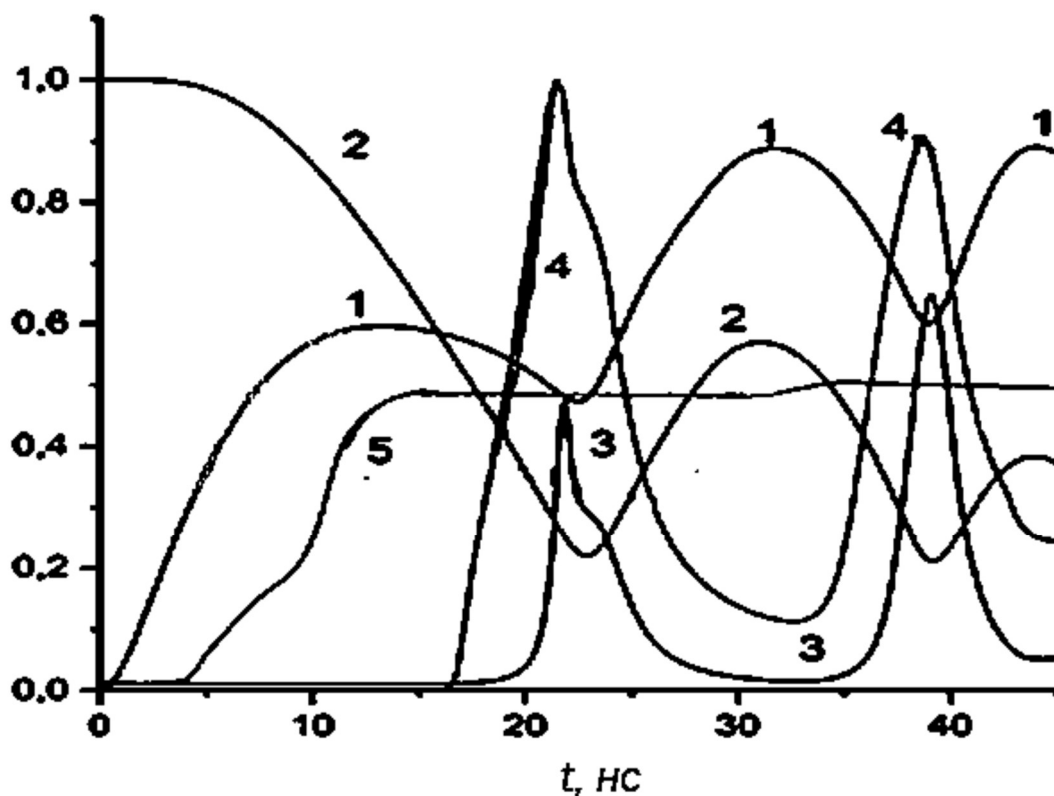


Рисунок 4.4. Характеристики плазмы на оси: 1 – ток в цепи I/250кВ, 2- нормированный радиус плазменного столба r/r_0 , 3 – сжатие плазмы $p/p_0/100$ на оси, 4 - температура электронов $T_e/690eV$ на оси, 5 – средний заряд $Z/54$ на оси.

Радиус внешней границы плазмы на стадии первого сжатия уменьшается до $0,22r_0$ (22 ns). Далее плазма расширяется в течение ~ 8 нс, радиус внешней границы плазменного столба достигает значений $0.6r_0$, затем вновь уменьшается до $0.2r_0$ и в течение нескольких наносекунд меняется незначительно в пределах $(0.2 - 0.3) r_0$.

Усиливающая спонтанное излучение область плазмы, в пределах которой характеристики плазмы имеют достаточно однородные радиальные распределения, формируется вблизи оси разряда и имеет характерный размер порядка нескольких десятков нанометров. Поэтому рассмотрим временные изменения характеристик плазмы, температуры электронов и ионов, концентрации электронов, среднего заряда ионов на оси. Известно, что распределение ионов в плазме по кратности ионизации имеет весьма «острый» характер, наибольшую концентрацию имеет средний ион с зарядом Y и два соседних иона с зарядами соответственно $Y-1$ и $Y+1$. В связи с этим будем рассматривать эволюцию заряда среднего иона так же на оси разряда (рисунок 4.5). К моменту первого сжатия ($t=22$ нс) температура электронов достигает значения

690 эВ, сжатие плазмы $D = \rho/\rho_0 = 50$, средний заряд ионов $Z \cong 26$, концентрация электронов - $N_e \cong 6.5 \cdot 10^{18} \text{м}^{-3}$, заряд среднего, наиболее представленного в плазме иона, Y достигает значений $Y=26$ и остается постоянным до момента времени $t \cong 34 \text{нс}$. Затем в процессе расширения плазма охлаждается до температуры $T_e = 60 \text{эВ}$ за время $\sim 12 \text{нс}$, а заряд среднего иона $Y=26$ остается постоянным до момента времени $t \cong 34 \text{нс}$. С этого момента времени средний заряд ионов за время $\sim 3 \text{нс}$ возрастает до значений $Z \cong 27-27.3$, заряд среднего иона становится равным $Y=27$. На стадии повторного сжатия в момент времени, начинающегося в момент времени $t=34 \text{нс}$, температура электронов достигает значений $T_e = 600 \text{эВ}$, а максимальное сжатие плазмы $D=62$ ($N_e \cong 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$). Заряд среднего иона возрастает до $Y=27$ и остается постоянным начала этапа следующего сжатия ($t = 45 \text{нс}$), на котором максимальная температура электронов достигает значений 590эВ , а максимальное сжатие плазмы $D \cong 93$.

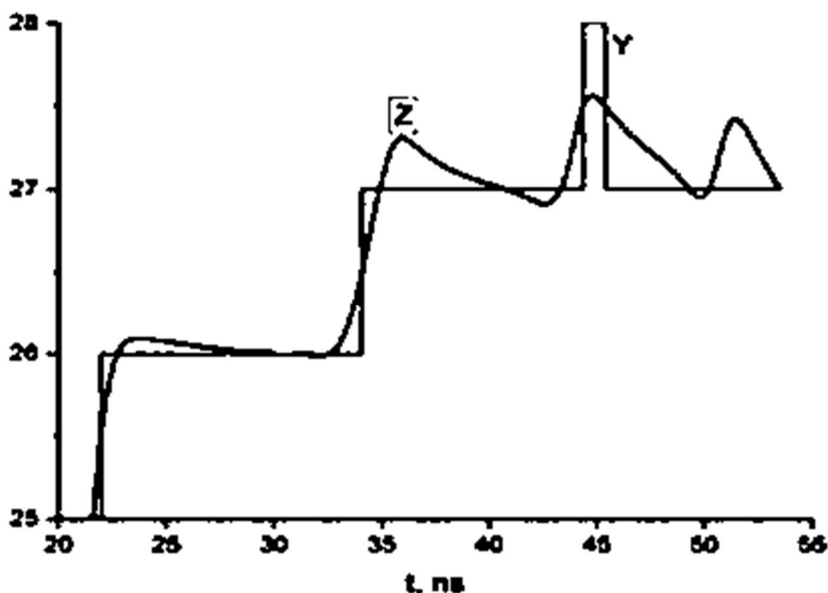


Рис. 4.5. Характеристики плазмы ксенона на оси: Z – средний заряд, Y – заряд среднего иона.

Для оценки характера неравновесности ионного состава на рисунке 4.6. приведена зависимость среднего заряда ионов, рассчитанная по термодинамической модели. Равновесный средний заряд ионов Z , как и следовало ожидать, мгновенно отслеживает изменение температуры и плотности, в то время как изменение неравновесного среднего заряда ионов Z запаздывает.

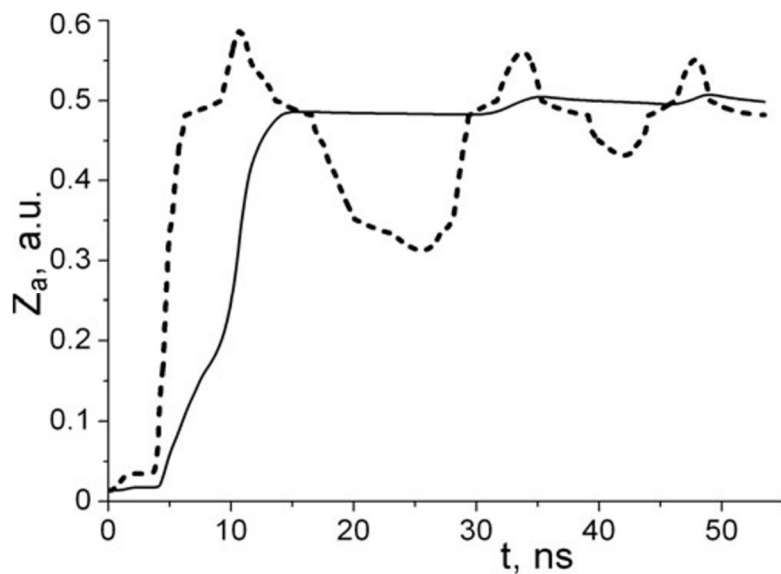


Рисунок 4.6. Характеристики плазмы ксенона на оси: пунктир – равновесный заряд, сплошная – неравновесный заряд плазмы.

Радиальные распределения температуры электронов и среднего заряда ионов в различные моменты времени приведены на рисунках 4.7, 4.8. Эти пространственно-временные графики дают представление о динамике развития разряда и возможности получения требуемых состояний плазмы, обеспечивающих получение необходимых достаточно высоких значений среднего заряда ионов.

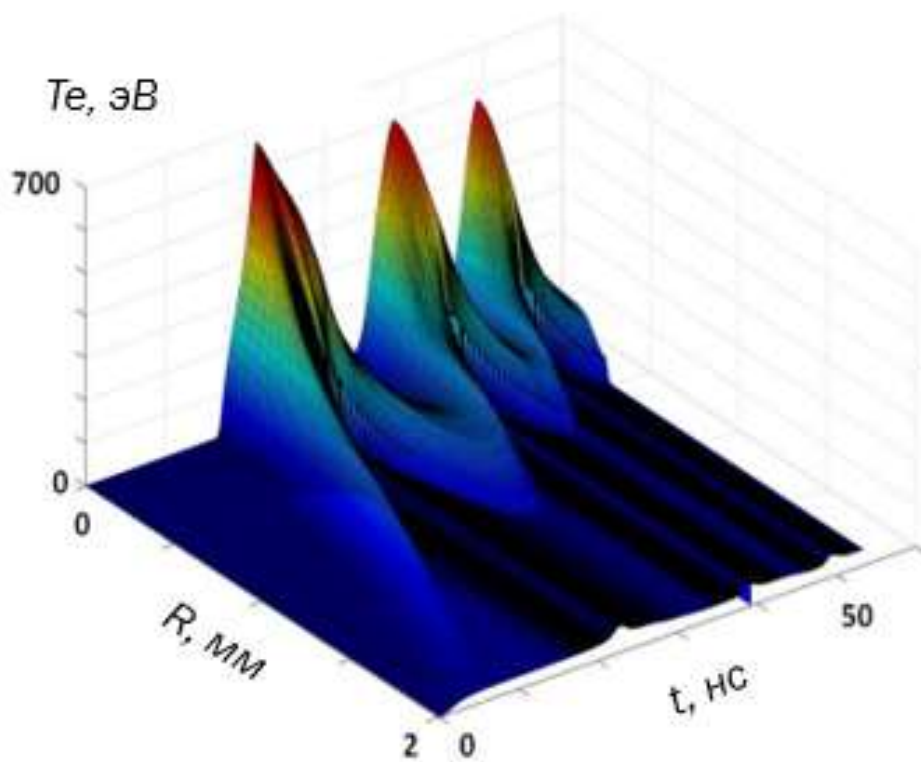


Рисунок 4.7. Пространственно-временной график температуры электронов для никелеподобного ксенона.

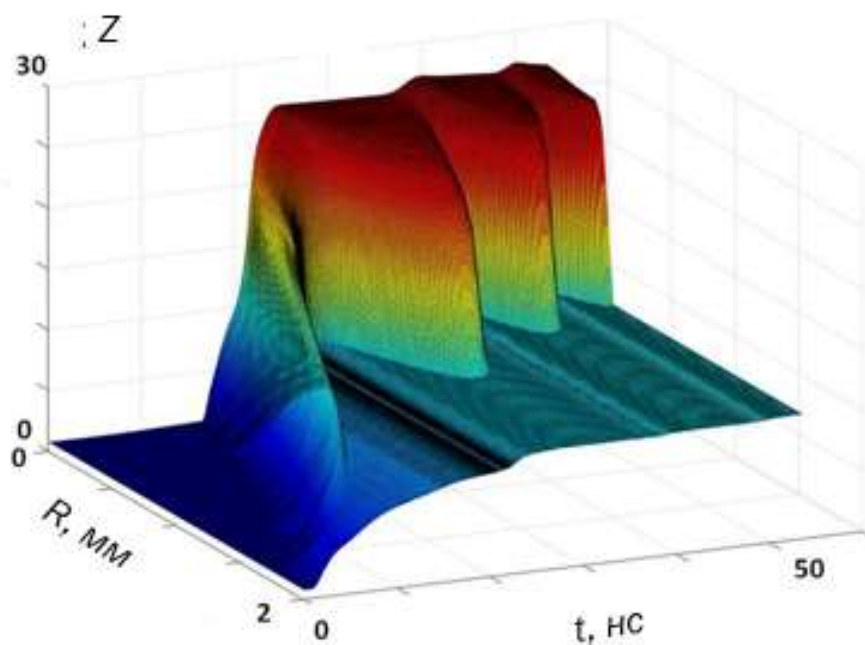


Рисунок 4.8. Пространственно-временной график среднего заряда для никелеподобного ксенона.

В качестве иллюстрации работы программы, моделирующей магнитную гидродинамику плазмы, и эффекта многоступенчатого сжатия также рассмотрим

следующий случай. Пусть капилляр заполнен азотом [14] при давлении 20Торр, на генератор в цепи подается напряжение в 100кВ с временем нарастания 1-2нс и длительностью 100нс. На рисунке 4.9. показаны графики изменения во времени таких характеристик, как внешний радиус плазменного столба при начальном радиусе в 1 мм, протекающей через плазму ток, и на оси – температуры ионов, плотности и среднего заряда плазмы. Видно, что при достижении минимального радиусе плазменного столба значения температуры и плотности максимальны; также, что к концу второго сжатия заряд на оси практически достигает семи – плазма почти полностью ионизована, что дает потенциальную возможность реализации рекомбинационной накачки на Н-подобных ионах (на переходе 3_1D-2_1P с длиной волны 4.6нм).

Многоступенчатое сжатие реализуется за счет наличия формирующей линии в цепи питания: энергия от генератора в плазменную нагрузку передается в зависимости от степени согласованности формирующей линии с плазменной нагрузкой (она меняется, т.к. меняется зарядовый состав плазмы и следовательно, ее проводимость); часть энергии в цепи «отражается» на входе капиллярной нагрузки и после отражения от источника питания и позже возвращается на вход капилляра.

На рисунке 4.9. приведены графики на оси температуры ионов и электронов плазмы азота. В данном случае они практически совпадают, но в большинстве случаев эти температуры разные. Также на рисунке приведены графики равновесного и неравновесного заряда, из которых хорошо видно, что эти заряды не совпадают, что еще раз подчеркивает необходимость расчета заряда по модели СИМ, а не термодинамической модели. Можно заметить, что средний заряд не успевает сильно уменьшиться после первого сжатия, в то время как плотность и температура значительно падают при первом расширении плазменного столба. Таким образом использование многоступенчатой накачки дает возможность управлять средним зарядом плазмы в сторону его увеличения. Вообще такой эффект, когда заряд плазмы изменяется незначительно, в то время как ее плотность и температура претерпевают значительные изменения называется эффектом «закалки». В рассматриваемом случае мы наблюдаем именно такой эффект. Для того, чтобы говорить о расчете населенности определенных подуровней в активной среде надо обеспечить достаточное содержание в плазме ионов нужной кратности. Поэтому в рамках магнитно-гидродинамической модели может прежде всего решаться задача о получении нужного зарядового состава плазмы, его «оптимизации». На рисунке 4.10 для рассматриваемого случая приведен пространственно-временной график среднего заряда плазмы азота. На

рисунке видно, что максимальный заряд плазмы достигается на оси. Также на данном графике можно наблюдать ударную волну ионизации.

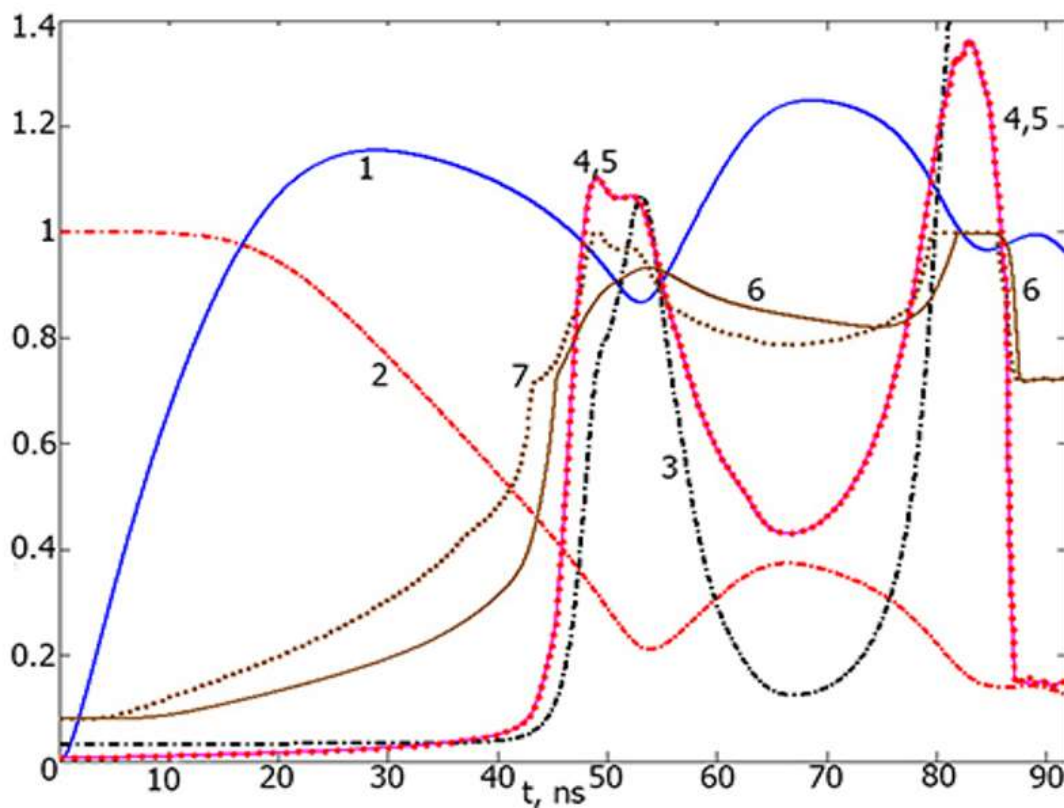


Рисунок 4.9. Временные графики для значений радиуса границы плазмы (2) в мм, протекающего через плазму тока(1) *100кА, температуры электронов(4) и ионов(5) в эВ/10R_y, плотности(3) в гр/см³/400, нормированных равновесного(6) и неравновесного(7) среднего заряда плазмы на оси для плазмы азота.

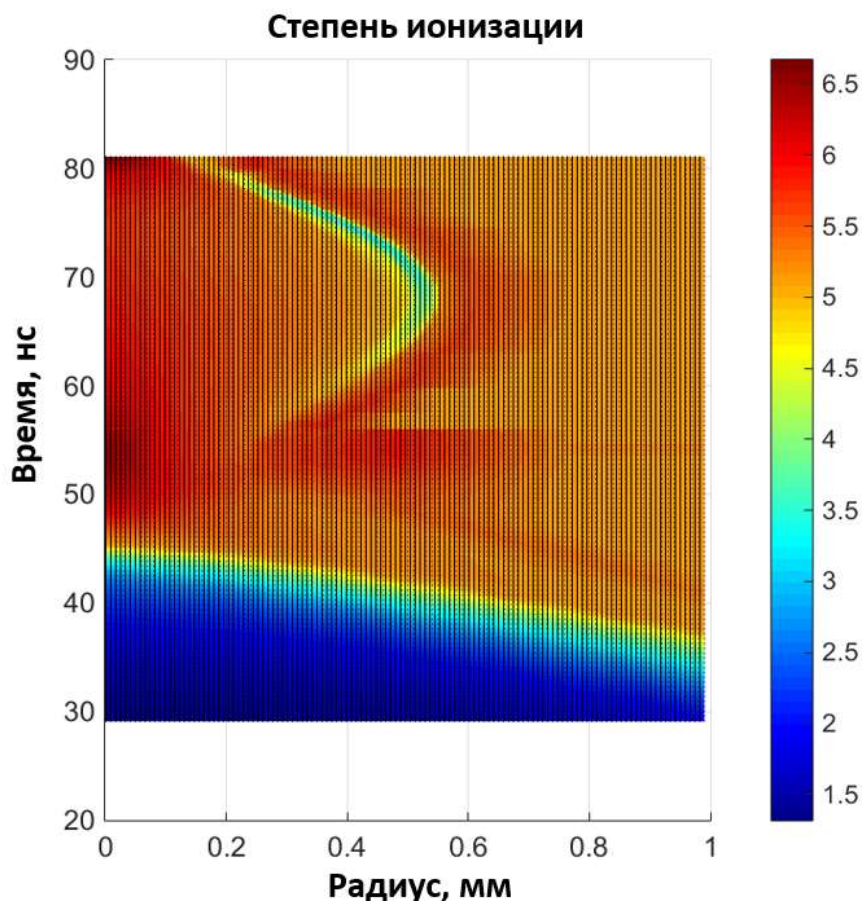


Рисунок 4.10. Пространственно-временные графики среднего заряда плазмы азота

4.6. Формирование активной среды в малоиндуктивном Z-разряде с высоким аспектным отношением

Многозарядные ионы, принадлежащие последовательностям Ni, активно изучаются с целью создания эффективных рентгеновских лазеров в спектральной области «водяного окна» с использованием достаточно компактных лабораторных источников накачки. Схема формирования активной среды лазера Ni-подобных ионах впервые была продемонстрирована в [135-137]. Усиление наблюдалось на длине волны $\lambda=7.1$ нм на одном из переходов $3d^9 4d[J=0] - 3d^9 4p[J=1]$. Затем была получена серия результатов, показавших усиление на этих переходах вплоть до Yb^{42+} и Ta^{43+} вблизи верхней границы спектральной области «водяного окна» с $\lambda=4.48$ нм. Результатом первых экспериментальных работ с Ni-подобными ионами явилось существенное продвижение в спектральную область малых длин волн ЭУФ диапазона, включая область «водяного окна» ($\lambda < 4.4$ нм). Самая короткая длина волны $\lambda=3.56$ нм в последовательности Ni была получена в Au^{51+} .

Радиационно - столкновительная модель усиления спонтанного излучения (УСИ) на переходах Ni-подобных ионов аналогична модели УСИ на Ne-подобных ионах [138-140]. В классической схеме создания активной среды на переходе $3d 4d[J=0] - 3d 4p[J=1]$ верхний

рабочий уровень заселяется из основного состояния с высокой скоростью за счет электрон-ионных столкновений и радиационного распадается лишь в нижние рабочие уровни, так как радиационный распад в основное состояние запрещен. Для создания активной среды на стандартном переходе $0 \rightarrow 1$ наиболее эффективным является Ni – подобная схема.

Первые экспериментальные наблюдения УСИ на Ni-подобных ионах в лазерной плазме продемонстрировали большую экономичность Ni-подобной схемы по сравнению с Ne-подобной схемой, поскольку отношение энергии лазерного перехода в Ni-подобном ионе к энергии его образования значительно меньше, чем в Ne-подобном ионе. Однако коэффициенты усиления и яркость выходящего лазерного излучения плазмы Ni-подобных ионов оказалась ниже, чем в лазерах на Ne-подобных ионах. В дальнейших исследованиях для повышения эффективности Ni-подобных схем разработаны двух- и многоступенчатые методы накачки лазерной плазмы [141], успешно развивающиеся в настоящее время.

Подробный анализ результатов исследований по рентгеновским лазерам можно найти в обзорных работах [141-142] и в Главе 1, в которых, в частности, даны оценки возможности развития Ni-подобных схем формирования активных сред лазеров, работающих в ЭУФ-МР спектральной области при использовании компактных источников энергии.

Ниже представлены результаты численных исследований формирования активной среды лазеров по классической схеме на переходах $4d - 4p$, $0 - 1$ в Ni-подобных ионах в плазме сильноточных Z-разрядов капиллярного типа для случая двухступенчатой накачки активной среды. Исследованы условия, при которых могут быть получены практически значимые величины коэффициента усиления слабого сигнала порядка 1 см^{-1} и более.

Численные исследования активных сред коротковолновых лазеров на плазме многозарядных ионов можно разделить на несколько этапов. На первом этапе проводятся расчеты нагрева и динамики плазмы совместно с кинетикой ионизации, описанные в предыдущем разделе данной главы. Затем, проводятся атомно-кинетические расчеты населенностей рабочих уровней, интенсивностей линий и коэффициентов усиления для рассчитанных пространственно-временных распределений характеристик плазмы. МРГД расчеты нагрева и динамики плазмы и кинетики формирования инверсии населенностей уровней ионов осуществляются независимо, так как электронное возбуждения и радиационный распад внутри отдельного иона практически не влияют на динамику плазмы, благодаря тому, что их характерные времена отличаются на несколько порядков.

Радиационно - столкновительная модель усиления спонтанного излучения (УСИ) на переходах Ni-подобных ионов аналогична модели УСИ на Ne-подобных ионах []. В классической схеме создания активной среды на переходе $3d4d[J=0] - 3d4p[J=1]$ верхний рабочий уровень заселяется из основного состояния с высокой скоростью за счет электрон-ионных столкновений и радиационного распадается лишь в нижние рабочие уровни, так как радиационный распад в основное состояние запрещен.

Населенность возбужденных уровней рабочих ионов N_K рассчитывались в квазистационарном приближении, в котором все N_K определяются локальными значениями температуры электронов, плотности и ионным составом [143]

$$\frac{dN_K}{dt} = 0; \quad \sum N_i S_{iK} - N_K \sum S_{Ki} = 0$$

Где S_{ik} – суммарная вероятность столкновительного и радиационного заселения уровня “k” из уровня “i”. Обоснованность подобного подхода следует из того, что характерные времена релаксации населенных уровней малы по сравнению с характерными временами изменения ионного состава плазмы и уменьшаются с ростом заряда пропорционально $Z^4 - Z^5$. Из решения этой системы находится инверсия населенностей рабочих уровней ΔN и коэффициент усиления g^+ в центре линии:

$$g^+ = \lambda^2 A \Delta N / 4 \sqrt{\pi} \Delta \omega$$

Инверсия населенностей рабочих уровней и коэффициент усиления зависят от эффекта пленения резонансного излучения – от оптической толщины плазмы в поперечном направлении. Этот эффект принято учитывать по методу Бибермана – Холдстейна, заменяя вероятности резонансных переходов A на их эффективные значения A_e , определяемые оптической толщиной плазмы [144].

В [145] установлена область параметров плазмы, в которой возможно эффективное усиление спонтанного излучения в Ni-подобном Хе на нескольких переходах 4f-4d (2-1), 4d-4p (3-2), 4d-4p (0-1): $T_e \geq 400$ эВ, $N_e \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. В наших расчетах мы ориентировались на возможность получения плазмы с необходимым ионным составом и параметрами из этой области. При этом варьировались начальное давление газа и диаметр разрядной камеры, фронт нарастания и амплитуда импульса напряжения на генераторе. Волновое сопротивление передающей линии было принято равным $R_p = 1$ Ом. Фронт импульса напряжения был задан равным 1 – 2 нс, его амплитуда – 200 кВ, длительность – 100 нс. Результаты расчетов коэффициента усиления для упомянутых переходах для

рассмотренного в предыдущем параграфе случая с ксеноном приведены на рисунке 4.11. Отметим качественное согласие результатов наших расчетов $g^+(t)$ и аналогичных расчетов, проводившихся для лазерной накачки [146-150]. Для разных температур зависимость $g^+(t)$ имеет максимум, после достижения которого, $g^+(t)$ резко уменьшается. Максимальные значения коэффициента усиления, полученные в наших расчетах, меньше, чем максимальные коэффициенты усиления для тех же переходов, определенные для лазерной накачки. С увеличением температуры электронов максимум усиления увеличивается. Характерное время существования усиления с $g^+(t) > 1 \text{ см}^{-1}$ порядка нескольких пикосекунд.

Практический интерес представляют результаты расчета усиления при различных диаметрах капилляра и поперечного размера усиливающей части плазменного шнура. Расчеты показали, что при высокой плотности электронов коэффициент усиления $g^+(t)$ уменьшается с увеличением поперечного размера усиливающей плазмы. При достаточно малых концентрациях электронов для всех рассмотренных переходов $g^+(t)$ слабо зависит от поперечного размера рабочей плазмы. Таким образом, продемонстрирована возможность ступенчатого формирования активной среды. Он открывает перспективы создания компактных и эффективных источников высокой яркости на плазме многозарядных ионов в широкой спектральной области, включая область «углеродного» и «водяного окна», создаваемой в сильноточных электрических разрядах капиллярного типа.

Показано, что при максимальных токах $I_m \geq 200 \text{ кА}$ в режиме ступенчатой накачки возможно получение параметров плазмы Хе с температурой электронов $T_e > 400 \text{ эВ}$, и концентрацией $N_e > 10^{20} \text{ см}^{-3}$, при которых возможно усиление спонтанного излучения в плазме Ni-подобного Хе на нескольких переходах в спектральной области $\lambda \approx 10 \text{ нм}$. На основании результатов расчетов определены электрические и энергетические характеристики накачки, обеспечивающие получение коэффициента усиления на рабочих переходах $g^+ \sim 1 \text{ см}^{-1}$. Проведенное в настоящей работе комплексное численное моделирование генерации на Ni-подобных ионах Хе показывают возможность создания на плазме сильноточного малоиндуктивного разряда лазерного источника с коэффициентом усиления $g > 1 \text{ см}^{-1}$ при $GL = 15$, излучающего в спектральной области, лежащей вблизи 10 нм.

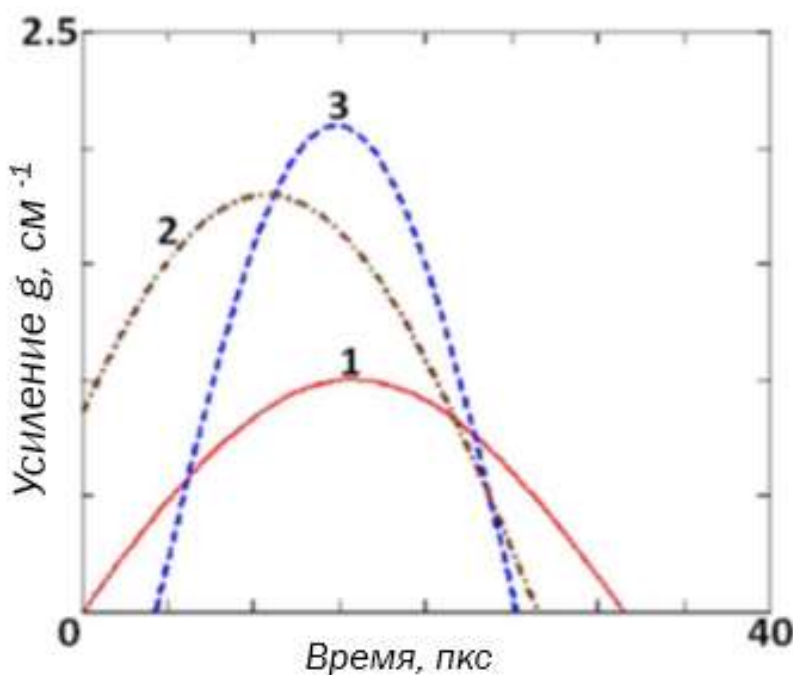


Рисунок 4.11.. Зависимость от времени усиления на переходах 1 - 4f-4p ($\lambda = 13.2$ нм), 2 - 4d-4p ($\lambda = 9.9$ нм), 3 - 4p-4s ($\lambda = 17.3$ нм).

В дальнейшем необходимы более корректные расчеты поуровневой кинетики и коэффициента усиления слабого сигнала, в которых должно быть учтено перепоглощение излучения, влияние которого может привести к значительному уменьшению коэффициента усиления.

Для расчета плазмы азота, приведенной в предыдущем параграфе, также приведем расчет усиления в области 10-20 нм. В рассматриваемом расчете было обеспечено образование плазмы гелиеподобного иона, в котором могут реализовываться оба вида накачки. Соответствующие графики приведены на рис. 4.12. Ионизационно-столкновительная накачка оказывается несколько предпочтительней, нежели рекомбинационная. Кроме того, как известно, для рекомбинационной накачки влияние неустойчивостей очень значительно, однако в модели они не учитываются. Таким образом, рассчитывать на коэффициент, полученный теоретическим путем, для рекомбинационной накачки не стоит.

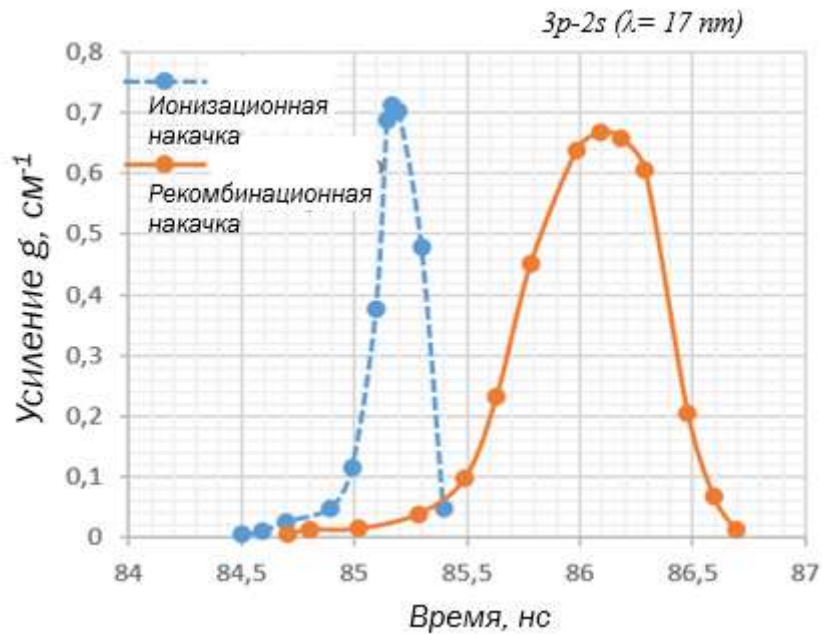


Рисунок 4.12. Зависимость от времени усиления на переходе $3p - 2s(17\text{nm})$ в случае рекомбинационной и ионизационно-столкновительной накачки.

При решении гидродинамической системы совместно с уравнением для среднего заряда плазмы (а не с системой для концентрации ионов каждой кратности) перейти к значениям концентрации ионов разных кратностей можно следующим образом. Пример пересчета среднего заряда в полный зарядовый состав показан на рисунке 4.13: здесь приведены результаты решения системы столкновительно-излучательной модели (СИМ), (той ее части, что описывает зарядовый состав, без расчета населенности подуровней), а не только уравнения для среднего иона. Графики получены следующим образом: брались значения температуры и плотности на оси (в общем случае - в конкретной массовой ячейке), а также начальные концентрации всех ионов плазме для некоторого момента времени; в течении некоторого выбранного шага по времени решалась система уравнений СИМ; далее извлекались конечные концентрации всех ионов, и они подставлялись как начальные условия для следующего шага по времени.

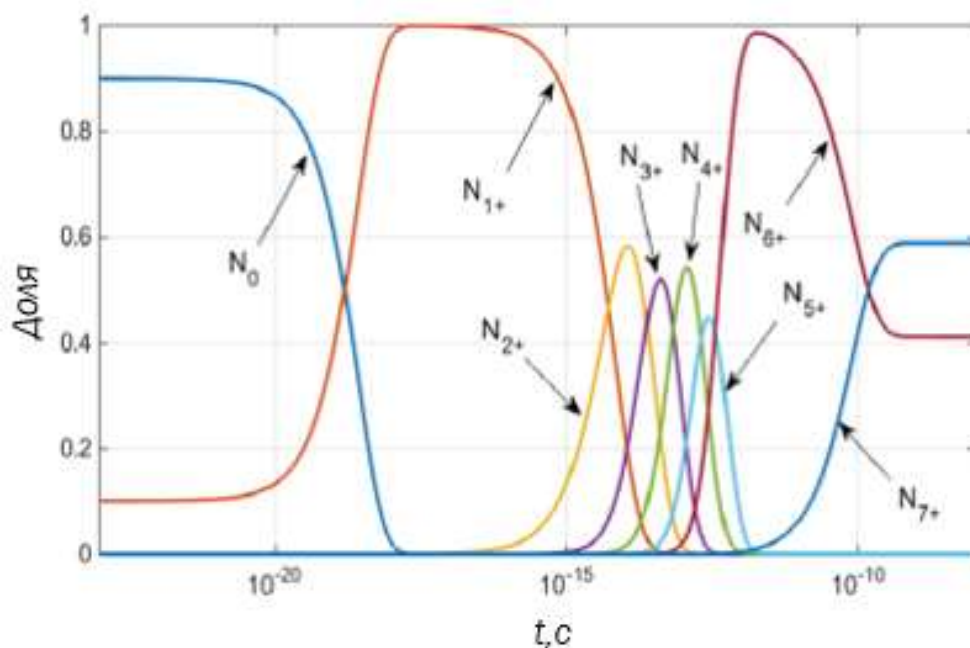


Рисунок 4.13. Эволюция доли разных ионов плазмы азота при температуре электронов 150эВ и плотности плазмы 1,1кг/м³.

4.7. Выводы к главе

В данной главе приведены результаты расчетов источника для случая продольного Z-разряда на переходах водородоподобного азота и никелеподобного ксенона. Приведена модель радиационной магнитной гидродинамики плазмы, которая используется для данных расчетов. Это одномерная двухтемпературная одножидкостная модель, реализуемая система уравнений в ней записывается в лагранжевой системе координат. В численной реализации модели используется дифференциально-разностный подход.

Стоит отметить некоторые аспекты внедрения и разработки лазеров на капиллярном разряде, их ограничения и перспективы развития. Напомним, что на данный момент эффективные источники на капиллярном разряде ограничиваются длиной волны 46нм. Есть несколько путей увеличения эффективности накачки среды, т.о. в конечном счете эффективности источника излучения, его возможностью работать в более коротковолновом диапазоне. Первый – работа с током: его укрупнение (обеспечение более быстрого нарастания тока, более узкий «фронт» тока) и ступенчатая накачка. Однако динамика тока ограничивается суммарной индуктивностью цепи, которую не сделать меньше некоторого значения. Второй путь - использование жесткого ионизатора – предварительное облучение плазмы, после которого подается основной импульс тока. Второй путь может быть менее «травматичным» для системы с точки зрения разрушения капилляра.

С помощью капиллярного разряда с одной стороны, можно добиться большего КПД при передаче энергии от разрядной цепи с плазмой, чем при передаче энергии при лазерной накачке. Однако у накачки капиллярным разрядом есть серьезное ограничение: разрушение капилляра с большой вероятностью может произойти еще до достижения нужного зарядового состава. Более того, для нужной накачки, вкладывать энергию надо за время не больше, чем время ионизации, то есть десятки нс (квазистационарное приближение). Но в разряде не всегда этого можно достичь в связи с конечной величиной индуктивности цепи питания, которую нельзя сделать меньше некоторого значения. В связи с этими обстоятельствами большие надежды возлагаются на лазерную накачку с применением пикосекундными лазерами. Расчетам источника с использованием лазерной накачки посвящена уже следующая глава.

К результатам и выводам по данной главе можно отнести следующие:

- Разработана РМГД-модель, описывающая в одномерном двутемпературном приближении динамику плазмы многозарядных ионов цилиндрической геометрии; плазма создается разрядом, питаемым электрической цепью с высоковольтным источником напряжения; в модели расчет динамики в модели производится совместно с расчетом изменения зарядового состава плазмы в нестационарном приближении;
- Данная модель использована для анализа плазмы водородоподобного азота и никелеподобного ксенона для характерных для капиллярного разряда условиях; исследованы случаи многоступенчатого сжатия плазмы; показано, что ступенчатая накачка, реализованная за счет присутствия в цепи формирующих линий, является эффективным механизмом управления зарядовым составом плазмы и дает возможность получать необходимый ионный состав при сравнительно невысоких токах в цепи;
- Для случая никелеподобного ксенона по модели, описанной в главе 2, найдены коэффициенты усиления на длинах волн $\lambda = 13.2 \text{ nm}$, $\lambda = 9.9 \text{ nm}$, $\lambda = 17.3 \text{ nm}$, значения которых больше и порядка 1 cm^{-1} , что является достаточно оптимистичным для реализации на практике; при этом самопоглощение плазмы учитывалось по формулам Бибермана-Холстейна;
- В рамках исследования вероятности разрушения капилляра рассмотрен механизм, основанный на критерий Мезиса; построена модель упруго-деформированного тела для нахождения давления на внутреннюю

стенку капилляра, при котором капилляр по данному критерию разрушится; для керамики это значения получилось - $4,7e8$ Па;

- По результатам РМГД-модели для разобранных ранее случаев азота и ксенона показано наличие небольшого запаса прочности; в оценках предполагается, что давление на внутреннюю стенку капилляра создается за счет индуктивной нагрузки зазора между внешней границей плазмы и внутренней стенкой капилляра;

- Проведены оценки удельной мощности накачки и по ней определены длины волны, которые можно получить

Сделаны оценки запаса прочности капилляра и длины волны, на которой возможны генерация излучения без разрушения капилляра; замечено существование локального максимума по давлению на внешнюю стенку капилляра при варьировании радиуса капилляра; показан потенциал получения длины волны ≥ 30 нм при характерных для капиллярного разряда параметрах.

- На основании оценок по разрушению можно рекомендовать более сдержано относиться возможности получения излучения ≤ 10 нм на капиллярном разряде; результаты определяют область применения капиллярных разрядов.

Глава 5. Численное моделирование лазерной плазмы

5.1. Введение к главе

В этой главе приведены результаты численного моделирования активных сред ЭУФ - лазеров на переходах многозарядных ионов в лазерной плазме. Рассмотрены варианты создания лазерной плазмы при облучении цилиндрических плазменных сгустков (мишеней) наносекундными и пикосекундными лазерными импульсами умеренно высокой интенсивности $< 10^{15}$ Вт/см² с полной энергией в импульсе ~ 10 Дж/см. Это внешнее лазерное излучение считалось однородно распределенным по поверхности мишени, его поглощение в плазме мишени учитывалось в рамках модели обратного тормозного поглощения. Динамика плазмы мишеней, позволяющая рассчитывать пространственно-временные распределения плазмы, описывалась в одножидкостном двухтемпературном одномерном радиационно-гидродинамическом (РГД) приближении совместно с нестационарной ионизацией плазмы. Определение населённостей ионных уровней, инверсии и коэффициента усиления на рассматриваемых переходах проводилось в предположении, что характерное время ионизации много больше времени формирования и релаксации возбуждённых уровней. Полученная в результате РГД-моделирования активной среды информация о распределениях плотности, электронной температуры и ионного состава использовалась для определения населённостей рабочих уровней, инверсии и коэффициента усиления активной среды на рассматриваемом переходе в центре заданного контура линии. В рамках данной модели проведены оценки коэффициента усиления на переходах ионов Н- и Не- подобной изоэлектронных последовательностей. Для верификации расчетов использовались результаты экспериментов, проводившиеся на лазерной установке Вулкан в Резерфорд-Эпплтоновской лаборатории.

5.2. Радиационно-гидродинамическая модель

Гидродинамическое описание сред, как правило, используется, когда масштабы рассматриваемого явления много больше времен свободного пробега частиц, а время, в течении которого объект исследуется много больше характерных времен процессов. В случае лазерной накачки, энергия от внешнего лазера передается электронам, а те в свою очередь по средствам столкновений разогревают ионы.

Динамика разрядной плазмы описывается с помощью ГД-системы. Система включают в себя следующие уравнения:

- Закон сохранения энергии электронов, где искомой величиной является энергия электронов ε_e ;

- Закон сохранения энергии тяжелых частиц(ионов), где искомой величиной является их энергия ε_i ;
- Закон сохранения момента импульса, 2ой закон Ньютона, где искомой переменной является скорость плазмы u ;
- Закон сохранения массы, уравнение неразрывности, где искомой переменной является плотность плазмы ρ .

Последовательно приведем данные уравнения в цилиндрической системе координат. Выбор координат связан с рассматриваемым типом разряда – капиллярным, где реализуется продольное пинчевание.

$$\begin{aligned} \frac{d(\varepsilon_e + \varepsilon_{ion})}{dt} &= -P_e \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial W_e}{\partial m} - Q_{ei} - Q_{rad} + \frac{\partial F}{\partial m}; \\ \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= -P_i \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + Q_{ei} - P_\omega \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right); \\ \frac{du}{dt} &= -r \frac{\partial P}{\partial m}; \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial u}{\partial m}; \end{aligned} \tag{5.1}$$

При решении задачи об источнике излучения недостаточно решать МГД/ГД-систему уравнений, необходимо решать РМГД/РГД-систему, дополненную уравнениями, описывающими перенос излучения в плазменной среде. Пренебречь этими уравнениями можно только в предположении того, что плазма оптически тонкая. В настоящей модели учет переноса излучения осуществляется упрощенно по средствам введения коэффициента ускользания в уравнения поуровневой кинетики. Однако, для случая лазерной накачки уравнение переноса на одной длине волны – длине волны внешнего лазера, учитывать необходимо, дабы учесть передачу энергии от внешнего лазера плазме. В системе (5.1) энерговклад от внешнего лазера выражается в члене $\frac{\partial F}{\partial m}$, его можно расписать для каждой ячейки через поток «слева» и «справа» (F_+ , F_-):

$$\frac{\partial F}{\partial m} = -\frac{\alpha}{\rho r} (F_+(m, t) - F_-(m, t)) = -\frac{\alpha}{\rho r} Q_0(t) (\exp(\eta + H) - \exp(-\eta + H)) \tag{5.2}$$

Здесь $\frac{\partial F}{\partial m}$ - поток поглощения внешнего лазерного излучения, состоящий из суммы «падающего» и «отраженного» потока, где $H = \int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm$, $\eta = \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm$ – это полная и

текущая оптические толщины, α – коэффициент поглощения, $Q_0(t)$ – поток падающей мощности внешнего излучения, $M = \int_0^{r_0} m(r)rdr$ полная масса в сегменте в углом в один радиан. В используемом приближении - приближении тормозного поглощения[1], которое можно считать определяющим при небольших и длительных потоках мощности внешнего источника ($<10^{15}$ Вт/см², импульс больше фемтосекунд) - для описания поглощения лазерного излучения используется понятие критической плотности ρ_{cr} . Для такой плотности частота плазменных колебаний (ленгмюровских) равна частоте внешнего излучения. В подобном резонансе коэффициент поглощения максимален. Обычно пользуются следующей формулой для критической плотности:

$$\rho_{cr} = 1.8610^{-12} \frac{A}{Z \lambda^2}, \quad (5.3)$$

где λ – длина волны внешнего источника излучения. Чтобы имитировать описанный выше резонанс в поглощении в зависимости от длины волны внешнего излучения, вводится коэффициент отношения плотностей $\beta = \frac{\rho}{\rho_{cr}}$. Если $\beta \geq 1$ отраженный поток «обнуляется», в противном случае оба потока сохраняются, но коэффициент поглощения умножается на коэффициент: $\alpha = \alpha_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$. Классический коэффициент поглощения определяется по следующей формуле:

$$\alpha_0 \left[\frac{1}{cm} \right] = 1.98 \cdot 10^{-2} G Z^2 N_e [1/cm^3] N_i [1/cm^3] \lambda [cm]^2 T [K]^{-3/2}, \quad (5.4)$$

где G – коэффициент Гаунта.

Зависимость коэффициента поглощения от отношения плотностей показана на рисунке 5.1.

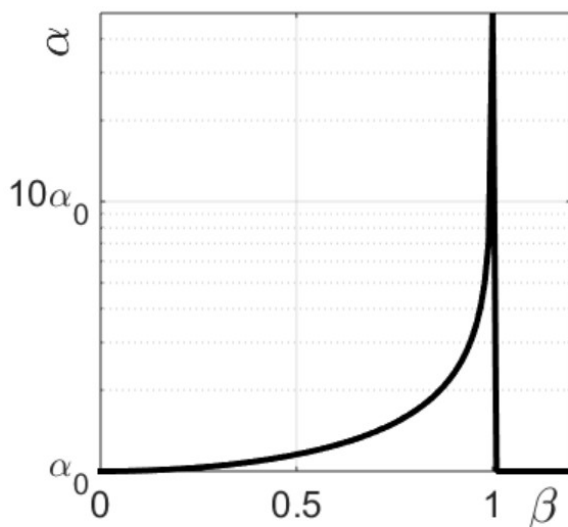


Рисунок 5.1. Зависимость коэффициента поглощения от отношения плотностей β .

Принятые в уравнениях системы (5.1) обозначения расшифровываются так же, как и в главе 4. Детали численной реализации модели аналогичны тем, что описаны в главе 4 о разрядной плазме. Начальный средний заряд также задается по значениям температуры и плотности на основе равновесной модели плазмы по Саха, а далее средний заряд совместно с системой (5.1) вычисляется «квазистационарном» приближении с использованием модели среднего заряда.

В случае лазерной накачки, граничные условия для системы из главы 3 должны быть дополнены тем, что поток на внешнюю границу плазмы будет равен $Q_0(t)$, таким образом $F_+(M, t) = Q_0(t)$.

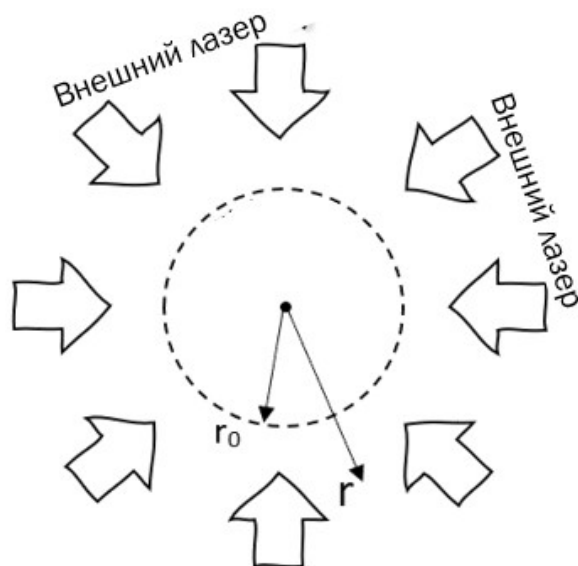


Рисунок 5.2. Схематическое изображение геометрии задачи.

В главе будет рассматриваться задача о динамике лазерной плазмы следующей геометрии. Плазменный сгусток цилиндрической формы при начальном радиусе цилиндра r_0 (рисунок 5.2.) расширяется в вакуум и облучается с боковой поверхности лазером с заданной длиной волны и профилем плотности энергии излучения. Предложенная геометрия в силу симметрии позволяет решать задачу в одномерном приближении (рассматривать изменение характеристик вдоль радиуса). Рассматриваются потоки внешнего лазера до $<10^{15}$ Вт/см² и длительности их импульса больше фемтосекунд: в этом случае основным механизмом поглощения является обратный тормозной механизм (часто называют классическим механизмом).

Более детально поясним, как получить формулу для члена $\frac{\partial F}{\partial m}$, описывающего поглощение лазерного излучения в уравнении для энергии электронов, можно следующим образом.

В уравнении переноса излучения для цилиндрического случая сделаем замену $F = rI$ и переход к лагранжевым координатам $\partial m = \rho r \partial r$, где I – интенсивность излучения:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rI)}{\partial r} = -\alpha I \rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} = -\alpha F \rightarrow \frac{\partial F}{\partial m} = -\frac{\alpha}{\rho r} F \quad (5.5)$$

Разделим F на два потока: распространяющийся к центру симметрии F_+ и в противоположную сторону F_- , так что $F = F_+ - F_-$. Тогда можно решать систему с использованием метода разделения переменных:

$$\frac{\partial F_{\pm}}{F_{\pm}} = \mp \frac{\alpha}{\rho r} \partial m \rightarrow \ln(F_{\pm}) = \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm \rightarrow F_{\pm} = C_{\pm} \exp\left(\mp \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)$$

Из граничного условия на внешней границе $F_+(M, t) = Q_0(t)$ находим константу C_+ , где M – лагранжева координата, соответствующая внешней границе плазмы:

$$Q_0(t) = C_+ \exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right) \rightarrow C_+ = \frac{Q_0(t)}{\exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)}$$

Из граничного условия на оси $F_+(0, t) = F_-(0, t)$ находим константу C_- :

$$\frac{Q_0(t)}{\exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)} \exp\left(-\int_0^0 \frac{\alpha}{\rho r} dm\right) = C_- \exp\left(\int_0^0 \frac{\alpha}{\rho r} dm\right) \rightarrow$$

$$\frac{Q_0(t)}{\exp\left(-\int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm\right)} \cdot 1 = C_- \cdot 1 \rightarrow C_- = C_+$$

Переобозначим интегралы следующим образом $H = \int_0^M \frac{\alpha}{\rho r} dm$, $\eta = \int_0^m \frac{\alpha}{\rho r} dm$: $F = F_+ + F_- = \frac{Q_0(t)}{\exp(-H)} (\exp(\eta) + \exp(-\eta)) = Q_0(t) (\exp(\eta + H) + \exp(-\eta + H))$. В итоге получаем формулу для члена, отвечающего за поглощение лазерного излучения в уравнении удельной энергии электронов:

$$\frac{\partial F}{\partial m} = -\frac{\alpha}{\rho r} Q_0(t) (\exp(\eta + H) - \exp(-\eta + H)) \quad (5.6)$$

5.3. Верификация модели

Верификация модели, реализованной в программном пакете Mathcad, производилась по данным, приведенным в работах [2,3]. В данных работах описаны аналогичные расчеты лазерной плазмы и приведены паттерны изменения характеристик такой плазмы. В работе [1] моделируется плазменный шнур из углерода с начальной концентрацией $N_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, температурой $T_{e0} = T_{i0} = 50 \text{ эВ}$ и радиусом $R_0 = 20 \text{ мкм}$. Импульс неодимового лазера имеет форму трапеции с временами нарастания и спада, равными 80 пс, длительностью импульса 240 пс, вложенной энергией 34 Дж/см.

В работе [3] на цилиндрический ступок натрия с начальной концентрацией тяжелых частиц $N_0 = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, температурой $T_{e0} = T_{i0} = 1 \text{ эВ}$ и радиусом $R_0 = 0,1 \text{ мм}$ действуют излучением CO₂-лазера с гауссовой формой импульса, с энерговкладом 6 Дж/(см·рад) и характерным временем 1 нс. В первом случае наблюдается максимум температуры электронов около 400 эВ в первые 100 нс, а максимальное сжатие – 1,1. Во втором случае равновесный заряд за 0,4 нс достигает своего максимально возможного значения; максимальные значения температуры электронов составляли примерно 300 эВ, ионов – около 150 эВ.

Качественно пространственные профили температуры в наших расчетах выглядят более однородными (рисунок 5.3.). Тем не менее, сходство результатов нашего кода с результатами, представленными на рисунках в работах [2,3], можно считать удовлетворительным.

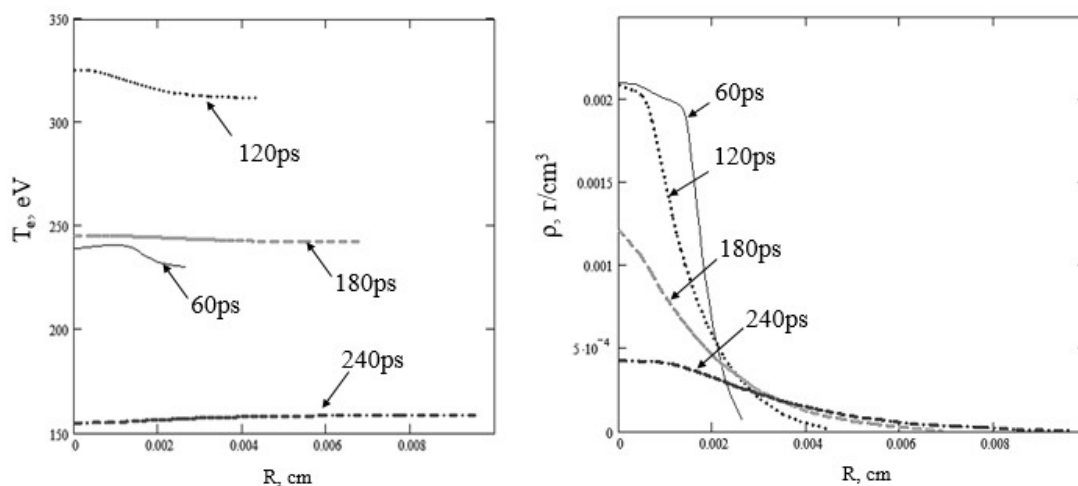


Рисунок 5.3. Графики температуры электронов и плотности плазмы, аналогичные приведенным в работе [2].

Верификация также проводилась за счет сопоставления с экспериментами, проведенными на установке «Вулкан» в Резерфорд-Эплтоновской лаборатории и

расчетов, выполненных в ИОФАН в ВНИИЭФ. Большой интерес к результатам этой работы связан с тем, что в отмеченных выше экспериментах по облучению мишеней из углеродной нити различной длины были получены достаточно большие значения коэффициента усиления на переходе $3 - 2$ H-подобного иона CVI. В качестве мишени рассматривалась цилиндрическая равномерно облучаемая по всей поверхности углеродная нить. Длина волны лазерного облучения $\lambda=0.35, 0.53, 1.056$ мкм; длительность импульсов облучения мишени на полувысоте: 2.4, 10, 30 пс. Интенсивность лазерного облучения на начальной поверхности мишени – $6 \cdot 10^{13}$ Вт/см². В зависимости от условий эксперимента после окончания лазерного нагрева на стадии разлета лазерной плазмы получено усиление с $k^+=4 - 12$ см⁻¹. Длина мишени варьировалась в пределах 1.5 – 9.5 мм.

В [139] приведены результаты расчетного анализа коэффициентов усиления в лазерной плазме CVI при расширении плазменной мишени в форме цилиндра и цилиндрической оболочки. Для учета влияния реабсорбции резонансных переходов H-подобных ионов вычислялись локальные коэффициенты ускользания в цилиндрической геометрии. Спектральная функция резонансных переходов учитывала статистическое и динамическое доплеровское уширение. Использовались эффективные ширины линий, найденные авторами в []. Стадия лазерного облучения при этом не рассматривалась. По мнению авторов этих расчетов, наблюдаемые в экспериментах особенности усиления на рассматриваемом переходе $3 - 2$ иона CVI не могут быть удовлетворительно объяснены разлетом плазменного цилиндра. Удовлетворительное описание экспериментов возможно при рассмотрении расширения плазменной оболочки, охватывающей неиспарившуюся к окончанию нагревающего лазерного импульса часть мишени. Распределения плотности плазмы, электронной и ионной температур в начальный момент времени, соответствующий окончанию стадии нагрева мишени, задавались однородными. Начальное распределение скорости расширения по радиусу принималось линейным. Масса испаренного вещества мишени оценивалась по экспериментально установленному значению введенной в мишень энергии в предположении распределения Саха по зарядовым состояниям, являлась подгоночным параметром и варьировалась в расчетах. Расчеты в рамках описанной модели показали, что в экспериментах возможно усиление линии с $\lambda=18.2$ нм; реабсорбция резонансного излучения снижает коэффициент усиления на переходе $3 - 2$, но не срывает инверсию вследствие небольшого из-за малой длительности нагревающего лазерного импульса количества испаренного вещества. При экспериментальном значении введенной в мишень энергии характерное время существования усиления на переходе $3 - 2$ иона CVI составляет ~ 1 нс, максимум усиления достигается при ~ 0.2 нс. Эта тенденция сохраняется

при изменении массы испаренной части волокна и доли энергии макроскопического движения в полной энергии сгустка. В экспериментах усиление происходит в течение нескольких наносекунд, максимум достигается примерно через 1 нс после окончания нагрева, что отличается от результатов расчета по рассмотренной модели. Максимум усиления в данных расчетах близок к экспериментальным значениям и составляет $1-5 \text{ см}^{-1}$.

Более совершенные адекватные условиям экспериментов расчеты приведены в [139]. В этих расчетах проведено численное моделирование лазерного воздействия на мишень, включая стадии нагрева углеродной нити и расширения образующейся плазмы в РГД приближении. Более корректно учтена реабсорбция лаймановских линий. В рассматриваемых условиях характеристики плазмы распределены по радиусу существенно неоднородно; значительное влияние имеет динамический доплеровский эффект. В таком случае не лучшим решением проблемы учета реабсорбции резонансного излучения является применение приближения Бибермана – Холстейна с введением локального коэффициента ускользания. Предпочтительнее использование точного решения уравнения переноса для излучения резонансных линий. В [] приведены использованные для расчета переноса излучения резонансных линий выражения для фактора ускользания в однородном по длине и неоднородном по радиусу цилиндре, расширяющемся с заданной радиальной скоростью. Используемая для расчетов спектральная функция учитывает тепловой и динамический доплер-эффект. Определен усредненный по радиусу коэффициент усиления. Учтено тонкое расщепление уровней иона CVI. Это позволило непосредственно сопоставить эксперимент и расчет.

В расчетах данной работы согласованно учитывались стадии нагрева мишени и разлета образующейся плазмы. Реабсорбция резонансного излучения описывалась в приближении Бибермана – Холдстейна; тонкое расщепление уровней иона CVI не учитывалось. Результаты расчетов коэффициента усиления g_{32}^+ , полезные для верификации, приведены на рисунке 5.4..

В экспериментах инверсия возникает в момент времени $t=0.15 \text{ нс}$ на периферии разлетающегося плазменного слоя при радиусе $\sim 40 \text{ мкс}$. Максимальный коэффициент усиления $k_{32}^+=14 \text{ см}^{-1}$ при $t=0.4 \text{ нс}$ на радиусе 110 мкм . На рисунке 5.4. приведены временные зависимости усредненного по радиусу коэффициента усиления. Кривая 3 получена без учета тонкого расщепления уровней иона CVI. Видно, что расхождение с экспериментом – значительное. Снижение коэффициента усиления при учете тонкого расщепления связано с перераспределением усиления по возможным переходам тонкой структуры H-подобных ионов, когда ширины линий меньше разницы в энергиях переходах.

Из сравнения кривых видно, что максимальное значение коэффициента усиления в расчетах достаточно близко приближается к экспериментальному значению, а различие временных зависимости является заметным; в расчетах данной работы максимум усиления достигается заметно раньше, чем в экспериментах. Тем не менее, соответствие расчетов и эксперимента в целом можно считать удовлетворительным.

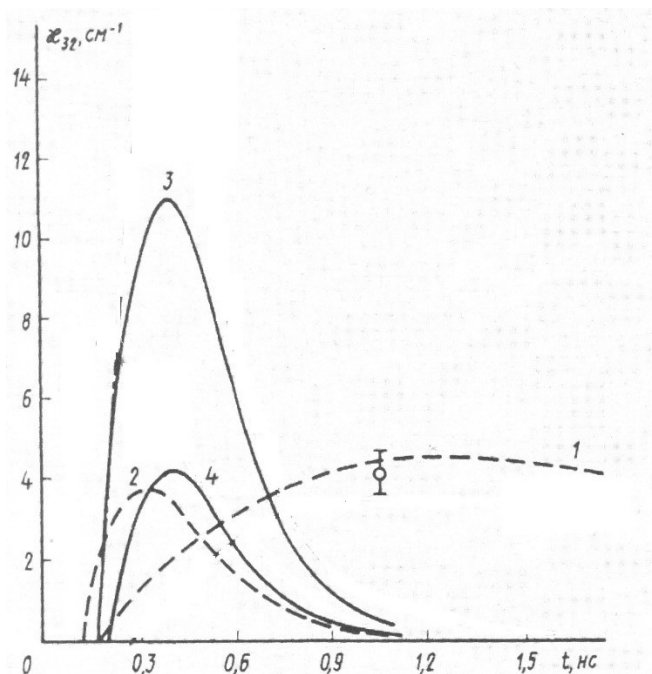


Рисунок 5.4. Временные зависимости усредненного по радиусу коэффициента усиления; 1- расчет данной работы, 2 – эксперимент (штриховая линия), 3 – расчет без учета тонкого расщепления, 4 - расчет с учетом тонкого расщепления

5.4. Динамика лазерной плазмы

Рассмотрим результаты кода на следующем примере: плазма водородоподобного азота формы цилиндрического сгустка взаимодействует с импульсным излучением CO₂-лазера с синусоидальной временной зависимостью: $Q(t) = Q_0 \sin(\pi t/t_0)$ при $t \leq t_0$, где $t_0 = 1$ ns – длительность импульса, $Q_0 = 10^{14}$ Вт/см². Проведем анализ 2х случаев начальной концентрации тяжелых частиц $N_0 = 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, что соответствует случаю сверхкритической начальной концентрации $N_{e0}/N_{ecr} = 2.75$ и случаю докритической начальной концентрации $N_0 = 1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, при которой $N_{e0}/N_{ecr} = 0.85$. На рисунке 5.5 приведены зависимости равновесного и неравновесного заряда на оси для двух разных начальных концентраций, а на рисунке 5.6. изменение равновесного и неравновесного заряда по радиусу для случая $N_{e0}/N_{ecr} = 0.85$. Данные графики хорошо иллюстрируют

различие расчета заряда по термодинамической кинетической модели, причем расхождение больше при меньших начальных плотностях.

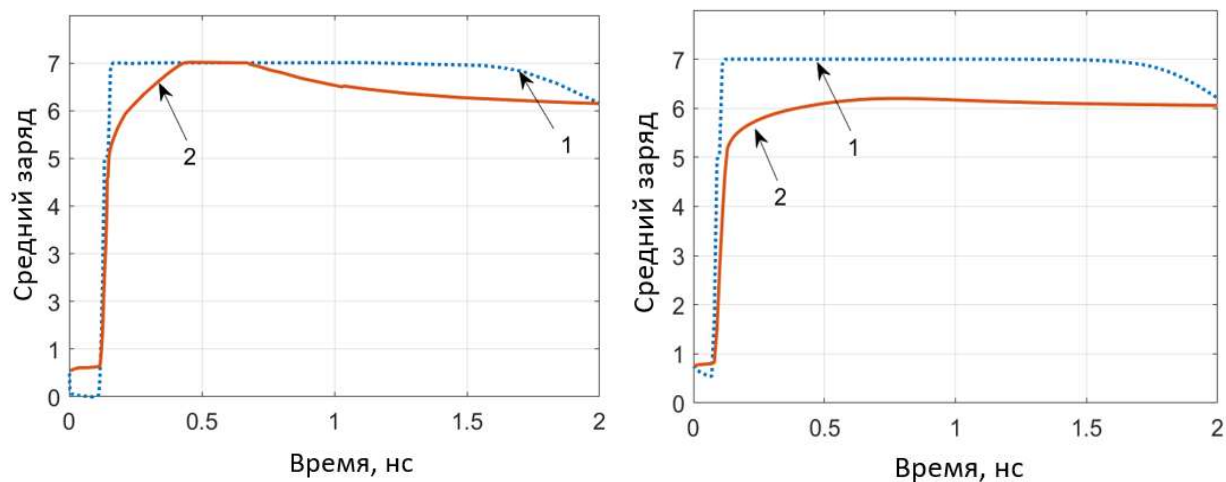


Рисунок 5.5. Временные зависимости среднего заряда ионов на оси для случая $N_0=5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (слева), $N_0=1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (справа); 1 – в случае термодинамической модели, 2 – в случае кинетической модели.

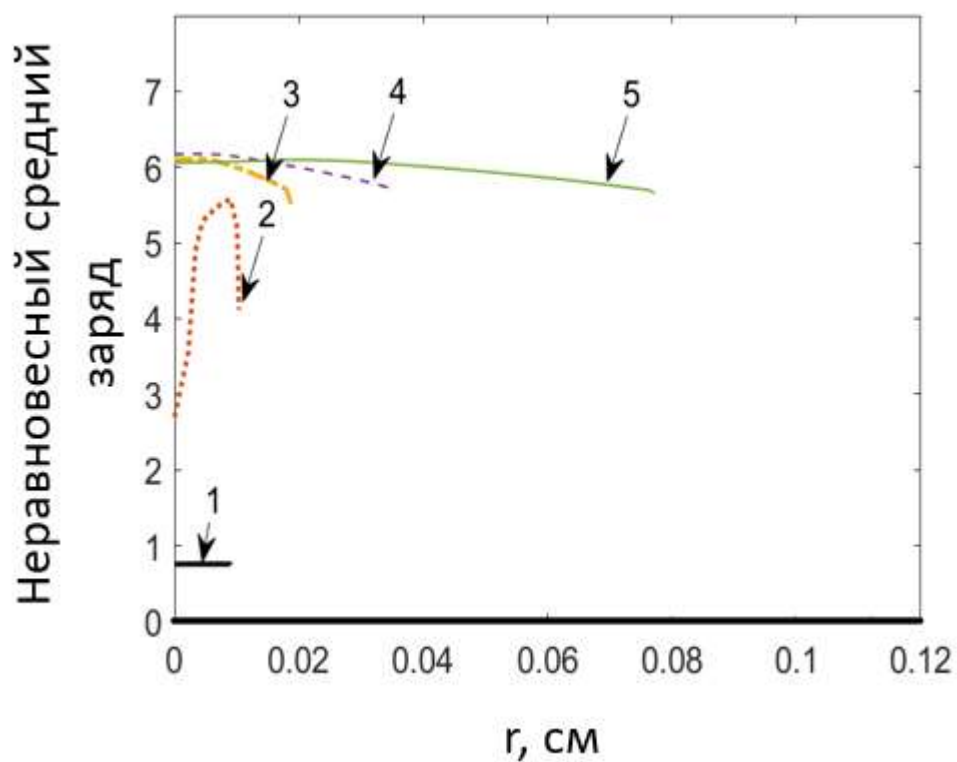
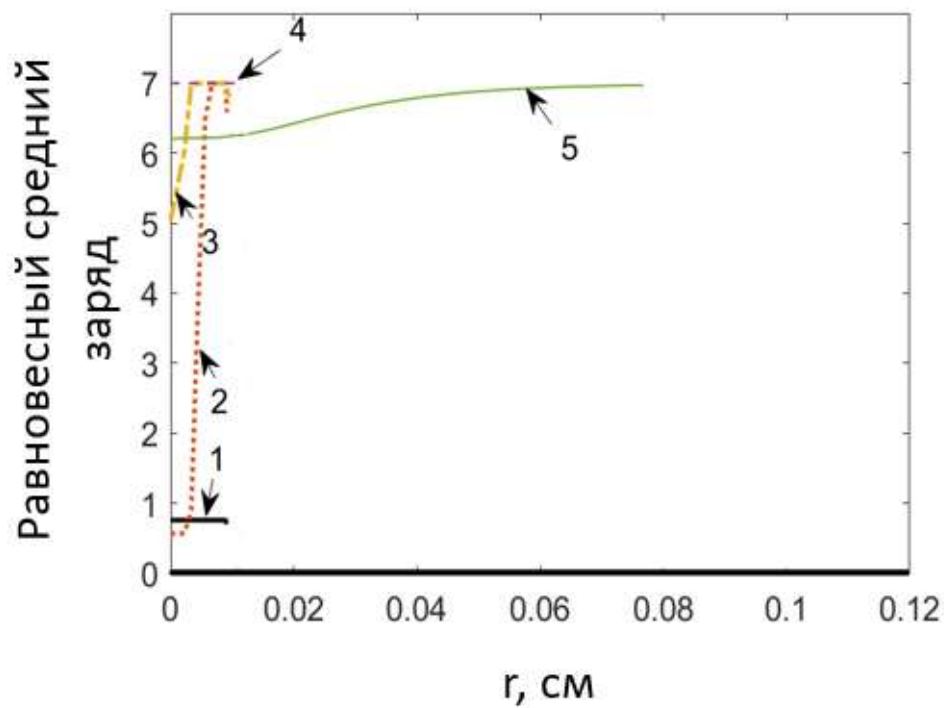


Рисунок 5.6. Для случая $N_0=10^{19} \text{ см}^{-3}$ график среднего заряда ионов, вычисленный по термодинамической модели, для моментов времени 1 – 0нс, 2 - 0.05нс, 3 - 0.1нс, 4 - 0.2нс, 5 – 2нс (вверху) и график среднего заряда ионов, вычисленного по кинетической модели, для моментов времени 1 - 0 нс, 2 – 0.1 нс, 3 - 0.5нс, 4 – 1нс (внизу)

На рисунках 5.7 изображены динамические характеристики на оси и на внешней границе плазмы: средний неравновесный заряд ионов, температура электронов и степень сжатия плазмы. На начальной стадии плазма начинает расширяться в вакуум, ее плотность на периферии убывает, и в некотором слое постепенно возрастает коэффициент поглощения. В результате внешний слой мишени быстро нагревается, давление плазмы здесь резко возрастает и образующийся плазменный слой с большой скоростью начинает расширяться в вакуум. Возникающий при этом импульс отдачи приводит к уплотнению внутренней части мишени. В случае $N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ формирование такого внешнего слоя происходит более явно, что приводит в конечном счете к достижению большего значения среднего заряда иона.

Большая часть подводимой к плазме энергии лазерного излучения поглощается во внешнем слое плазмы, а затем распространяется во внутренние области плазменного стутка за счет электронной теплопроводности и ударной волны, сжимающей плазму. Прогрев внутренних областей стутка происходит также за счет того, что более горячие внешние слои расширяются, по мере их расширения уменьшается концентрация электронов, и излучение проникает во все более глубокие слои стутка.

После окончания лазерного импульса (в нашем случае после одного полупериода, равного 1нс) плазма охлаждается и рекомбинирует. Величина среднего заряда ионов на периферии практически не изменяется в течение некоторого времени, т.е. наблюдается эффект «закалки». При этом в процессе разлета закалившийся слой расширяется за счет того, что скорости его переднего и заднего фронтов различны.

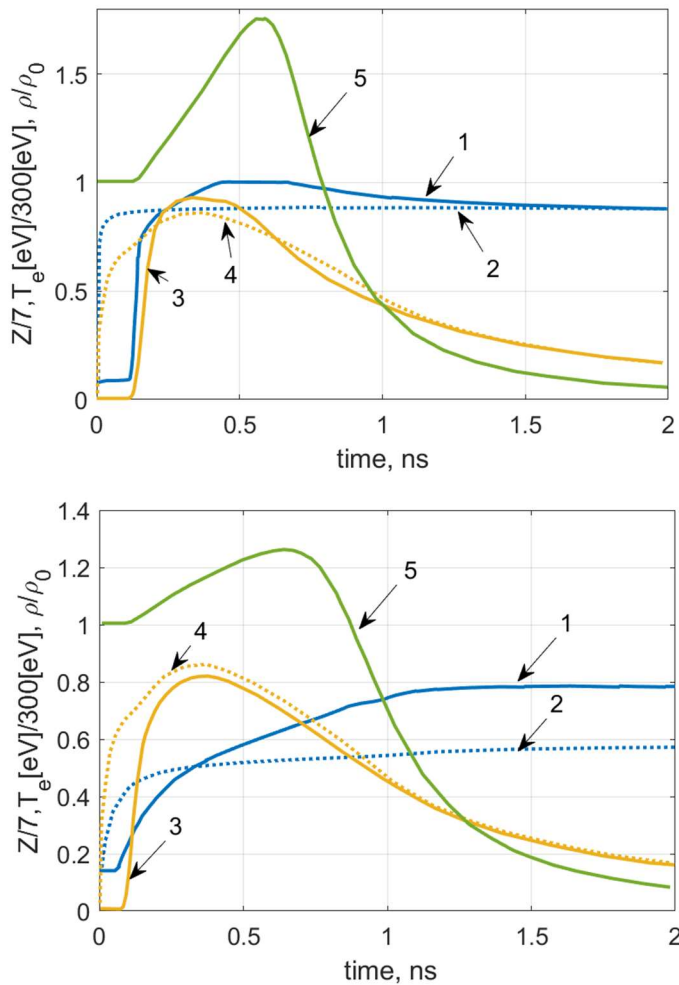


Рисунок 5.7. Временные зависимости 1 – неравновесного среднего заряда ионов на оси, 2 – неравновесного среднего заряда ионов на границе плазмы, 3 – температуры электронов на оси, 4 – температура электронов на границе плазмы, 5 – степени сжатия на оси для случая $N_0=5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (верх), $N_0=10^{19} \text{ см}^{-3}$ (низ).

5.5. Управление зарядовым составом

Рассмотрим цилиндрический сгусток газообразного натрия с начальной концентрацией тяжелых частиц $N_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (это соответствует начальной степени сжатия $\beta_{ini} = \frac{\rho_0}{\rho_{cr}} = 4.9$ в начальный момент времени), с начальным радиусом 0,01 см равномерно с боковых сторон облучается CO_2 -лазером; начальная температура ионов и электронов натрия – 3 эВ, начальный средний заряд задается по модели Саха. Форма облучающего импульса – гауссова:

$$Q(t) = Q_0 \frac{\beta_1}{\beta_0} \exp(-\beta_0^2 (\frac{2t}{\tau} - 1)^2) \quad (5.7)$$

где $Q_0 = 50$ Дж/см, $\tau = 1$ нс, $\beta_1 = 0.8$, $\beta_0 = 2.1$

(параметры β_1 , β_0 выбирали из условий, описанных в статье [3]).

Такие условия будем считать «базовыми». На рисунке 5.8. представлена пространственно-временная эволюция степени сжатия плазмы, температуры электронов и среднего заряда плазмы. На рисунке 5.9. дополнительно приведены пространственные графики температуры электронов и ионов, концентрации электронов, скорости плазмы для различных моментов времени с начала действия внешнего лазерного излучения. Видно, что значительная часть энергии лазера поглощается во внешних слоях сгустка, вследствие чего происходит их интенсивный нагрев и расширение. В процессе разлета плотность плазмы на границе с вакуумом снижается и лазерное излучение начинает проникать во все более глубокие слои сгустка, поэтому температура электронов начинает выравниваться по радиусу этого сгустка. В рассмотренных случаях наблюдается заметный отрыв электронной температуры от температуры ионов, что оправдывает использование двухтемпературного приближения. Собственное излучение плазмы мало, по сравнению с лазерным излучением, и не играет существенной роли в процессе переноса энергии.

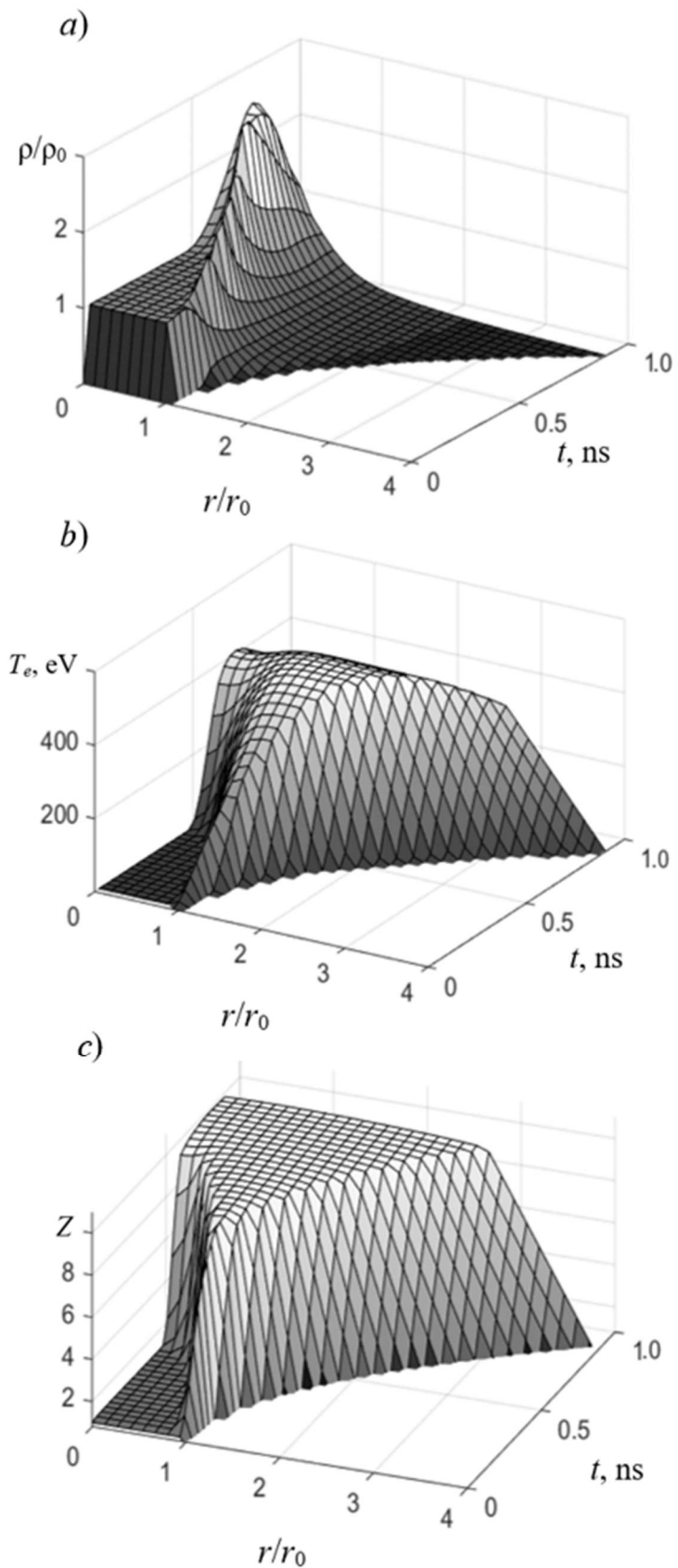


Рисунок 5.8. Пространственно-временная эволюция степени сжатия плазмы, температуры электронов и среднего заряда плазмы, облучаемой CO_2 -лазером $Q_0 = 50$ Дж/см, $\beta_{\text{init}} = 4,9$; $T_{e0} = 20$ эВ, $T_{i0} = 10$ эВ, $N_{e0} = 10^{20}$ см $^{-3}$

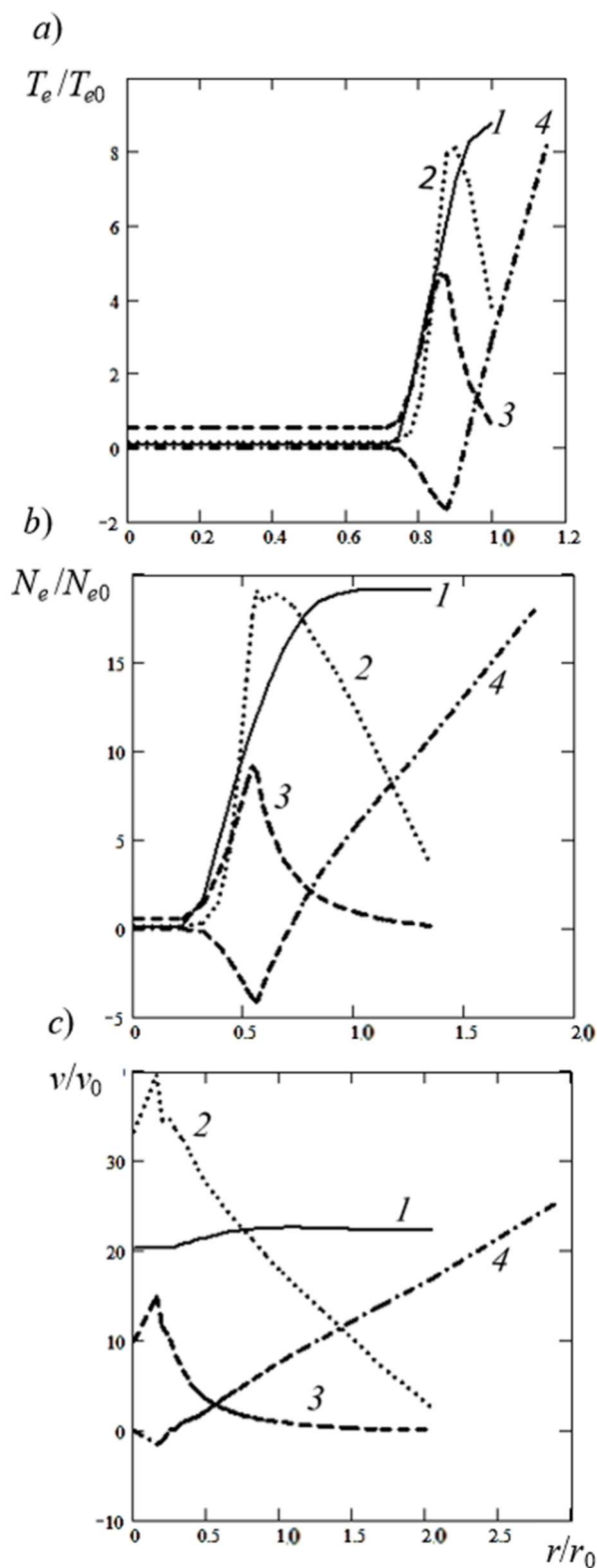


Рисунок 5.9. Радиальные (по радиусу сгустка плазмы) распределения нормализованных значений температуры электронов (1) и ионов (2), концентрации электронов (3), а также скорости (4) плазмы, облучаемой CO_2 -лазером, в моменты времени 0,20 нс (а), 0,45 нс (б) и 0,70 нс (в) от начала экспозиции; $Q_0 = 50$ Дж/см, $\beta_{\text{init}} = 4,9$; $T_{e0} = 20$ эВ, $T_{i0} = 10$ эВ, $N_{e0} = 10^{20}$ см $^{-3}$, $v_0 = 20$ км/с

Аналогичные случаи наблюдали с меньшим значением β_{init} , а именно при $\beta_{init} = 1.9$ и 0.8 (во втором случае плотность меньше критической). Основные результаты расчетов приведены в таблице 5.1: температура, степень сжатия и средний заряд, максимально достижимые за время действия лазерного импульса. В особенности стоит отметить наличие локального максимума на зависимости максимально достижимого среднего заряда от начальной плотности плазмы. На рисунке 5.10. приведены пространственно-временные графики среднего неравновесного заряда плазмы для случаев $\beta_{init} = 1.9$ и 0.8 . Видно, что при $\beta_{init} < 1$ практически незаметно образование внешних слоев с более высокими характеристиками; эти слои продвигаются к оси сгустка.

Кроме варьирования начальной концентрации, варьировали также энерговыклад в диапазоне $50 - 80$ Дж/см для базового случая $\beta_{init} = 4.9$ (таблица 5.1). Установлено, что для получения практически полной ионизации сгустка при данных начальных условиях, достаточно энерговыклада в 70 Дж/см. Аналогичным образом для других начальных и внешних условий с помощью расчетов можно находить минимальные энерговыклады, необходимые для получения того или иного состава плазмы. Исследованные тенденции зависимости среднего заряда от начальной концентрации и внешнего энерговыклада показывают возможность управления зарядовым составом с помощью входных параметров в модели или эксперименте.

| E , Дж/см | β_{init} | Z_{max} | $(T_e)_{max}$, эВ | $(\rho/\rho_0)_{max}$ |
|-------------|----------------|--------------|--------------------|-----------------------|
| 50 | 4,9 | 9,85 | 455 | 2,79 |
| | 1,9 | 11,00 | 953 | 1,49 |
| | 0,8 | 9,85 | 811 | 1,01 |
| 60 | 4,9 | 10,00 | 530 | 2,59 |
| 70 | | 11,00 | 606 | 2,47 |
| 80 | | 11,00 | 676 | 2,38 |

Таблица 5.1. Расчетные значения ключевых параметров плазмы, максимально достижимых ($_{max}$) за время действия лазерного импульса, О б о з н а ч е н и я: E – энерговыклад, β_{init} – начальная концентрация тяжелых частиц, Z_{max} – средний заряд ионов, $(T_e)_{max}$ – температура электронов, $(\rho/\rho_0)_{max}$ – степень сжатия плазмы

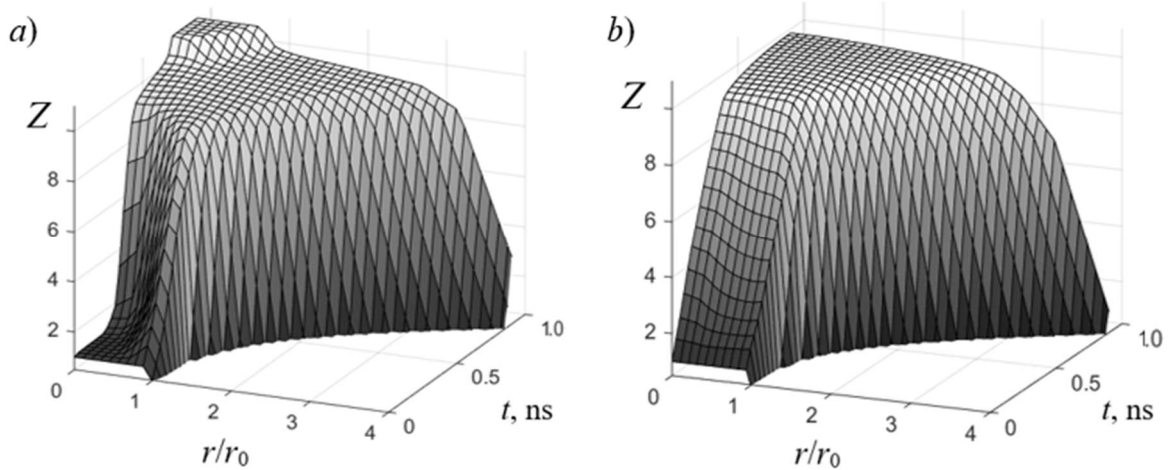


Рисунок 5.10. Пространственно-временные распределения среднего неравновесного заряда плазмы для начальных концентраций тяжелых частиц $\beta_{\text{init}} = 1,9$ и $0,8$

Наряду с CO_2 -лазером на практике широкодоступен и применяется неодимовый лазер. Поэтому его стоит рассмотреть в качестве облучающего. Рассмотрим результаты работы Mathcad-кода для лазерной плазмы на примере плазмы натрия цилиндрической формы. Начальный радиус 10^{-3}см , начальная плотность $3 \cdot 10^{21}\text{ см}^{-3}$, поток неодимового лазера на боковую поверхность: $QL(t) = Q_0 \cdot 0.88 \cdot \exp\left(-2.5^2 \cdot \left(\frac{2t}{Tt} - 1\right)^2\right)$, где $Q_0 = 5 \cdot 10^{13}\text{ Вт/см}^2$, $Tt = 0.2 \cdot 10^{-9}\text{с}$. Начальные температуры брались равными 10эВ , плазма изначально докритическая, $\beta=0.65$. На рисунках 5.11-5.13 показана эволюция такой плазмы из расчетов.

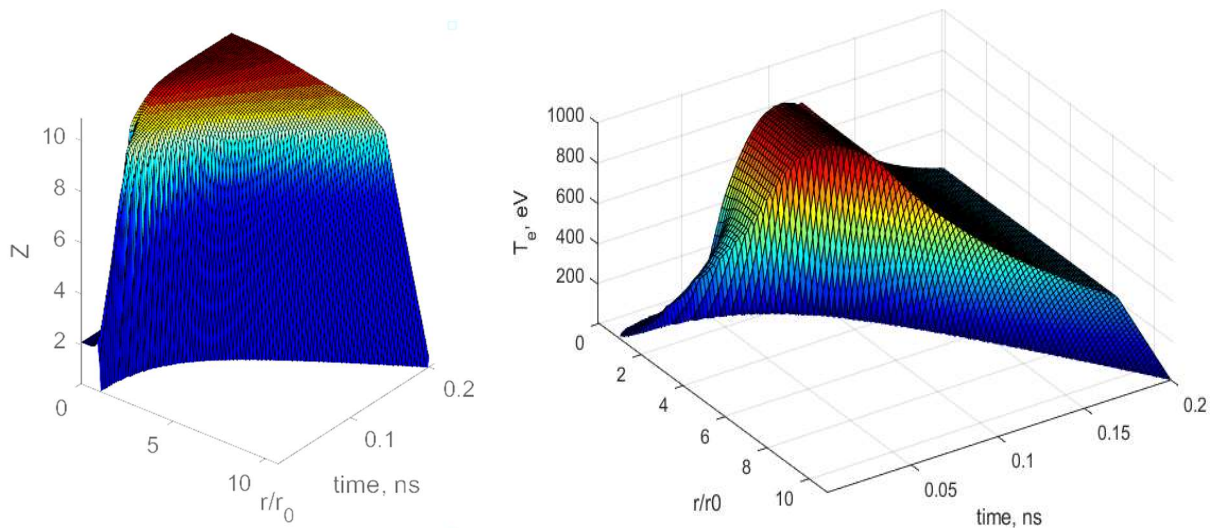


Рисунок 5.11. Пространственно-временные графики среднего заряда плазмы и температуры электронов.

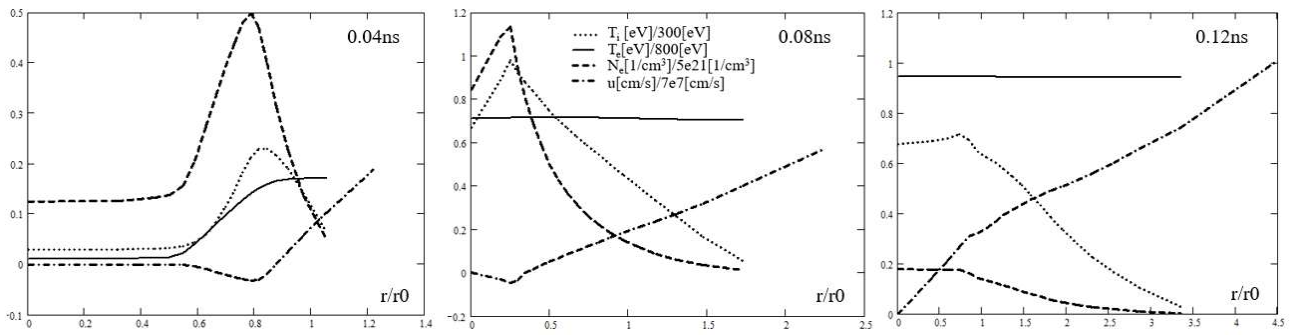


Рисунок 5.12. Пространственные графики температуры ионов и электронов, концентрации электронов, скорости плазмы для трех моментов времени

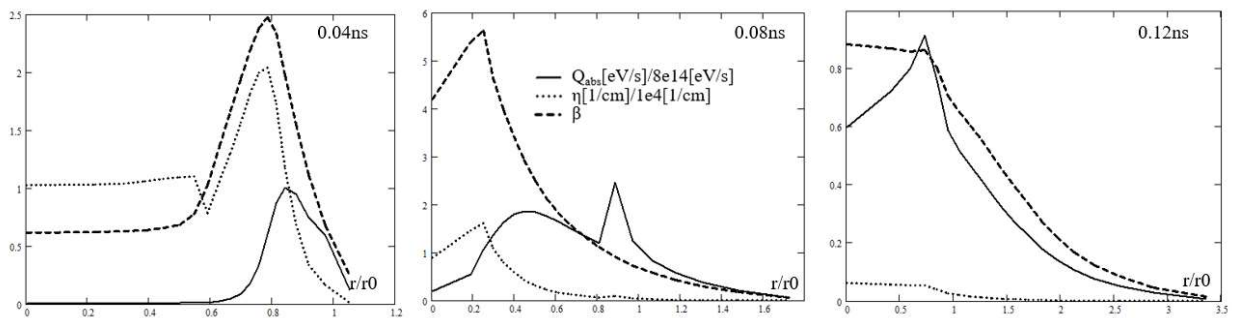


Рисунок 5.13. Пространственные графики мощности поглощенной энергии, коэффициента тормозного поглощения и отношения плотности к критической плотности для трех моментов времени

Выше рассматривались расчеты для плазмы натрия с ориентацией на Н и Не-подобные ионы при воздействии CO_2 - и неодимового лазеров с гауссовой формой импульса. Используемые в расчетах электромагнитные потоки CO_2 -лазера, облучающие боковую поверхность среды, относятся к диапазону, хорошо освоенному экспериментально на сегодняшний день: интенсивность лазерной генерации W не превышает 100 ТВт/см^2 . Внимание в расчетах уделено среднему заряду плазмы. Рассмотрены случаи, когда средний заряд достигает $9 - 11$ ($\sim 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$), что дает потенциальную возможность формирования плазмы, состоящей из водородо- и гелиевоподобных ионов среды, на их электронных переходах с длинами волн $\lambda \leq 10 \text{ нм}$, а именно: при переходах $3 \rightarrow 2$ Na^{+10} длина волны излучения составляет $5,4 \text{ нм}$, переходах $4 \rightarrow 3$ Na^{+10} она составляет $15,4 \text{ нм}$, переходах $3 \rightarrow 2$ Na^{+9} она составляет $6,6 \text{ нм}$.

Концепция профилирования формы лазерного импульса упоминается еще в работах по УТС [4,5]. Расчеты показывают, что, действительно, форма лазерного импульса может влиять на средний заряд плазмы (а значит, и на зарядовый состав). На рисунке 5.14. слева изображены графики форм импульса – форма «трапеции», «полупериод синусоиды» и «гауссов профиль», - интеграл под которыми одинаков; таким образом во всех трех случаях в плазму суммарно вкладывается одна и та же энергия. На рисунке 5.14. справа для этих

форм импульса изображены графики среднего заряда на оси. Получаем, выбирая форму импульса можно несколько управлять зарядовым составом плазмы.

Тема управления зарядовым составом с помощью выбора внешнего импульса раскрывается и на следующем примере. На рисунке 5.15. показаны графики среднего заряда для случаев, когда начальный радиус плазмы 0.01см, плотностью азота 2.3 гр/см³(~ в 4 раза больше критической плотности), плазма с боковых сторон облучается СО2-лазером с формой импульса «полупериод синусоиды» $Q = Q_0 \sin\left(\frac{\pi t}{\Delta t}\right) (t < \Delta t)$ $Q_0 = 10^{13} W/cm^2$, где период Δt варьируется на порядок. В итоге можно отметить, что самое большое значение среднего заряда наблюдается в промежуточном случае $\Delta t = 0.1 ns$. Таким образом существует некоторое оптимальное значение, где два фактора суммарно дают наилучший результат. С одной стороны, средний заряд должен быть больше тогда, когда суммарный энергвклад больше: при одинаковой амплитуде энергвклад больше при больше периоде. С другой стороны, благоприятно на средний заряд должно влиять и увеличение скорости нарастания импульса, а самая большая скорость нарастания в данном случае при минимальном периоде.

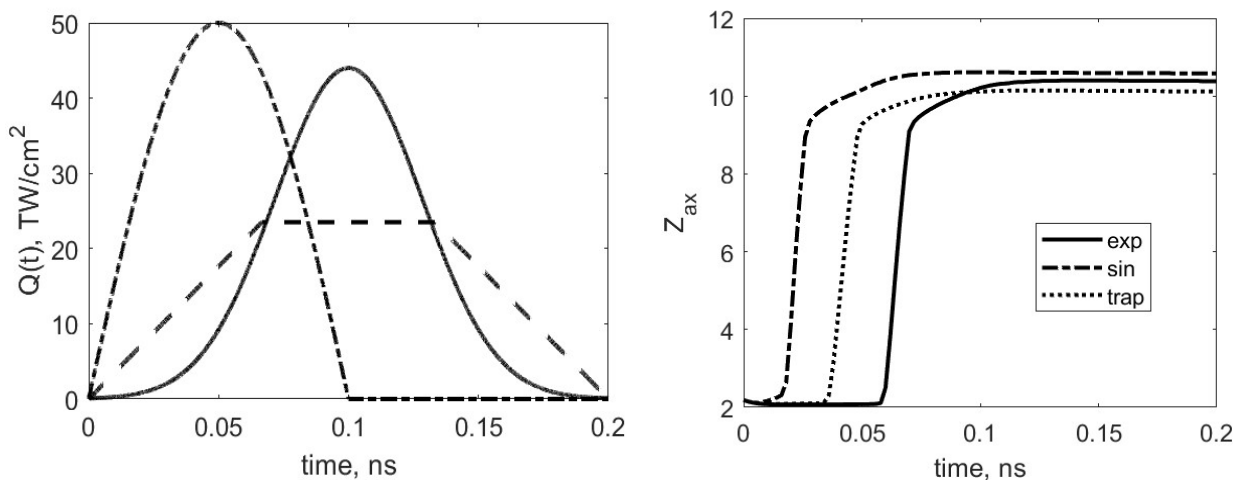


Рисунок 5.14 слева - формы импульса, справа – соответствующие им значения среднего заряда на оси.

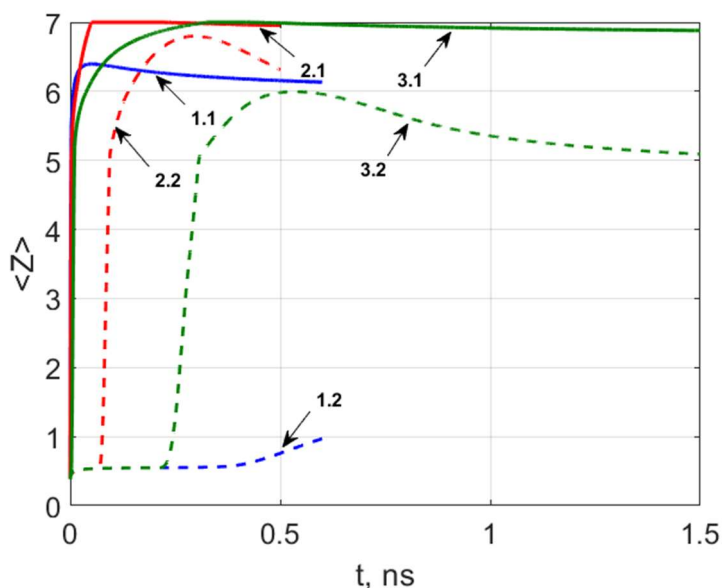


Рисунок 5.15. Средний заряд на оси (*.2 , пунктир) и на границе плазмы(*.1 , сплошная) для случаев с разным периодом лазерного импульса: $\Delta t = 0.01$ ns (синий, 1.*), $\Delta t = 0.1$ ns (красный, 2.*), $\Delta t = 1$ ns (зеленый, 3.*).

5.6. Выводы к главе

Разработана математическая модель лазерной плазмы одномерном (1D) двухтемпературном радиационно-гидродинамическом приближении совместно с ионизацией плазмы и учетом тормозного механизма поглощения с потоками внешнего лазера $<10^{15}$ Вт/см². Учитывалось электрон-ионное взаимодействие за счет упругих столкновений и собственное излучение плазмы в сплошном и линейчатом спектрах. Возможный эффект реабсорбции резонансного излучения на некоторых переходах рассматривался в рамках модели Бибермана-Холстейна

В плазме с радиусом 0,01-0,1мм при плотностях $N_0=1-5 \times 10^{19}$ см⁻³ при интенсивности $W \sim 10^{15}$ Вт/см² и длительности импульса накачки ~ 1 нс с длинами волн 1-10мкм достигается нужный зарядовый состав для реализации рекомбинационного лазера H- и He-подобных ионов натрия и азота.

Зависимости среднего заряда от плотности и от периода внешнего импульса имеют локальный экстремум; это дает пути для управления зарядовым составом плазмы.

Заключение

Плазма многозарядных ионов на сегодняшний день является перспективной основой для создания компактных ЭУФ-МР лазеров. В рамках данной работы созданы компьютерные коды и проведено комплексное численное моделирование неравновесной плазмы многозарядных ионов, создаваемой в сильноточном Z-разряде капиллярного типа и лазерной плазме. Для более полного исследования такой плазмы были разработаны коды для расчета поуровневой кинетики и коэффициентов усиления слабого сигнала на переходах ионов He – подобной и Ni – подобной изоэлектронной последовательностей.

Динамика плазмы в Z- разряде рассматривалась согласованно с формированием импульса разрядного тока в электрической цепи, взаимодействием импульсного электромагнитного поля с плазмой разряда и созданием в плазме необходимого зарядового состава. Результаты численного моделирования показали, что на переходах с длинами волн 10-20нм может быть получен коэффициент усиления $g \sim 1 \text{ см}^{-1}$. Препятствием для продвижения в область более коротких волн генерации является необходимость достижения необходимой удельной мощности ввода энергии в плазму, которая в случае рассматриваемой системы питания ограничивается индуктивностью системы накачки.

Рассмотрены случаи, когда активная среда ЭУФ — лазера формируется при взаимодействии импульсов излучения CO₂-лазера или лазера на неодимовом стекле, создающих потоки умеренно высокой интенсивности $\sim 10^{14} \text{ — } 10^{15} \text{ Вт/см}^2$ при длительности импульсов в диапазоне пико- и наносекунд. Лазерное излучение, падающее на цилиндрическую мишень, считается равномерно распределенным по ее поверхности. Поглощение в плазме мишени внешнего лазерного излучения учитывается по обратному тормозному механизму. В ключе такой модели была проиллюстрирована идея профилирования импульса и управления зарядовым составом плазмы.

Для установок, где плазма создается за счет Z-разряда встречается случай, когда предыонизация плазмы происходит за счет скользящего разряда. Было проведено моделирование такого разряда и проведен анализ, на сколько низко проводящая плазменная оболочка, образующаяся после прохождения такого разряда вдоль капиллярной трубки, препятствует сжатию плазмы на основном сильноточном этапе, а также были найдены пути влияния на степень радиальной неоднородности плазмы послед прохождения скользящего разряда.

Список литературы

- [1] Бурцев В.А., Забродский В.В., Калинин Н.В., Большаков Е.П. Источники электромагнитного излучения на основе малоиндуктивного протяженного z-разряда // Журнал технической физики - 2013. - Т.58, №2. - с.192-199.
- [2] Yu Li *et al* Study of atoms and multiply charged ions features in the nanosecond laser produced Mo plasma in vacuum using optical emission spectroscopy and time-of-flight electrostatic energy analyzer// *Plasma Sources Sci. Technol.* -2024.- 33.-id. 075017
- [3] Боровский, А. В. Плазма многозарядных ионов: элементарные процессы, кинетика и рентгеновские лазеры / Боровский А. В., Запрягаев С. А., Зацаринный О. И., Манаков Н. Л. Санкт-Петербург: Химия: Санкт-Петербургское отделение. - 1995.
- [4] Hagelstein P.L. Review of short wavelength lasers // *Atomic Physics.*- 1985. V. 9 (Proc. of the 9-th Intern. Conf. on Atomic Phys., 1984, Washington; eds. R.C. Van Dyck and E.N.Forston). - P. 382 - 413.
- [5] Rosen M.D., Hagelstein P.L., Matthews D.L. et al. Exploding-foil technique for achieving a soft X-ray laser // *Phys. Rev. Lett.* -1985. V. 55, N 2. - P. 106 - 109.
- [6] Matthews D.L., Hagelstein P.L., Rosen M.D. et al Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier // *Phys. Rev. Lett.* -1985- 54, 110. – P.110-113.
- [7] Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Рагозин Е.Н. и др. К проблеме лазеров в далеком ультрафиолете $\lambda \sim 500-700 \text{ \AA}$ // *Письма в ЖЭТФ.* - 1977. - Т. 25, В. 12. - С. 569 - 574.
- [8] Robinson C.A., Jr. Advance made on high-energy laser // *Aviation Week & Space Technology.* 1981 (February 23). - V. 114, N 8. - P. 25 -27.
- [9] Jacoby D., Pert G.J., Ramsden S.A. et al. Observation of gain in a possible extreme ultraviolet lasing system // *Opt. Comm.* 1981. - V. 37, N 3. - P. 193 - 196.
- [10] Suckewer S., Skinner C.H., Voorhees D.R. et al Population inversion and gain measurements for soft X-ray laser development in a magnetically confined plasma column // *IEEE J. Quant. Electron.* 1983.- V. QE-19, N 12. P. 1855 - 1860.
- [11] Suckewer S., Skinner C.H., Milchberg H. et al. Amplification of stimulated soft-x-ray emission in a confined plasma column // *Phys. Rev. Lett.* 1985. - V. 55, N 17. - P. 1753 - 1756.
- [12] Rocca J.J., Tomasel F.G., Shlyaptsev V.A. et al. Soft-x-ray amplification in a capillary discharge plasma // *AIP Conf. Proc.* 1994. - No. 332. - P. 359 - 366.
- [13] Lemoff B.E., Yin G.Y., Gordon C.L. Demonstration of a 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX / III et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1995. - V. 74, N 9. - P.1574 - 1577.
- [14] Attwood David, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications.* 1999. Cambridge University Press, Cambridge, UK
- [15] Элтон Р., Рентгеновские лазеры; Перевод с англ. В. Е. Левашова, О. И. Толстихина; Под ред. [и с предисл.] А. В. Виноградова. - М. : Мир, 1994
- [16] Suckewer S., and Jaegle P. X-Ray laser: past, present, and future. // *Laser Phys. Lett.* 2009. Vol. 6. No. 6. P. 411 – 436.
- [17] Буланов С. В., Т. Ж. Есиркепов, М. Кандо, А. С. Пирожков, Н. Н. Розанов, Релятивистские зеркала в плазме новые результаты и перспективы, УФН, 2013, том 183, номер 5, С.449–486
- [18] Артюков И.А., Виноградов А.В., Фещенко Р.М. Томсоновский лазерно-электронный генератор: рентгеновский канал и возможные применения // *Физические основы приборостроения.* 2018. Т.5. № 3(20). С. 56 – 68
- [19] Грейсух Г.И., Рентгеновская оптика: современное состояние и области применения: учеб. пособие / Г.И. Грейсух, Е.Г. Ежов, С.В. Казин, С.А. Степанов. – Пенза: ПГУАС, 2014. – 88 с
- [20] Uchida M., G. McDermott, M. Wetzler, M. A. Le Gros, M. Myllys, C.Knoechel, A. E. Barron, and C. A. Larabell, “Soft x-ray tomography of phenotypic switching and the cellular response to antifungal peptidase in *Candida albicans* // *Proc. Natl. Acad. Sci.* – 2009. – 106. – P.19375–19380.

- [21] Schneider G., P. Guttman, S. Heim, S. Rehbein, F. Mueller, K. Nagashima, J. B. Heymann, W. G. Müller, and J. G. McNally, Three-dimensional cellular ultrastructure resolved by x-ray microscopy // *Nat. Methods* – 2010. – 7. – P.985–987.
- [22] Cruz-Adalia A., G. Ramirez-Santiago, C. Calabia-Linares, M. Torres-Torresano, L. Feo, M. Galán-Díez, E. Fernández-Ruiz, E. Pereiro, P. Guttman, M. Chiappi, G. Schneider, J. L. Carrascosa, F. J. Chichón, G. Martínez Del Hoyo, F. Sánchez-Madrid, and E. Veiga, T cells kill bacteria captured by transinfection from dendritic cells and confer protection in mice // *Cell Host Microbe* - 2014. - V.15. - P.611–622.
- [23] Rocca J. J., Rockwood A., Wang Y., et al. Demonstration of Multi-Hz repetition rate x-ray lasers at shorter wavelengths // *Proceedings Volume 11886, International Conference on X-Ray Lasers 2020*. -1188606.
- [24] E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Me´vel, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, and P. Agostini, “Optimizing high harmonic generation in absorbing gases: model and experiment // *Phys. Rev. Lett.* - 1999. – N. 82, P.1668–1671.
- [25] Zenghu Chang, Andy Rundquist, Haiwen Wang, Margaret M. Murnane, and Henry C. Kapteyn, Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics, *physical review letters* -vol. 79, N 16-1997 – P.2967-2970.
- [26] Application of soft-x-ray lasers for probing high density plasmas / L.B. Da Silva, T.W. Barby, Jr., R. Cauble et al. // *Inst. Phys. Conf. Ser.* -1996. No. 151. - P. 496 – 503
- [27] Artiukov I.A., Benware B.R, Rocca J.J., Forsyth M., Uspenskii Yu.A., Vinogradov A.V. // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* - 1999 - N.5 - P.1495
- [28] Rush, L. A., Cliff, J. B., Reilly, D. D., Duffin, A. M. and Menoni, C. S., “Isotopic Heterogeneity Imaged in a Uranium Fuel Pellet with Extreme Ultraviolet Laser Ablation and Ionization Time-of-Flight Mass Spectrometry,” *Anal. Chem.*, 93-2021 - P.1016 –1024
- [29] Eduardo Solís Meza, Lydia Rush, Carmen Menoni, Jorge Rocca, Greg Tallents, and Erik Wagenaar “Time-of-flight mass spectrometry to determine plasma temperature from ablated target surfaces”, *Proc. SPIE 11886, International Conference on X-Ray Lasers 2020*
- [30] Sterzi, “Short-wavelength Raman Spectroscopy for in-situ Water Analysis: A Feasibility study,” in *Proc. SPIE*, 2021.
- [31] Qu, D. & Bleiner, D., “Extreme ultraviolet plasma spectroscopy of a pseudospark XUV source,” *J. Anal. At. Spectrom.*, 35 -2020 - P.2011 –2022.
- [32] Jonas A., Stiel H., Glöggler L., Dahm D., Dammer K., Kanngießner B., Mantouvalou I., Towards Poisson noise limited optical pump soft X-ray probe NEXAFS spectroscopy using a laser-produced plasma source // *Optics Express*, 27 (25) -2019 -P.36524 –36537
- [33] Amunts, K., Ebell, C., Müller, J., Telefont, M., Knoll, A., and Lippert, T., “The Human Brain Project: Creating a European Research Infrastructure to Decode the Human Brain,” *Neuron*, 92 (3), -2016 -p.574 –581.
- [34] Artyukov, Coherent pore-scale imaging: phase contrast and ptychography,” in *Proc. SPIE*, 2021.
- [35] Menoni, C.S. et al. Nano-Scale Imaging With Tabletop Soft X-Ray Lasers: Sub-38 nm Resolution. In: Nickles, P., Janulewicz, K. (eds) *X-Ray Lasers 2006*. Springer Proceedings in Physics, vol 115. Springer, Dordrecht. 2007,
- [36] Kordel Mikael, Aurelie Dehlinger, Christian Seim, Ulrich Vogt, Emelie Fogelqvist, Jonas A. Sellberg, Holger Stiel, Hans M. Hertz, Laboratory water-window x-ray microscopy, *Optica*, Vol. 7, No. 6, June 2020, p.658-674.
- [37] Bertilson Michael, Olov von Hofsten, Ulrich Vogt, Anders Holmberg, Athanasia E. Christakou, and Hans M. Hertz Laboratory soft-x-ray microscope for cryotomography of biological specimens // *Optics letter* -2011- Vol. 36, No. 14 –p. 2728-2730.
- [38] Da Silva LB, Trebes JE, Balhorn R, Mrowka S, Anderson E, Attwood DT, Barbee TW Jr, Brase J, Corzett M, Gray J, et al. X-ray laser microscopy of rat sperm nuclei. *Science*. 1992 Oct 9;258(5080)p.269-271.

- [39] Pert G.J., L.D. Shorrock, and G.J. Tallents Model calculations of extreme ultraviolet gain from laser-irradiated aluminium foils // physical review letters, Volume 37, number 3, 1981
- [40] Pert G. The practicality of x-ray lasers for the sub 50Å wavelength range Proceedings Volume 6702, 670208 (2007) p. 1525-1535
- [41] Pert G. Proceedings Article Optimising the performance of nickel-like collisionally pumped x-ray lasers Proceedings Volume 5919, 591904 - 2005.
- [42] Tallents G., M. Edwards, P. Mistry, D. Whittaker, N. Booth, G. Pert, B. Rus, T. Mocek, M. Kozlova, C. L. Lewis, C. McKenna, A. Delseriey, M. Notley, D. Neely Proceedings Article Hot dense plasma opacity measurements using x-ray lasers//Proceedings Volume 5919, 59190G (2005)
- [43] Janulewicz Karol, Gerd Priebe, Antonio Lucianetti, Robert Kroemer, Wolfgang Sandner, Robert King, Geoffrey Pert, Peter-Viktor Nickles Output characteristics of a transient Ni-like Ag soft x-ray laser pumped by a single picosecond laser pulse //Proceedings Volume 5197, (2003)
- [44] Tsuneyuki Ozaki, Satoshi Orimo and Hiroto Kuroda, Population inversion and gain in recombination pumped He-like soft x-ray lasers//AIP Conference Proceedings 369, 760 (1996) – p.760-765.
- [45] MacGowan B. J., S. Maxon, P. L. Hagelstein, C. J. Keane, R. A. London, D. L. Matthews, M. D. Rosen, J. H. Scofield, and D. A. Whelan, Rev. Lett. 59, 1987 –p. 2157--2160.
- [46] Tashiro H., and K. Toyoda Soft-x-ray amplification of the Lyman- α transition by optical-field-induced ionization// Phys. Rev. Lett. 71, -1993 – p.3774—3777.
- [47] Zhi-zhan Xu, Zheng-quan Zhang, Pin-zhong Fan, Xiao-fang Wang, Ru-xin Li, Pei-xiang Lu, Ling-qing Zhang, Ai-di Qian, Chun-hong Jiang, Shen-sheng Han, Xian-ping Feng, Studies of Recombination X-Ray-Laser Gain and Gain-Medium Uniformity //Appl. Phys. B –1993- no.57, 319-323;
- [48] Benk M., K. Bergmann, D. Schäfer, and T. Wilhein, “Compact soft x-ray microscope using a gas-discharge light source,” *Opt. Lett.* 33, 2359–2361 (2008).
- [49] Carlson D. B., J. Gelb, V. Palshin, and J. E. Evans, “Laboratory based cryogenic soft x-ray tomography with correlative cryo-light and electron microscopy,” *Microsc. Microanal.* 19, 22–29 (2013).
- [50] Legall H., G. Blobel, H. Stiel, W. Sandner, C. Seim, P. Takman, D. H. Martz, M. Selin, U. Vogt, H. M. Hertz, D. Esser, H. Sipma, J. Luttmann, M. Höfer, H. D. Hoffmann, S. Yulin, T. Feigl, S. Rehbein, P. Guttman, G. Schneider, U. Wiesemann, M. Wirtz, and W. Diete, “Compact x-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source,” *Opt. Express* 20, 18362–18369 (2012).
- [51] Sakamoto, Masnavi, Nakajima, Kawamura, Horioka, Effects of plasma dynamics on lasing in fast capillary discharge// Jpn. J. Appl. Phys. 47-2008 – p.2250
- [52] Собельман, Шевелько, Якушев, Найт, Турли, Интенсивный источник ВУФ излучения на основе плазмы капиллярного разряда, Квантовая электроника, 33, №1, 2003 p.3-6.
- [53] Kordel Mikael, Aurelie Dehlinger, Christian Seim, Ulrich Vogt, 1, Emelie Fogelqvist, Jonas A. Sellberg, Holger Stiel, Hans M. Hertz, 1, Laboratory water-window x-ray microscopy, *Optica*, Vol. 7, No. 6, June 2020 p.658
- [54] Иванова Е.П., Н.А. Зиновьев, Л.В. Найт, Теоретическое исследование рентгеновского лазера на переходах Ni-подобного ксенона в области 13-14нм, Квантовая электроника, 31, №8, 2001- с.683-688
- [55] Ivanova E.P. X-ray Lasers in Cluster Flows and in Nanostructured Targets//*Opt. Spectrosc.*, 127:1 (2019), p.69–76
- [56] Ivanova E.P. X-ray laser near 13.5 and 11.3 nm in Xe²⁶⁺ driven by an intense pump laser interacting with xenon cluster jet as a promising radiation source for nanolithography// *Laser Phys.*, 27:5 (2017), 055802
- [57] Иванова Е.П. Длины волн переходов 4d – 4p, 0-1 рентгеновских лазеров в Ni-подобных ионах с Z < 79 // *Оптика и спектроскопия*. 2015. Т. 118. № 4. С. 535 – 541.

- [58] Ivanova E. P. Quasicontinuous x-ray laser with $\lambda=10.8$ nm in Pd-like tungsten using a nanostructured target // *Phys. Rev. A*, 82:4 (2010) 043824
- [59] Ivanova E. P, A. L. Ivanov superpowerful source of far-ultraviolet monochromatic radiation. // *J. Exp. Theor. Phys.*, 100:5 (2005), 844-856
- [60] Боровский А.В., Галкин А.Л. Лазерная физика: рентгеновские лазеры, ультракороткие импульсы мощные лазерные системы. М.: ИздАТ, 1996. – 496 с
- [61] Träbert E., P. Beiersdorfer, G. V. Brown, S. Terracol, U. I. Safronova On the metastable level in Ni-like ions, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, September 2004
- [62] A.V. Borovskiy, P.B. Holden, G.J. Pelt, Recombination pumping of helium-like ions in a laser-produced plasma, *I. Phys. E AL Mol. Opt. Phys.* 26 (1993) 1791-1796
- [63] Matthews D.L. Possibility of short wavelength x-ray lasers and their applications // *Inst. Phys. Conf. Ser.* 1996. - No. 151. - P. 32 - 36.
- [64] Recombination scheme in lithium-like ions for X-UV amplification /G.Jamelot, A.Carillon, A.Klisnick, P.Jaegle // *Appl. Phys. B.* 1990.- V. 50, N 5. P. 239 - 246.
- [65] Z.Z.Xu, Z.Q.Zhang, P.Z.Fan et al. An overview of soft X-ray laser research at SIOFM // *Inst. Phys. Conf. Ser.* 1996. - No. 151.- P. 17-24.
- [66] Kieffer J.C., M.Chaker, H.Pepin et al. Effects of irradiation non-uniformity on X-ray laser physics // *Opt. Comm.* 1991. - V. 84, NN 3,4. - P. 208 – 213
- [67] Грим Г. Спектроскопия плазмы – М.: Атомиздат, 1969. – 452 с.
- [68] Макуиртер Р. Спектральные интенсивности // *Диагностика плазмы.* – М.: Мир, 1967. С. 165 – 217.
- [69] Стрэттон Т. Рентгеновская спектроскопия // *Диагностика плазмы.* – М.: Мир, 1967. С. 297 – 328.
- [70] Афанасьев Ю.В., Шляпцев В.Н. Формирование инверсии на переходах Ne-подобных ионов в стационарной и нестационарной плазме // *Квантовая электроника.* 1989. Т. 16. № 12. С. 2499 – 2509.
- [71] Базылев Б.Н., Боровик Ф.Н., Вергунова Г.А. и др. Радиационные характеристики неравновесной лазерной плазмы /– М.: ФИАН, 1986. // *Препринт ФИАН № 60.* – с. 48
- [72] Вергунова Г.А., Иванов Е.М., Розанов В.Б. Столкновительно – радиационная модель расчета ионизационного состава и населенностей неравновесной плазмы (Al, Ar, Au) – М.: ФИАН, 1998. – 27 с. // *Препринт ФИАН № 12.*
- [73] Вергунова Г.А., Иванов Е.М., Розанов В.Б. Расчет оптических характеристик неравновесной плазмы алюминия и меди – М.: ФИАН, 1999. – 31 с. // *Препринт ФИАН № 74.*
- [74] Бельков С.А., П.Д. Гаспарян, Ю.К. Кочубей, Е.И. Митрофанов Модель среднего иона для расчета состояния многозарядной многокомпонентной нестационарной и неравновесной плазмы // *Журн. эксперим. теоретич. физики.* - 1997. Т. 111. № 2. С. 496 — 513
- [75] Вичев И. Ю. Столкновительно-излучательная модель неравновесной плазмы с произвольным полем излучения. – М.: ИПМ, 2022. – 31 с. (*Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша РАН № 018*)
- [76] Ralchenko. Y. *Modern Methods in Collisional – Radiative Modelling of Plasma* / Cham: Springer International Publishing, 2016. Vol. 90 of Springer Series on Atomic, Optical and Plasma Physics. ISBN: 978-3-319-27512-3.
- [77] Chung Y.K., Chen M.H., Morgan W.L. et al. FLYCHK: Generalization population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements // *High Energy Density Physics.* 2005. Vol. 1. No. 1. P. 3 – 12.
- [78] Gao C., Zeng J., Li Y. et al. Versatile code DLAYZ for investigating population kinetics and radiative properties of plasmas in non-local thermodynamic equilibrium // *High Energy Density Physics.* 2013. Vol. 9. No. 3. P. 583 – 593.
- [79] Gilleron F., Piron R. The fast non-LTE code DEDALE // *High Energy Density Physics.* 2015. Vol. 17. No. 3. P. 219 – 230.

- [80] Соломянная А.Д., Вичев И.Ю., Грушин А.С., Ким Д.А. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ «Программный модуль THERMOS_CRE для расчета радиационных и термодинамических свойств веществ в стационарном приближении столкновительно - излучательного равновесия с произвольным полем излучения» № 2022610462 от 12.01.2022. Правообладатель: ФГУ «ФИЦ ИПМ им. М.В. Келдыша РАН».
- [81] Новиков В.Г., Соломянная А.Д., Вичев И.Ю., Грушин А.С. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ «THERMOS: Библиотека функций для расчета радиационных и термодинамических свойств различных веществ и смесей в широкой области температур и плотностей» № 2013614395 от 03.07.2013. Правообладатель: ФГУ «ФИЦ ИПМ им. М.В. Келдыша РАН».
- [82] Грушин А. С., Вичев И. Ю., Ким Д. А., Соломянная А. Д. Методы приближённого учёта неравновесности поля излучения при моделировании свойств плазмы. – М.: ИПМ, 2022. - 22 с. (Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша РАН № 010)
- [83] Ким Д. А., Вичев И. Ю., Соломянная А. Д., Грушин А. С. THERMOS: (Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша РАН № 058) моделирование нестационарной плазмы неона..:ИПМ, 2020. – 16 с.
- [84] Вичев И. Ю., Ким Д. А., Соломянная А. Д., Грушин А. С. THERMOS: Согласованное решение уравнения переноса излучения с поуровневой кинетикой в простейших геометриях. - М.: ИПМ, 2020. – 30 с. (Препринты ИПМ им. М. В. Келдыша РАН № 56)
- [85] Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий – М.: Наука, 1979. – 349 с.
- [86] Duston D. and Davis J. Soft-x-ray and x-ray ultraviolet radiation from high-density plasmas // *Phys. Rev. A*. 1981. Vol 23. No. 5. P. 2602 – 2620.
- [87] Jiaolong Zeng, Gang Zhao , Jianmin Yuan, Electron impact collision strengths and oscillator strengths for Ge-, Ga-, Zn-, Cu-, Ni-, and Co-like Au ions, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 93 (2007) p.199–273
- [88] Magill J. Atomic Physics Algorithms for Plasmas Undergoing Transient Ionization and Recombination // *J. Phys. D*: 1977. Vol. 10. P. 2257 – 2268.
- [89] Vrba, Vrbov, Bobrova, Sasorov, Modelling of a nitrogen x-ray laser pumped by capillary discharge, *Central European Journal of Physics* 3(4) p.564–580, 2005
- [90] Yu. Ralchenko, J. Abdallah, A. Bar-Shalom, J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, C. Bowen, H.-K. Chung, J. Colgan, G. Faussurier, C.J. Fontes, M. Foster, F. de Gaufridy de Dortan, I. Golovkin, S.B. Hansen, R.W. Lee, V. Novikov, J. Oreg, O. Peyrusse, M. Poirier, A. Sasaki, H. Scott and H.L. Zhang, Multi-Code Ab Initio Calculation of Ionization Distributions and Radiation Losses for Tungsten in Tokamak Plasmas, *Atomic Processes in Plasmas*, 2009, - p.242-250
- [91] Гердвис В.И. Тормозное излучение электронов в горячей плазме / В.И. Гердвис, В.П. Жданов, В.И. Коган и др. – Вопросы теории плазмы. Вып. 12. – М.: Энергоиздат. 1982. С. 58 – 78.
- [92] Виноградов А.В., Шляпцев В.Н. Ионизация и разлет многозарядной лазерной плазмы // *Квантовая электроника*. 1983. Т.10. № 3. С. 509 – 516.
- [93] Post D.E. and Jensen R.V. Steady-state radiative cooling rate for low-density, high-temperature plasmas // *Atomic data and nuclear data tables*. 1977. Vol. 20. P. 397 – 439.
- [94] Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 160 с.
- [95] Морозов Д.Х., Баронова Е.О., Сениченков И.Ю. Излучение примесей в плазме токамака // *Физика плазмы*. 2007. Т. 33. № 11. С. 988 — 1005.
- [96] Базылев В.А., Чибисов М.И. Возбуждение и ионизация многозарядных ионов в горячей плазме // *Вопросы теории плазмы*, Вып. 12. – М.: Энергоиздат, 1982. С. 30 – 57.
- [97] Басов Н.Г., Г.А. Вергунова, П.П. Волосевич, Е.Г. Гамалий, С.Ю. Гуськов, Г.А. Евсеев, Е.И. Леванов, В.И. Маслянкин, В.Б. Розанов, А.А. Самарский О преобразовании лазерного излучения в собственное тепловое излучение плазмы // *Квантовая электроника*. 1987. Т. 14. № 9. С. 1887 — 1893.

- [98] Wessameldin S. Abdelaziz, Hamed Mahmoud Hamed Ibrahim, XUV and Soft X-Ray Laser Radiation from Ni-Like Au, *Optics and Photonics Journal*, 2011, 1, p.110-115
- [99] Shaffer N.R. and Starrett Ch.E. Model of electron transport in dense plasma spanning temperature regimes // *Phys. Rev. E*. 2020. **101**, 0532204, p. 1-16.
- [100] Калиткин Н.Н. Свойства вещества и МРГД – программы. – М.: ИПМ, 1978. – 46 с. (Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, № 85)
- [101] Калиткин Н.Н., Ермаков В.В. Электронный перенос в плотной невырожденной плазме // *Физика плазмы*. 1979. Т. 5. № 3.
- [102] Беспалов И.М., Полищук А.Я. Методика расчета степени ионизации тепло- и электропроводности плазмы в широком диапазоне плотностей и температур // *Письма в ЖТФ*. 1989. Т. 15. № 2. С. 4 – 8.
- [103] Полищук А.Я., Хлопонин В.С. Метод расчета росселандова и планковского пробега фотонов в плазме экстремальных состояний // *Журн. технической физики*. 1990. Т. 60. № 8. С. 1 – 7.
- [104] Atanasov P. A., S. G. Vasilev, I. O. Kovalyov, G. P. Kuz'min, and A. A. Nesternko, "An investigation of the efficiency of a sliding discharge as a source of pre-ionisation and a plasma cathode in high pressure CO₂ lasers," *J. Phys. D, Appl. Phys.*, vol. 21, no. 12, pp. 1750–1754, Dec. 1988.
- [105] Dashuk P. N., S. L. Kulakov, and V. Y. Rybin, "Gas ionization by soft X-ray radiation of a nanosecond sliding discharge," *Lett. JTP*, vol. 11, no. 7, pp. 438–442, 1985.
- [106] Dashuk P. N., S. L. Kulakov, A. A. Kuchinsky, V. Y. Rybin, and V. A. Smirnov, "The use of soft X-ray radiation from a nanosecond sliding discharge in pre-ionization systems," *J. Tech. Phys.*, vol. 57, no. 1, pp. 5–550, 1987.
- [107] Bletzinger P., Ganguly B.N., Van Wie D., Garscadden A. *Plasmas in High Speed Aerodynamics* // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2005. 38. P.33-57
- [108] Красюк И. К., Н. И. Липатов, П. П. Пашинин, Формирование импульса УФ излучения в плазме поверхностного разряда фронтом ударной электромагнитной волны, *Квантовая электроника*, 1976, том 3, номер 11, 2384–2391;
- [109] Трусов К.К., Импульсный субмикросекундный многоканальный скользящий разряд противоположных полярностей: заполнение разрядного промежутка искровыми каналами // *Физика плазмы*, 2012, том 38, № 5, с. 419–429;
- [110] Курнин И.В. Численное моделирование скользящего разряда как источника ионов для элементного масс-спектрометрического анализа диэлектриков, *научное приборостроение*, том 16, №4, 2006 – p.55-60
- [111] Lagarkov A. N. and Rutkevich I. M. *Ionization Waves in Electrical Breakdown of Gases* (Springer, Berlin, 1992)
- [112] Boeuf J. P., "A two-dimensional model of dc glow discharges," *J. Appl. Phys.* 63(5), 1342–1349 (1988).
- [113] Boeuf J. P., L. L. Yang, and L. C. Pitchford, "Dynamics of a guided streamer ("plasma bullet") in a helium jet in air at atmospheric pressure," *J. Phys. D Appl. Phys.* 46(1), 015201 (2012).
- [114] Bogdanov E. A., A. A. Kudryavtsev, R. R. Arslanbekov, and V. I. Kolobov, "Simulation of pulsed dielectric barrier discharge xenon excimer lamp," *J. Phys. D Appl. Phys.* 37(21), p.2987 (2004).
- [115] Hagelaar G J M and Pitchford L C 2005 Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models // *Plasma Sources Sci. Technol.* n.14 p.722
- [116] Anikin N. B., S. M. Starikovskaia, and A. Y. Starikovskii, "Uniform nanosecond gas breakdown of negative polarity: Initiation from electrode and propagation in molecular gases," *J. Phys. D Appl. Phys.* 34(2), p.177 (2001).
- [117] Rocca J J 1999 Table-top soft x-ray lasers *Rev. Sci. Instrum.* 70 3799–827

- [118] Ораевский А.Н., Семенов О.Г., Чичков Б.Н. Плазма Z-пинчей как активная среда лазеров далекой УФ области спектра // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 10. С. 1998 – 2005.
- [119] Вихрев В.В., Брагинский С.И. Динамика Z-пинча // Вопросы теории плазмы. Вып. 10: Нелинейная динамика. – М.: Атомиздат, 1980. С. 243 – 318.
- [120] Виноградов А.В., Рокка Д.Д. Импульсно-периодический рентгеновский лазер на переходе $3p \rightarrow 3s$ Ne-подобного аргона в капиллярном разряде // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 1. С. 7 – 17.
- [121] Окунев В.Г., Романов Г.С. Магнитогазодинамическая модель капиллярного разряда с испаряющейся стенкой // Инженерно-физический журнал. 1983. Т. 45. № 2. С. 257
- [122] Боброва Н.А., Буланов С.В., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. Динамика пинчевого разряда в тонком канале // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 387 – 402.
- [123] Боброва Н.А., Буланов С.В., Пацолли Р., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В., Фарина Д. МГД-моделирование плазмы капиллярных разрядов // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 1. С. 3 – 8.
- [124] Баер А., Швоб Д.Л., Циглер А. и др. Рентгеновский лазер с высоким коэффициентом усиления на Ni-подобных ионах с накачкой двумя лазерными импульсами // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 5. С. 393 – 398.
- [125] Ганеев Р.А., Канан Т., Ишизава А. и др. Генерация когерентного рентгеновского излучения ($\lambda=18.9$ нм) в схеме кратковременного усиления в молибденовой плазме // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 94. № 2. 323 – 327.
- [126] Андрияш А.В., Вихляев Д.А., Гаврилов Д.С. и др. Генерация лазерного рентгеновского излучения на $4d - 4p$ переходах Ni-подобных ионов молибдена // Квантовая электроника. 2012. Т. 42. № 11. С. 985 – 988.
- [127] Виноградов А. В., Б. Н. Чичков, “О зависимости рентгеновского выхода из лазерной плазмы от вещества мишени”, Квантовая электроника, 10:4 (1983), 741–747 .
- [128] В. В. Вихрев, “Согласование разрядного контура с движением оболочки в нецилиндрическом Z-пинче”, Прикл. мех. техн. физ., 14:2 (1973), 160–162 mathnet; V. V. Vikhrev, “Matching of discharge circuit with shell motion in noncylindrical Z-pinch”, J. Appl. Mech. Tech. Phys., 14:2 (1973), 279–281
- [129] Огурцова, Н. Н.. Исследование капиллярного разряда с испаряющейся стенкой [Текст] : Автореферат дис. на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Гос. оптич. ин-т им. С. И. Вавилова. — [Ленинград] : [б. и.], 1964. — 17 с..
- [130] Боброва Н.А., Буланов С.В., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. Динамика пинчевого разряда в тонком канале // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 5. С. 387 – 402.
- [131] Сасоров, Павел Васильевич. Физика плазмы с высокими параметрами в Z-пинчах : автореферат дис. ... доктора физико-математических наук : 01.04.08 / Рос. науч. центр "Курчатовский ин-т". — Москва, 1995. — 24 с.
- [132] Жерихин А. Н., К. Н. Кошелев, В. С. Летохов, Об усилении в области далекого вакуумного ультрафиолета на переходах многозарядных ионов, Квантовая электроника, 1976, том 3, номер 1, 152–156
- [133] Молчанов А. Г., Лазеры в вакуумной ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра, УФН, 1972, том 106, номер 1, 165–173
- [134] Demonstration of X-Ray Amplification in Transient Gain Nickel-like Palladium Scheme / J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, et al. // Physical Review Letters. -1998. – V. 80. – Pp. 2825-2828.
- [135] Гудзенко Л.И., Евстигнеев В.В., Яковленко С.И. Некоторые вопросы рекомбинационной релаксации плотной плазмы // Кинетика простых моделей теории колебаний. Труды ФИАН. - 1976. - Т.90. - С. 17 – 60.
- [136] Гудзенко Л.И., Держиев В.И., Евстигнеев В.В., Яковленко С.И. Начальные параметры плазмы для генерации в коротковолновом диапазоне // Журн. технической физики. - 1979. - Т. 49. - С. 2409 – 2411.

- [137] Бабарсков Е.В., Держиев В.И., Евстигнеев В.В., Яковленко С.И. Анализ формирования активной среды плазменного лазера на $\lambda=15.5$ нм с помощью CO_2 – лазера // Квантовая электроника. - 1981. - Т. 8, № 10. - С. 2136 – 2144.
- [138] Гулов А.В., Держиев В.И., Жидков А.Г., Притула А.Г., Чекмезов А.Н., Яковленко С.И. Расчет коэффициентов усиления в лазерной плазме CVI при разлете цилиндра и цилиндрического слоя // Квантовая электроника. - 1990. - Т. 17, № 8. - С. 1050 – 1053.
- [139] Гулов А.В., Держиев В.И., Жидков А.Г., Притула А.Г., Чекмезов А.Н., Яковленко С.И. Расчет усиления на переходе $4 - 3$ иона AlXIII в разлетающейся лазерной плазме при ультракоротких импульсах накачки // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 8. - С. 1006 – 1007.
- [140] Гулов А.В., Держиев В.И., Жидков А.Г., Терских А.О., Яковленко С.И. Формирование усиленного спонтанного излучения в разлетающейся лазерной плазме с учетом рефракции // Квантовая электроника. - 1990. - Т. 17, № 6. - С. 753 – 755.
- [141] Держиев В.И., Жидков А.Г., Майоров С.А., Чекмезов А.Н., Яковленко С.И. Спектры резонансных линий H -подобных ионов в оптически плотной плазме // Квантовая электроника. - 1990. - Т. 17, № 3. - С. 340 – 344.
- [142] Баянов В.И., Гулов А.В., Держиев В.И., Жидков А.Г., et al. Излучение резонансных линий и инверсия населенностей на уровнях водородоподобных ионов в рекомбинирующей лазерной плазме // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 2. С. 232 – 236.
- [143] Держиев В.И., Жидков А.Г., Майоров С.А., Яковленко С.И. Роль реабсорбции в экспериментах по наблюдению усиления в разлетающейся лазерной плазме / Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 2. С. 412 – 421.
- [144] Бункин Ф.В., Держиев В.И., Майоров С.А., Яковленко С.И. О переохлаждении плазмы многозарядных ионов на фронте ионизирующего импульса // Журн. технической физики. 1987. Т. 52. № 2. С. 367 – 370.
- [145] Белов А.А., Бункин Ф.В., Яковленко С.И. Усиление спонтанного излучения без резонатора при рекомбинационной накачке // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 1. С. 55 – 61.
- [146] Боровский А.В., Держиев В.И., Яковленко С.И. Коэффициенты усиления и ослабления света в свободно распадающейся плазме водородоподобных ионов // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 1. С. 49 – 58.
- [147] Кайнов В.Ю., Линник В.М., Масленников Д.Б., Урлин В.Д. Расчетное моделирование рекомбинационного рентгеновского лазера / Квантовая электроника. 1993. Т. 20. № 2. С. 137 – 141.
- [148] Урлин Д.В., Кайнов В.Ю., Масленников Д.Б., Г.В. Долголева Г.В., Четверткова Т.А. Расчетное моделирование рекомбинационного рентгеновского лазера на ионах CVI при длительности накачки 2 пс // Квантовая электроника. 1997. Т. 24. 3 7. С. 586 – 590.
- [149] Урлин Д.В., Кайнов В.Ю., Масленников Д.Б., Долголева Г.В., Четверткова Т.А. Зависимость параметров рекомбинационного рентгеновского лазера на переходе $3d_{5/2}-2p_{3/2}$ иона CVI от длительности импульса накачки и размеров мишени // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 3. С. 217 – 220.
- [150] Кузенов В. В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды /В. В. Кузенов, А. И. Лебо, И. Г. Лебо, С. В. Рыжков/. - Москва : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2015. – 326с.
- [151] Бахвалов Н. С., Боровский А. В., Коробкин В. В. и др. Нагрев и неравновесная термическая ионизация плазмы коротким лазерным импульсом // Препринт Института общей физики АН СССР. – М. – 1986.- № 166. – С. 1–22.
- [152] Babarskov E. V., Derzhiev V. I., Evstigneev V. V., Yakovlenko S. I., Analysis of the formation of the active medium at $\lambda = 15.5$ nm plasma laser pumped by a CO_2 laser // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1981. - V.11, no. 10 – P.1306–1310.

- [153] Thomas C.A. et al, Experiments to explore the influence of pulse shaping at the National Ignition Facility// Phys. Plasmas - 2020. – no.27.-p.112708
- [154] Гуськов С.Ю., В.Б.Розанов, Зависимость времени сжатия сферической мишени от временной формы и длительности лазерного импульса// Квантовая электроника – 1985. - т. 12, №2- с.410-413