

На правах рукописи

КУЛИ–ЗАДЕ Марина Евгеньевна

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ВОЗБУЖДЁННЫХ СОСТОЯНИЙ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ
В ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ**

Специальность: 01.02.05 – механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико–математических наук

Москва, 2009

Работа выполнена в Московском авиационном институте (государственном техническом университете).

Научный руководитель: Доктор технических наук,
профессор Е.П. Скороход

Официальные оппоненты: доктор физико–математическим наук,
профессор С.А. Лосев,
НИИ механики МГУ им.М.В.Ломоносова;

кандидат физико–математическим наук,
Р.В. Широков, ИЗМИРАН, г. Троицк

Ведущая организация: НИИ энергетического машиностроения МГТУ
им. Н.Э. Баумана

Защита диссертации состоится « 26 » июня 2009 г. в 12 часов на заседании диссертационного совета Д212.125.14 при Московском авиационном институте (государственном техническом университете) по адресу:

125993, Москва, Волоколамское ш., д. 4.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского авиационного института (государственного технического университета).

Автореферат разослан « 21 » мая 2009 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета



к.ф.– м.н., доцент В.Ю. Гидаспов

Общая характеристика работы

Развитие плазмо- и нано- технологий, создание плазменных лазеров, конструирование интенсивных источников света, разработки мощных энергетических и двигательных технологий предопределили становление компьютерной физики как самостоятельного направления. Важно не только сформулировать теоретическую модель, разработать алгоритм, но и провести компьютерное тестирование, выяснив физическую сущность практических задач. Моделирование и машинный эксперимент стали необходимыми составляющими научных исследований.

Актуальность темы. Вопрос о состоянии плазмы, - о её компонентном составе имеет принципиальное значение как с точки зрения фундаментальных основ теории плазмы (низкотемпературной плазмы, спектроскопии, диагностики плазмы, радиационной плазмодинамики и др.), так и с точки зрения многочисленных практических приложений.

Целью работы является моделирование компонентного состава низкотемпературной квазистационарной плазмы тяжёлых инертных газов с учётом разных плазмохимических реакций, а также изучение распределений возбуждённых состояний атома Ar и Xe для спектроскопических исследований в плазменных устройствах.

Основные результаты, научная новизна работы.

В теоретическом плане:

1. Рассмотрена кинетическая (метаравновесная) модель двухтемпературной квазистационарной плазмы, позволяющая получать распределения возбуждённых состояний атомов тяжёлых инертных газов, являющиеся базовыми понятиями спектроскопии неравновесной плазмы.

2. В квазистационарных условиях (микросекундный диапазон) решение системы уравнений квазистационарной многоуровневой кинетики представлено графически на диаграмме параметров (зависимости концентрации электронов от плотности ядер). С учётом реакции диссоциативной рекомбинации возникает нетрадиционная область гистерезисного типа. Кинетическое равновесие при одной и той же плотности ядер реализуется не единственным способом. Одно из них относится к модели локального термодинамического равновесия (ЛТР), и компонентный состав совпадает с расчётом по “расщеплённой” модели и, частично, со значениями, вычисленными по формуле Саха. Для тех же температур электронов (ФРЭЭ) существует второе (не только математическое) решение, характеризующее столкновительно-излучательное метаравновесие (СИМР) при более низких

значениях концентрации электронов. При преобладании фотонных процессов существует третье решение, стремящееся к корональному пределу.

3. В области СИМР распределения возбуждённых состояний (зависимости заселённостей от энергии возбуждения) имеют вид ломаных линий. Наклоны этих отрезков, по которым для бoльцмановских распределений определялась температура, характеризуют некоторую условную температуру возбуждения, не совпадающую с температурой электронов.

4. В рамках статистического подхода рассчитан компонентный состав плазмы окиси иттрия и текстолита.

В задачах диагностики:

1. В рамках метаравновесной модели двухтемпературной квазистационарной плазмы аргона впервые объяснён эксперимент В.Н. Колесникова (разнозначный характер распределений в плазме аргоновой дуги при атмосферном давлении).

2. Распределения возбуждённых состояний (РВС), полученные в результате решения квазистационарной многоуровневой кинетики в рамках СИМР для аргона находят подтверждение в экспериментальных работах при исследовании проточной дуги в аргоне и сверхзвуковой плазменной струи Ar.

Практическая ценность. Развитые в работе подходы могут быть использованы при разработках плазменных устройств, а также найти применение в диагностике низкотемпературной плазмы, а также при использовании дуговых плазмотронов для разрушения вредных примесей, в плазмохимии.

Достоверность полученных результатов. Выводы и положения, сформулированные в работе, являются обоснованными фактами, достоверность которых подтверждается: использованием обоснованных математических моделей и методов; соблюдением правил составления и тестирования вычислительных алгоритмов и программ; анализом известных предельных случаев; сравнением экспериментальных и теоретических данных.

На защиту выносятся:

1. Распределения возбуждённых состояний (РВС), рассматриваемые как базовые понятия спектроскопии неравновесной плазмы, полученные в результате решения квазистационарной многоуровневой кинетики в рамках СИМР для аргона.

2. Значения заселённостей, формирующие РВС, которые относятся к нетрадиционной области СИМР, группируются в отдельные отрезки с разными наклонами (температурами), образуя ломаную кривую. Эти распределения

подтверждены экспериментально в условиях стационарного дугового разряда в аргоне, в условиях проточной дуги в аргоне и сверхзвуковой плазменной струи Ar.

3. Рассчитанные РВС в рамках метаравновесной модели квазистационарной многоуровневой кинетики позволили впервые объяснить классический эксперимент В.Н. Колесникова (разнозначный характер распределений в плазме аргонной дуги при атмосферном давлении). Тем самым подтвердить справедливость существования двух кинетических квазиравновесий: ЛТР при концентрациях электронов $N_e > 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и СИМР при меньших концентрациях электронов.

4. Представлена диаграмма параметров для одно-, двух- и трехкомпонентной плазмы, компонентный состав которой рассчитан в рамках статистического подхода. При малых значениях числа ядер $N_{яд}$ ($10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) концентрации электронов имеют близкие значения независимо от химического элемента. Далее – для текстолита и аргона (большие потенциалы ионизации) значения N_e на порядок отличаются от значений для LiH и Y_2O_3 . Характер зависимости для одно-, двух- и трехкомпонентной плазмы не меняется.

5. В рамках статистического подхода рассчитан компонентный состав плазмы окиси иттрия в интервале температур 10–35 кК и давлений $P = 0.01; 0.1; 1; 10; 25; 50$ МПа, что соответствует предполагаемым параметрам плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой (КРИС). При температуре $T = 27$ кК и давлении $P = 25$ МПа в плазме преобладают второй и первый ионы иттрия Y^{++} и Y^+ , а также первый ион и атом кислорода O^+ и O . Концентрации электронов порядка $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

6. В расшифрованном спектре плазмы окиси иттрия, истекающей из канала сильнооточного разряда в КРИС на фоне сплошного спектра в поглощении видны в основном линии атома и первого иона иттрия, а также фиксируются чёткие молекулярные полосы YO. Отсутствуют линии атома кислорода. Линии второго иона иттрия - единичны.

7. Рассчитаны обезразмеренные ширины γ_{4e}/N_e , $\gamma_{(\sigma\gamma)}/N_e$, γ_6/N_a , γ_3/N_a для атома ксенона, позволяющие по ширине контура спектральных линий определять концентрации электронов неравновесной плазмы.

Апробация работы. Материалы, вошедшие в диссертацию, обсуждались и докладывались на следующих конференциях: 3^{ий}, 6^{ой} Межгосударственные симпозиумы по радиационной плазмодинамике 1994, Москов. обл., п. Лыткино, 2003, Звенигород; 2^{ой} Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии, 1995, Иваново; 1–st International conference on nonequilibrium processes in nozzles and jet, 1995, MAI; 2^{ая} Международная конференция «Импульсные лазеры

на переходах атомов и молекул», 1995, Томск; 8 Конференция по физике газового разряда, 1996, Рязань; Двенадцатая Международная конференция по вычислительной механике и современным прикладным программным системам, 2003, Владимир; V, VI Международные конференции по неравновесным процессам в соплах и струях 2004, Самара, 2006, С-Петербург; XIV, XVI Международные конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС), 2005, 2009, Алушта, Крым.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 14 работ [1–14], из них две работы опубликованы в реферируемых журналах.

Объём и структура диссертации. Диссертация изложена на 143 страницах, включая 14 страниц приложений. Библиография - 105 названий. Рисунки - 42. Таблиц - 16.

Содержание работы

Для изучения физико – химических процессов плазменных объектов и характеристики их термодинамических и оптических свойств используются спектроскопические методы. Оперативные представления спектроскопии плазмы базируются на изучении вероятностных распределений, таких как распределения электронов по энергиям, распределения фотонов по длинам волн, распределения по возбужденным состояниям атомов или ионов.

Для наглядности и удобства представления решения поставленной задачи вводится диаграмма параметров (гл.1 и гл.2) и диаграмма метаравновесных состояний (гл.3) как зависимости концентрации электронов от плотности ядер при разных температурах электронов. Рассмотрение моделей (как и в монографии-справочнике [15]) зависит от выбора плазмохимических реакций.

Во введении обосновывается актуальность темы, дан общий обзор проделанной работы.

В первой главе основное внимание уделяется электрон-атомным взаимодействиям: электронные удары I и II рода, ионизация и тройная рекомбинация, Рассмотрение проводится в рамках “ращеплённой” модели, статистического и кинетического подходов. В условиях локального термодинамического равновесия проведены расчёты компонентных составов низкотемпературной плазмы Ar, Xe,, Y₂O₃, C₃₇H₄₇O₁₆. Традиционно подобные расчёты характеризуются зависимостями, представленные на рис. 1.

При изучении эрозийной плазменной струи сильноточного разряда в канале [7,16, 17], стенки которого были сделаны из окиси иттрия, а также при диагностике такой струи потребовались численные значения компонентного состава плазмы Y_2O_3 . Температуры в канале порядка 30 кК, давления – порядка 25 МПа, степень нерасчётности струи на выходе из канала была более 100.

В области приустья сняты спектры плазмы Y_2O_3 , идентифицировано 336 линий. В расшифрованных спектрах присутствовали линии атома, первого и второго иона иттрия и спектральные линии иона кислорода (при этом кислородные линии атома отсутствовали). Расчёты с использованием термодинамически равновесных моделей малоинформативны, поскольку их компонентный состав противоречит спектроскопическим исследованиям плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой.

В рамках этого же подхода проводился расчёт трёхкомпонентной плазмы (текстолита $C_{37}H_{47}O_{16}$), рис. 2.

При спектроскопических исследованиях плазмы текстолита, истекающей из канала диаметром $d = 2$ мм и длиной $l = 19$ мм, при токе $I = 5.97$ кА (давление в центре $P_0 = 47$ МПа, давление на срезе $P_{кр.} = 21$ МПа, $T \sim 30$ кК, $N_e = 1.7 \cdot 10^{19}$ см⁻³). На фоне интенсивного сплошного спектра “в шубе” наблюдалось 27 слабых линий. Для водорода из серии Бальмера присутствует лишь одна сильная линия H_α – 656.284 нм, а линии $H_\beta, H_\gamma, H_\delta$, наблюдаемые в диафрагменном разряде у Е.В. Калашникова [18], отсутствуют во всех режимах разряда. Отсутствуют также линии атома кислорода, кроме возможной интерпретации линии 610.3 нм ($O, \lambda = 610.4$ нм), конкурирующей с линией иона углерода ($C^+, \lambda = 610.26$ нм), а также 459.2, 421.7 нм. В основном наблюдаются линии первого иона углерода C^+ . Потенциалы ионизации атомов углерода, кислорода и водорода близки, потенциалы их первых ионов мало отличаются, линии “заперты”. Это и обуславливает относительно ровный сплошной спектр, который необходим для эталонного источника света.

Вышеприведённые расчёты для одно-, двух- и трёхкомпонентных составов представим на диаграмме параметров. На рис. 3 при давлениях $10^4, 10^5, 10^6, 10^7$ Па (бочкообразные изолинии) и температурах 10, 14, 20 кК сравниваются расчёты равновесных составов гидрида лития LiH, окиси иттрия Y_2O_3 , текстолита $C_{37}H_{47}O_{16}$, а также аргона Ar для температур 11.6 и 14 кК. При малых значениях числа ядер $N_{яд}$ ($10^{16} - 10^{17}$ см⁻³) концентрации электронов имеют близкие значения независимо от химического элемента. Далее «трубка» текстолитовая, аргоновая (большие

потенциалы ионизации) расширяется и значения N_e в этих случаях на порядок отличаются от «трубки» LiH или Y_2O_3 .

Следует отметить однозначный характер всех этих зависимостей на диаграмме параметров.

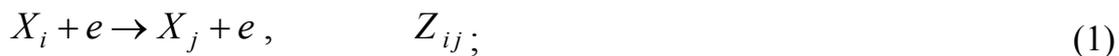
Развиваемый нами кинетический подход с учётом лишь электронных процессов (п. 1.3) не вносит изменений – зависимости имеют однозначный характер, рис.4. РВС сохраняет больцмановский вид, рис.5.

Во второй главе рассматривались радиационные процессы, играющие важную роль в кинетике заселения возбужденных состояний, процессах ионизации и рекомбинации. Их значение возрастает по мере уменьшения плотности плазмы и снижения частоты столкновительных процессов. Включение фото процессов принципиально не меняет диаграмму параметров и распределения возбуждённых состояний.

В третьей главе особое внимание уделяется диссоциативной рекомбинации и тому, как её учёт повлияет на диаграммы параметров.

При решении задач многоуровневой кинетики система кинетических уравнений записывается для следующих реакций:

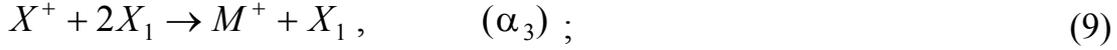
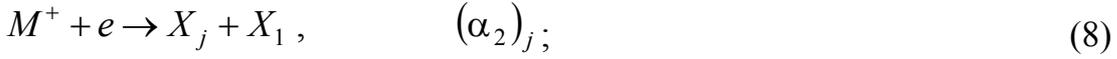
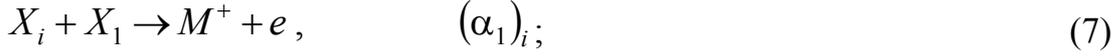
– взаимодействие с электронами (\hat{Z} – матрица, учитывающая возбуждение и девозбуждение электронным ударом, $\vec{Z}0$ – вектор констант скоростей ионизации, \vec{T} – вектор констант скоростей тройной рекомбинации)



– взаимодействие с фотонами (\hat{A} – матрица вероятностей фотопереходов, $\vec{F}0, \vec{F}$ – вектора скоростей фотоионизации и фоторекомбинации)



– образование и распад молекулярного иона $M^+ \equiv X_2^+$ ($\vec{\alpha}_1$ – вектор скоростей ассоциативной ионизации, $\vec{\alpha}_2$ – вектор скоростей диссоциативной рекомбинации, α_3 – константа скорости образования молекулярного иона, реакция конверсии)



где X_i – концентрация атомов в основном состоянии, X_2^+ – концентрация молекулярных ионов или M^+ и диссоциативной рекомбинацией.

В [1] подробно рассматривается система уравнений многоуровневой кинетики для тяжёлых инертных газов в матричном представлении. Заселённости всех состояний атома (основного и возбуждённых) записываются в виде вектора состояния \vec{X} . На этот искомый вектор воздействует релаксационная матрица, а в правой части собраны рекомбинационные процессы как функции источника.

В работе [19] и последующих расчётах решалась система кинетических уравнений для концентрации ионов

$$\begin{aligned} X^+ &= \frac{N_e}{1+r} \left(1 - \frac{X_1 (\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{X})}{\alpha_2 N_e^2} \right), \\ M^+ &= \frac{N_e}{1+r} \left(r + \frac{X_1 (\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{X})}{\alpha_2 N_e^2} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\hat{V}\vec{X} = \frac{N_e^2}{1+r} (\vec{F} + N_e \vec{T} + r \vec{\alpha}_2),$$

где $\hat{V} = \hat{A} + N_e \hat{Z} + N_e \hat{Z}O + \hat{F}O + X_1 (\hat{\alpha}_1 - \vec{a} \otimes \vec{\alpha}_1)$

$$\text{и } r = \frac{\alpha_3 X_1^2}{\alpha_2 N_e}.$$

Особенность записи системы состоит в том, что удалось исключить концентрации X^+ и X_2^+ и получить уравнение только для вектора заселённости \vec{X} . “Источниками” для вектора \vec{X} в этом уравнении являются рекомбинационные процессы, а матрица \hat{V} – оператором, учитывающим силу их влияния на \vec{X} .

Результатом решения квазистационарных уравнений многоуровневой кинетики (10) являются диаграммы метаравновесных состояний, рис.6, которые принципиально отличаются от рассматриваемых ранее диаграмм параметров, рис.3. Появляется нетрадиционная область гистерезисного характера. Из решения (10) заселённости многих состояний просуммированы и получены достаточно “физические” зависимости концентраций электронов от суммы искомых решений и

температуры электронов (ФРЭЭ), которые в [19] названы диаграммами метаравновесных состояний. Ранее подобные задачи с таких позиций не рассматривались.

Наш расчет квазистационарной многоуровневой кинетики, позволил впервые объяснить классический эксперимент [20] В.Н. Колесникова - спектроскопические исследования плазмы постоянной дуги в аргоне при атмосферном давлении в широком диапазоне изменения силы тока (концентрации электронов). По спектрам аргонной дуги были измерены температуры (рис. 7 д): температуры электронов T_e по сплошному спектру (тормозное излучение) – кривая 1; температура возбуждения, определенная по распределению заселенностей низколежащих уровней аргона (относительно основного состояния) – кривая 2; температура, определенная из формулы Саха (известны давление и ток) – 3; температура возбуждения из распределений высоколежащих уровней – кривая 4.

Иными словами, из графика следует, что до концентраций $N_e > 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (токах, больших 20 А) разные спектроскопические методы определения температуры электронов дают одинаковый результат (одна кривая), при меньших концентрациях кривые расходятся, а стало быть, температуры, определяемые по возбужденным состояниям разных групп уровней возбуждения, различны.

В работе произведен детальный расчет определяемых в эксперименте температур (рис. 7 д) согласно нашей модели. Для этого задавались незначительно изменяющиеся температуры электронов: а) $T_e = 1.1$; б) $T_e = 1.05$; в) $T_e = 1.0$; и г) $T_e = 0.97$ эВ (при этом температура газа оставалась комнатной), а также концентрации электронов. Из расчета многоуровневой кинетики аргона ($n = 64$) построены РВС (рис. 7 а, б, в, г). На каждом из них имеем по два РВС. Верхние РВС на рис. 7 а, б, в, г (прямые 1, красный цвет), дают температуры, определяемые по наклону, $T_{\text{возб.}} = 1.1; 1.05; 1.0; 0.97$ эВ. Эти температуры нанесены на рис. 7 д (правая красная кривая). Левые кривые (синие пунктирные) на рис. 7 д соответствуют распределениям СИМР, ломаная 2 на рис. 7 а, б, в, г: верхняя кривая – температура по тормозному спектру (в нашем случае заданная температура электронов); средняя кривая определялась по первому отрезку ломаной 2; нижняя кривая определялась по второму отрезку ломаной 2. Сплошные черные кривые повторяют эксперимент В.Н. Колесникова.

Такое объяснение является неоспоримым доказательством равноправного существования двух кинетических квазиравновесий: ЛТР при концентрациях

электронов $N_e > 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и СИМР при меньших концентрациях электронов, что соответствует на диаграмме метаравновесных состояний (рис. 6) точкам 1 и 2.

Обратимся к экспериментальной работе [21], которая посвящена спектроскопическим исследованиям сверхзвуковых плазменных струй и измерениям заселённости уровней атома аргона.

Для определения абсолютных значений интенсивностей линий аргона в струе, излучение струи в этой работе сравнивалось с излучением эталонного дугового источника – аргоновой стабилизированной дуги с силой тока $I = 15 \text{ А}$, горящей при атмосферном давлении. При сопоставлении этой дуги с дугой Колесникова отмечается их идентичность (току $I = 15 \text{ А}$ соответствует концентрация электронов $N_e \sim 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а температура электронов $T_e \sim 8.5 \text{ кК}$. Две экспериментальные дуги идентичны. Рассматриваемые параметры эталонной дуги в [21] находятся в области СИМР, рис. 8.г (оранжевая штриховая 5). Что же касается рис. а, б, в, то при незначительном варьировании температуры электронов наклоны РВС заметно меняются. По нашим расчетам плазмы дуги в аргоне [21], рис. 8 г, кривая 2. температура электронов равна 11200 К , ($\sim 1 \text{ эВ}$) и не совпадает с температурой РВС $T_{\text{возб.}} = 0.75 \text{ эВ} = 8700 \text{ К}$. Заметим, абсолютные значения заселённости в эксперименте меньше в 2 раза, чем расчетные.

Прежде, чем перейти к струе, рассмотрим состояние **плазмы в сопле**, когда измерены ток – 108 А . и давление – 52.6 кПа , $N_e \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Учитывая, что в сопле (диаметр сопла 2.5 мм .), для ВУФ излучения плазму можно считать оптически плотной, поскольку коэффициент поглощения в резонансных линиях $\chi > 10$. Рассмотрим диаграмму метаравновесных состояний в предельном случае, когда параметр Бибермана-Холстейна полагается равным нулю, рис. 9 б. При давлении пол атмосферы концентрация ядер близка к 10^{18} см^{-3} . Температуру электронов находим из диаграммы на рис. 9 б, она равна 1 эВ .

В области расширения сопла до диаметра 6.4 мм плазма становится оптически более прозрачной, поэтому с некоторыми допущениями рассмотрим диаграмму на рис. 9 а при $T_e = 1 \text{ эВ}$. При одинаковой плотности ядер 10^{18} см^{-3} и температуре 1 эВ возможны два состояния: с $\lg N_e = 16.18$ и $\lg N_e = 15.12 \text{ см}^{-3}$. Экспериментально получены концентрации электронов N_e вблизи среза сопла, измеренные по уширению линий H_{β} водорода (малая примесь), $N_e = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. На срезе мы “перескакиваем” в более низкое по N_e состояние СИМР.

В плазме струи измерялись интенсивности линий Ar I (в излучении) на расстоянии 2 мм (60 ПА) и 4 мм (4 ПА). от среза сопла Энергии верхних уровней, с которых происходят фотопереходы, лежат в интервале энергий от 13.33 до 15.32 эВ. Уровни группы 4s не определены.

Время пролёта расстояния до щели (~ 2, 4 мм.) составляет $\sim 10^{-7}$ с. За десятые доли микросекунды атомы “не успевают сбросить возбуждение” – плазма рекомбинационного типа. Заселённости, полученные из спектров в струе, сохраняют характер РВС плазмы на срезе сопла. Рассмотрим РВС для плотности ядер порядка 10^{18} , температур, близких к 1 эВ, и сравним эксперимент с расчетом. Рассчитанные РВС приведены на рис. 8: а) $T=1.1$ эВ; б) $T=1.05$ эВ; в) $T=1.0$ эВ; г) $T=0.97$ эВ (синие квадраты). На эти РВС нанесены экспериментальные заселённости: сиреневые точки, $x = 4$ мм; зеленые точки, $x = 2$ мм). Прямые 3 и 4 – воспроизводят авторский наклон (температуру возбуждения). Наилучшее соответствие расчета и эксперимента (на 2 мм) достигнуто в случае – “в” ($T_e = 1$ эВ и $N_e = 10^{15}$ см⁻³).

Авторы [21] полагали, что температура электронов $T = 6300$ К, а концентрация электронов $N_e = 1.1 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Нами же выявлено, что температура электронов плазмы на срезе сопла равна $T_e = 1$ эВ = 11 600 К, концентрация электронов – $\lg N_e = 15.12$, температура возбуждения $T_{возб.} = 7000$ К.

Отметим, что в случае $P = 4$ Па, $x = 4$ мм при $T_e = 1$ эВ при определении наклона авторами проигнорированы переходы $4s[3/2]_1 \rightarrow 4p[1/2]_0$ ($\lambda = 7514 \text{ \AA}$) и $4s[3/2]_2 \rightarrow 4p'[1/2]_1$ ($\lambda = 6965 \text{ \AA}$) с энергиями верхних уровней 13.27 эВ и 13.33 эВ соответственно. Если учесть эти переходы, то температура возбуждения будет 6300 К (штрихпунктирная сиреневая прямая 1).

Таким образом, нами показано, что температура электронов плазмы на срезе сопла равна $T_e = 1$ эВ, концентрация электронов – $\lg N_e = 15.12$, температура возбуждения $T_{возб.} \sim 7000$ К. Авторы [21] не определена температура и концентрация свободных электронов в этом случае.

Параметры плазмы в эксперименте [22] аналогичны [20, 21]. Объектом исследования была дуга с вытяжкой газа со стороны электродов. Холодный газ втягивался в канал разряда, нагревался, ионизировался и после прохождения через канал вытягивался через сопло на электроды (проточная дуга). При силе тока $I = 5$ А и атмосферном давлении концентрация электронов, измеренная по ширине линий H_β оказалась равной $N_e = 3.2 \cdot 10^{15}$ см⁻³. На рис. 10 сравниваются расчетные РВС с экспериментальными [22] (табл. 3.3.1). Наиболее удовлетворительное совпадение

достигнуто в случае “в”, когда $T_{\text{возб.}} = 0.72 \text{ эВ} = 8350 \text{ К}$. Отметим, что мы находимся в области СИМР, согласно нашей модели температура электронов $T_e = 1 \text{ эВ} = 11600 \text{ К}$. Авторы [22] отмечают, что температура электронов, определяемая по непрерывному спектру больше на 40 – 50 %, чем температура, полученная из экспериментальных РВС. Это замечание окончательно убеждает в достоверности представленной нами модели.

В четвертой главе речь идет о формировании профилей линий ксенона. При обработке экспериментальных данных удобно пользоваться величинами ширин, приходящихся на один электрон или один атом γ_{4e}/N_e , $\gamma_{\langle\sigma v\rangle}/N_e$, γ_6/N_a , γ_3/N_a .

Значения γ_{4e}/N_e , $\gamma_{\langle\sigma v\rangle}/N_e$, γ_6/N_a , γ_3/N_a для температур $T_e = 0.5; 0.7; 0.9 \text{ эВ}$

Переход	$\lambda, \text{ \AA}$	$T_e, \text{ эВ}$	$\gamma_{4e}/N_e, \text{ эВ/см}^{-3}$	$\gamma_{\langle\sigma v\rangle}/N_e, \text{ эВ/см}^{-3}$	$\gamma_6/N_a, \text{ эВ/см}^{-3}$	$\gamma_3/N_a, \text{ эВ/см}^{-3}$
6s[3/2] ₁ →7p[1/2] ₀	4807	0,5	0,007447718	0,010755629	5,68966E-06	3,96401E-06
		0,7	0,007984194	0,010412868	1,2437E-05	3,92607E-06
		0,9	0,008188001	0,009248244	6,74994E-06	3,95826E-06
6s[3/2] ₂ →7p[1/2] ₁	5028.3	0,5	0,01117856	0,028521201	1,05855E-05	3,96401E-06
		0,7	0,012147715	0,028603845	1,18779E-05	3,96401E-06
		0,9	0,106853719	0,236911098	1,22532E-05	3,96401E-06
6s[3/2] _{1,2} →7p[1/2] ₁	5028.3 4611.9	0,5	0,015602417	0,018752474	1,03242E-05	3,96401E-06
		0,7	0,016755037	0,017758148	1,12543E-05	3,96401E-06
		0,9	0,146171709	0,140016012	1,16536E-05	3,96401E-06
6s[3/2] _{1,2} →7p[3/2] ₁	4829.7 4792.6	0,5	0,018795167	0,041165307	1,07297E-05	3,96401E-06
		0,7	0,019570067	0,031279603	1,21289E-05	3,96401E-06
		0,9	0,1724514	0,219430454	1,21358E-05	3,96401E-06
6s[3/2] _{1,2} →7p[3/2] ₂	4843.3 4624.3	0,5	0,092648495	0,086150903	1,0747E-05	3,96401E-06
		0,7	0,09658104	0,092939048	1,17851E-05	3,96401E-06
		0,9	0,86100845	0,896468221	1,22165E-05	3,96401E-06
6s[3/2] _{1,2} →7p[5/2] ₂	4923.2 4697	0,5	0,02315338	0,047737315	1,06247E-05	3,96401E-06
		0,7	0,025705671	0,044573263	1,17851E-05	3,96401E-06
		0,9	0,217368417	0,384807842	1,2041E-05	3,96401E-06
6s[3/2] ₂ →7p[5/2] ₃	4671.2	0,5	0,02576662	0,02585488	1,04997E-05	0
		0,7	0,027611666	0,027040238	1,15105E-05	0
		0,9	0,235319997	0,175581481	1,18523E-05	0

Основные выводы.

1. Впервые в рамках метаравновесной модели двухтемпературной квазистационарной плазмы поставлена и решена задача моделирования РВС аргона позволяющая объяснить классический эксперимент В.Н. Колесникова, относящийся к спектроскопическим исследованиям дугового разряда при атмосферном давлении (разнозначный характер распределений в плазме аргоновой дуги).

2. Значения заселённостей, полученные в результате решения квазистационарной многоуровневой кинетики в рамках СИМР модели и относящиеся к нетрадиционной области СИМР, при концентрации электронов $N_e < 10^{16}$, группируются в отдельные отрезки с разными наклонами (температурами), образуя

ломаную кривую. Эти распределения подтверждены экспериментально в условиях стационарного дугового разряда в аргоне, в условиях проточной дуги в аргоне и сверхзвуковой плазменной струи Ar.

3. РВС, рассчитанные в рамках СИМР - модели и хорошо согласующиеся с рассмотренными экспериментами, позволяют объяснить существование двух кинетических квазиравновесий: ЛТР при концентрациях электронов $N_e > 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и СИМР при меньших концентрациях электронов.

4. Результаты расчетов компонентного состава аргона, окиси иттрия и текстолита в рамках статистического подхода представлены на диаграмме параметров как зависимости концентрации электронов от числа ядер. При малых значениях числа ядер $N_{яд}$ ($10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) концентрации электронов имеют близкие значения независимо от химического элемента. Далее – для текстолита и аргона (большие потенциалы ионизации) значения N_e на порядок отличаются от значений для LiH и Y_2O_3 . Характер зависимости для одно-, двух- и трехкомпонентной плазмы не меняется.

5. В рамках статистического подхода рассчитан компонентный состав плазмы окиси иттрия в интервале температур 10 – 35 кК и давлений $P = 0.01; 0.1; 1; 10; 25; 50$ МПа, что соответствует предполагаемым параметрам плазмы капиллярного разряда с испаряющейся стенкой (КРИС). При температуре $T = 27$ кК и давлении $P = 25$ МПа в плазме преобладают второй и первый ионы иттрия Y^{++} и Y^+ , а также первый ион и атом кислорода O^+ и O. Концентрации электронов порядка $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

6. В расшифрованном спектре плазмы окиси иттрия, истекающей из канала сильноточного разряда в КРИС на фоне сплошного спектра в поглощении видны в основном линии атома и первого иона иттрия, а также фиксируются чёткие молекулярные полосы YO. Отсутствуют линии атома кислорода. Линии второго иона иттрия - единичны.

7. В спектре $C_{37}H_{47}O_{16}$ плазмы струи, истекающей из капилляра в сильноточном разряде, в рекомбинационной области наблюдаются 27 слабых линий, Все линии в рекомбинационной области наблюдаются в излучении и принадлежат, в основном, ионам C^+ и O^+ . Вторым ион углерода C^{++} представлен четырьмя линиями, а O^{++} – одной линией. Линии атома кислорода отсутствуют. Такой линейчатый спектр согласно расчетам компонентного состава в рамках статистического подхода плазмы текстолита при давлении $P = 10^5$ Па соответствует температуре $T \sim 20$ кК. Из водородных линий отмечается необыкновенно яркая и мощная линия H_α , при этом другие линии серии Бальмера отсутствуют. Обнаружение такой мощной линии в

“шубе” струи подтверждает предположение Л.И. Гудзенко о возможности инверсной заселённости и реализации лазера на линии H_α в струе. Этому способствует состав плазмы текстолита.

8. В диагностических целях рассчитаны обезразмеренные ширины γ_{4e}/N_e , $\gamma_{(\sigma\nu)}/N_e$, γ_6/N_a , γ_3/N_a для атома ксенона, позволяющие по ширине контура спектральных линий определять концентрации электронов неравновесной плазмы.

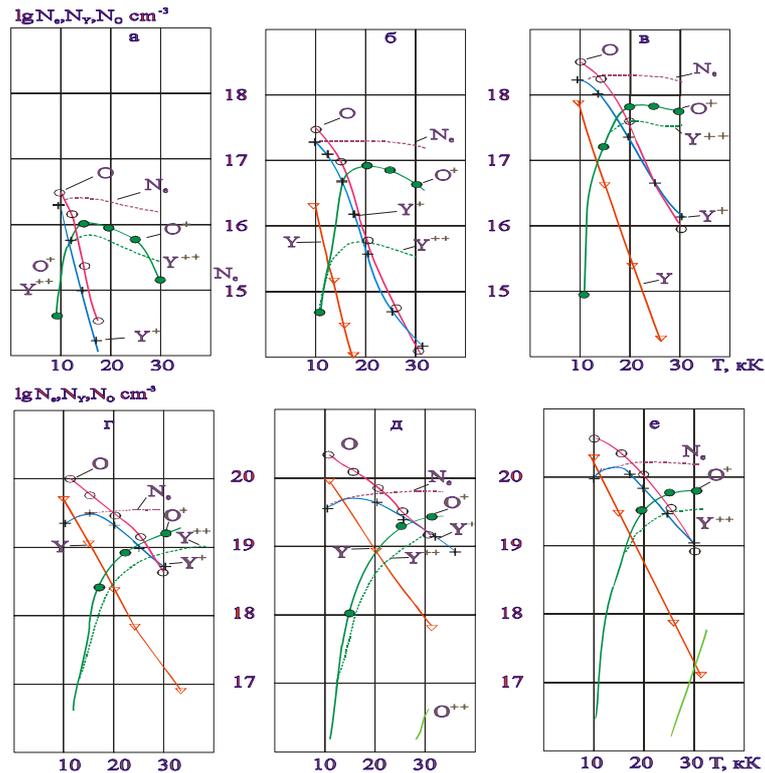


Рис. 1. Компонентный состав плазмы Y_2O_3 для давлений P : а – 10^4 Па; б – 10^5 Па; в – 10^6 Па. Обозначения: штриховая - N_e ; (∇) – Y ; (+) – Y^+ ; штриховая – Y^{++} ; (\circ) – O ; (\bullet) – O^+ . г – 10 МПа; д – 25 МПа; е – 50 МПа. Обозначения: штриховая - N_e ; (∇) – Y ; (+) – Y^+ ; штриховая – Y^{++} ; (\circ) – O ; (\bullet) – O^+ .

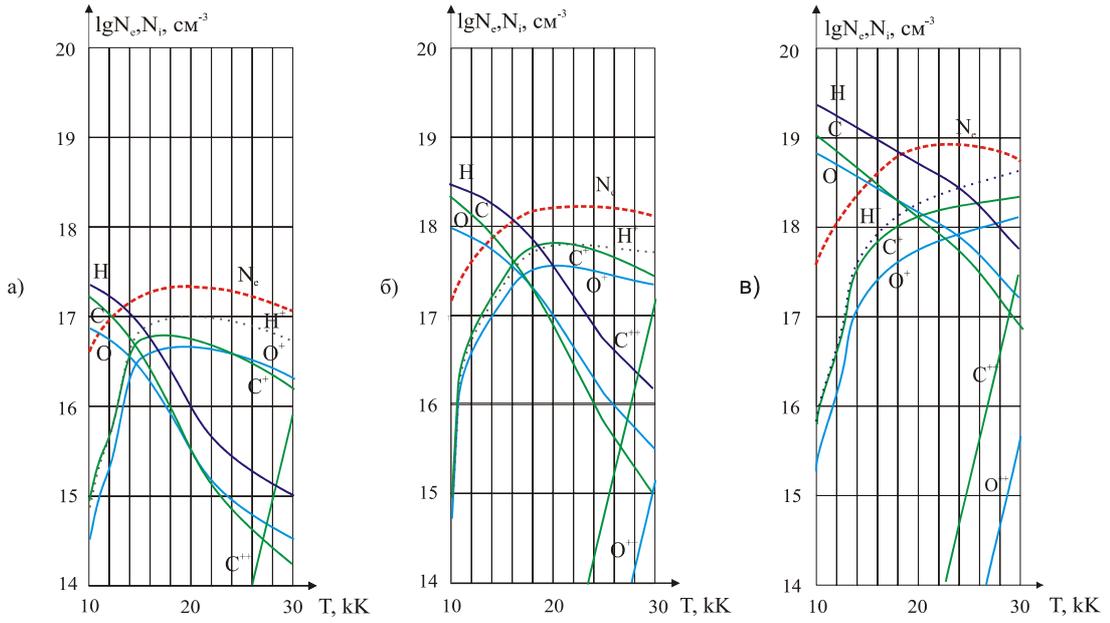


Рис. 2. Компонентный состав плазмы $C_{37}H_{47}O_{16}$ для P : а – 10^5 ; б – 10^6 ; в – 10^7 Па.

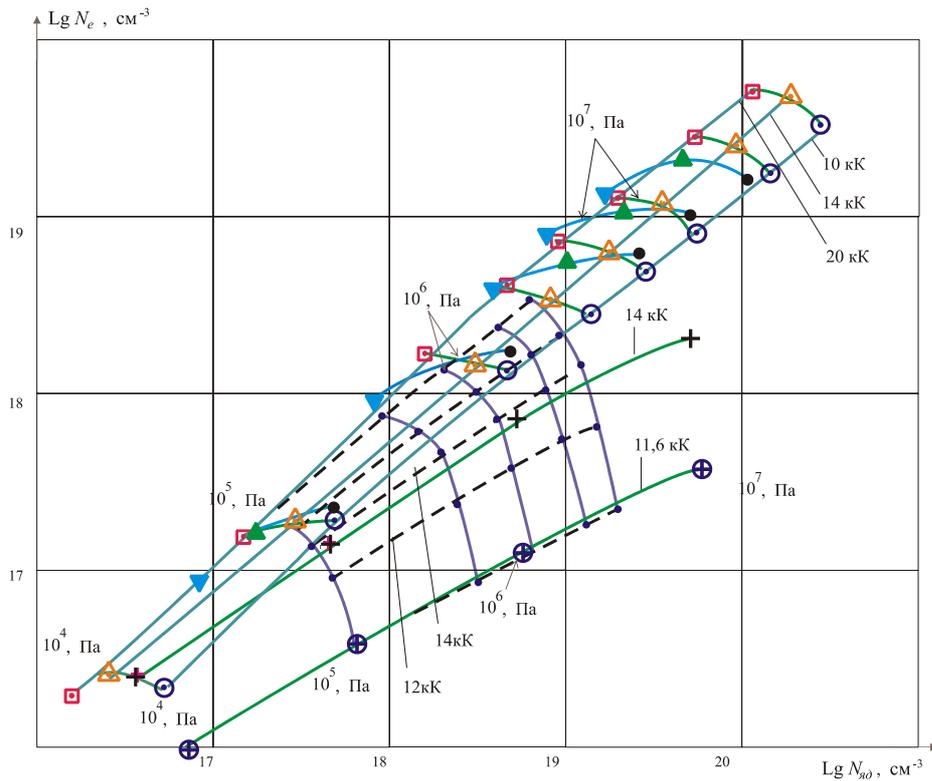


Рис. 3. Диаграммы параметров плазмы: LiH: ● – 10 кК, ▲ – 14 кК, ▼ – 20 кК.
 Y_2O_3 : ⊙ – 10 кК, ⊠ – 14 кК, ⊡ – 20 кК. $C_{37}H_{47}O_{16}$: --- – 10, 12, 14, 16, 18 кК.
 Ar: + – 11.6 кК, ⊕ – 14 кК.

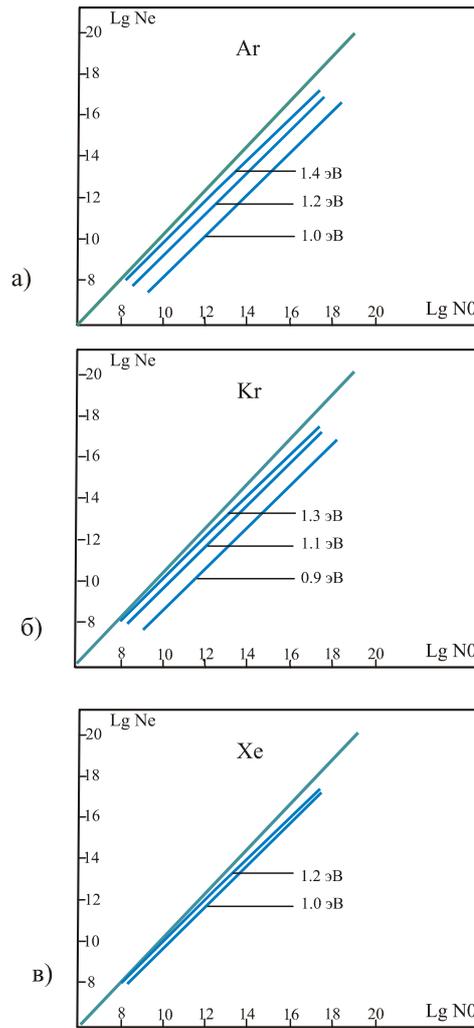


Рис. 4. Диаграммы параметров Ar, Kr, Xe.

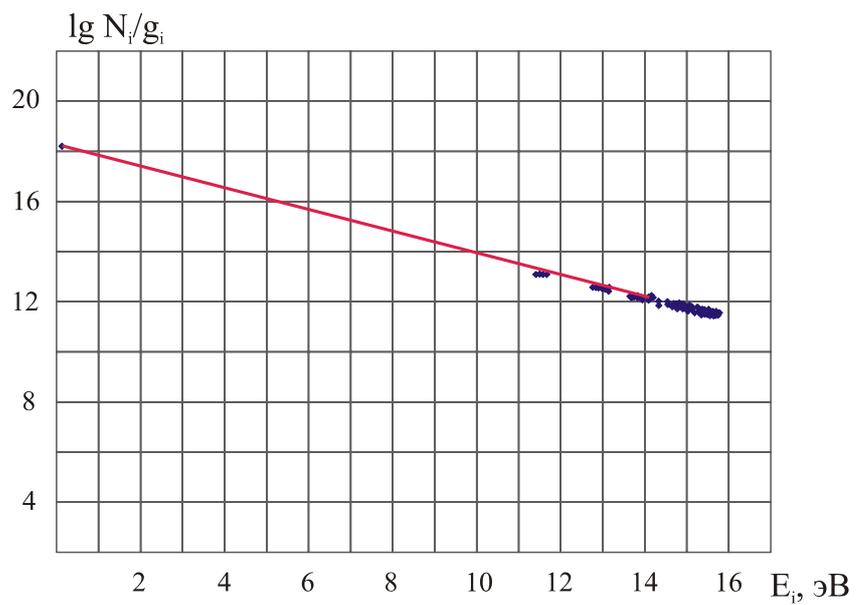


Рис. 5. РВС аргона с учётом электронных процессов (1.3.1) – (1.3.3).

$$T_e = 1.1 \text{ эВ}, N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}, N_{\text{яд}} = 10^{18.2} \text{ см}^{-3}$$

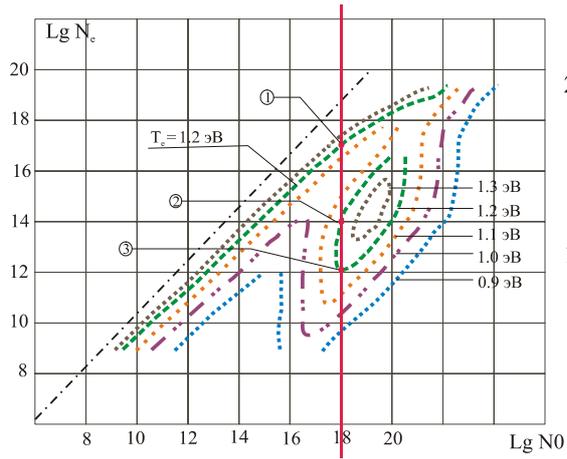


Рис. 6. Диаграмма метавывесных состояний аргона 1 – область ЛТР; 2 – область СИМР

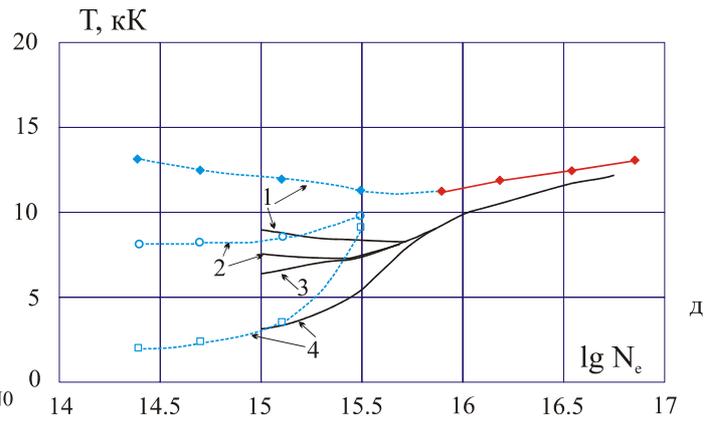


Рис. 7д.

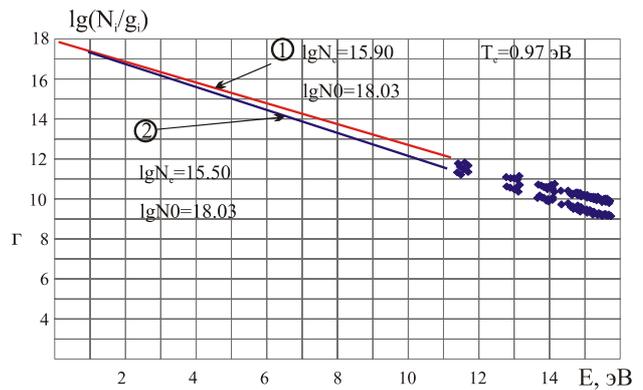
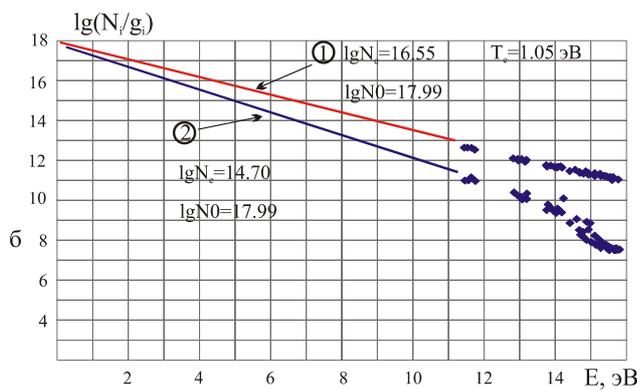
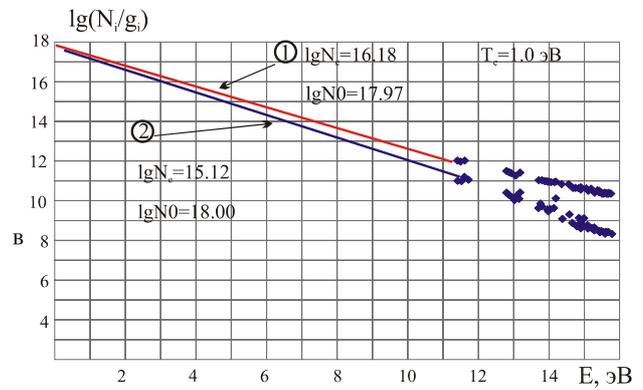
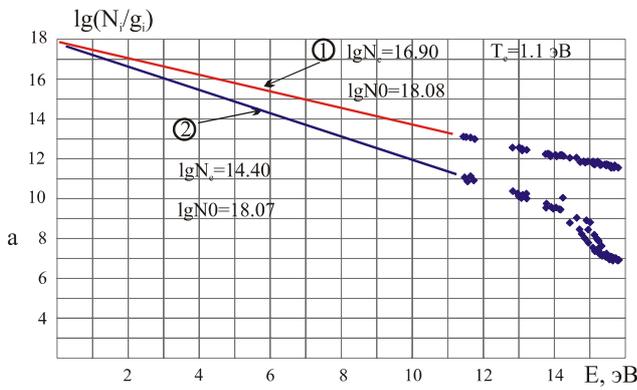


Рис.7. Расчёт температур РВС и эксперимент В.Н.Колесникова [20] в аргонной плазме при атмосферном давлении. РВС в аргоне:

- а) $T_e = 1.1$ эВ, 1 – $N_e = 10^{16.85}$ см⁻³, $N_0 = 10^{18}$ см⁻³, 2 – $N_e = 10^{14.4}$ см⁻³, $N_0 = 10^{17.9}$ см⁻³;
- б) $T_e = 1.05$ эВ, 1 – $N_e = 10^{16.55}$ см⁻³, $N_0 = 10^{17.99}$ см⁻³, 2 – $N_e = 10^{14.92}$ см⁻³, $N_0 = 10^{17.98}$ см⁻³;
- в) $T_e = 1.0$ эВ, 1 – $N_e = 10^{16.19}$ см⁻³, $N_0 = 10^{18}$ см⁻³, 2 – $N_e = 10^{15.35}$ см⁻³, $N_0 = 10^{17.99}$ см⁻³;
- г) $T_e = 0.97$ эВ, 1 – $N_e = 10^{15.9}$ см⁻³, $N_0 = 10^{17.99}$ см⁻³, 2 – $N_e = 10^{15.63}$ см⁻³, $N_0 = 10^{17.99}$ см⁻³;
- д) эксперимент В.Н. Колесникова – сплошные черные кривые, точки – наш расчет.

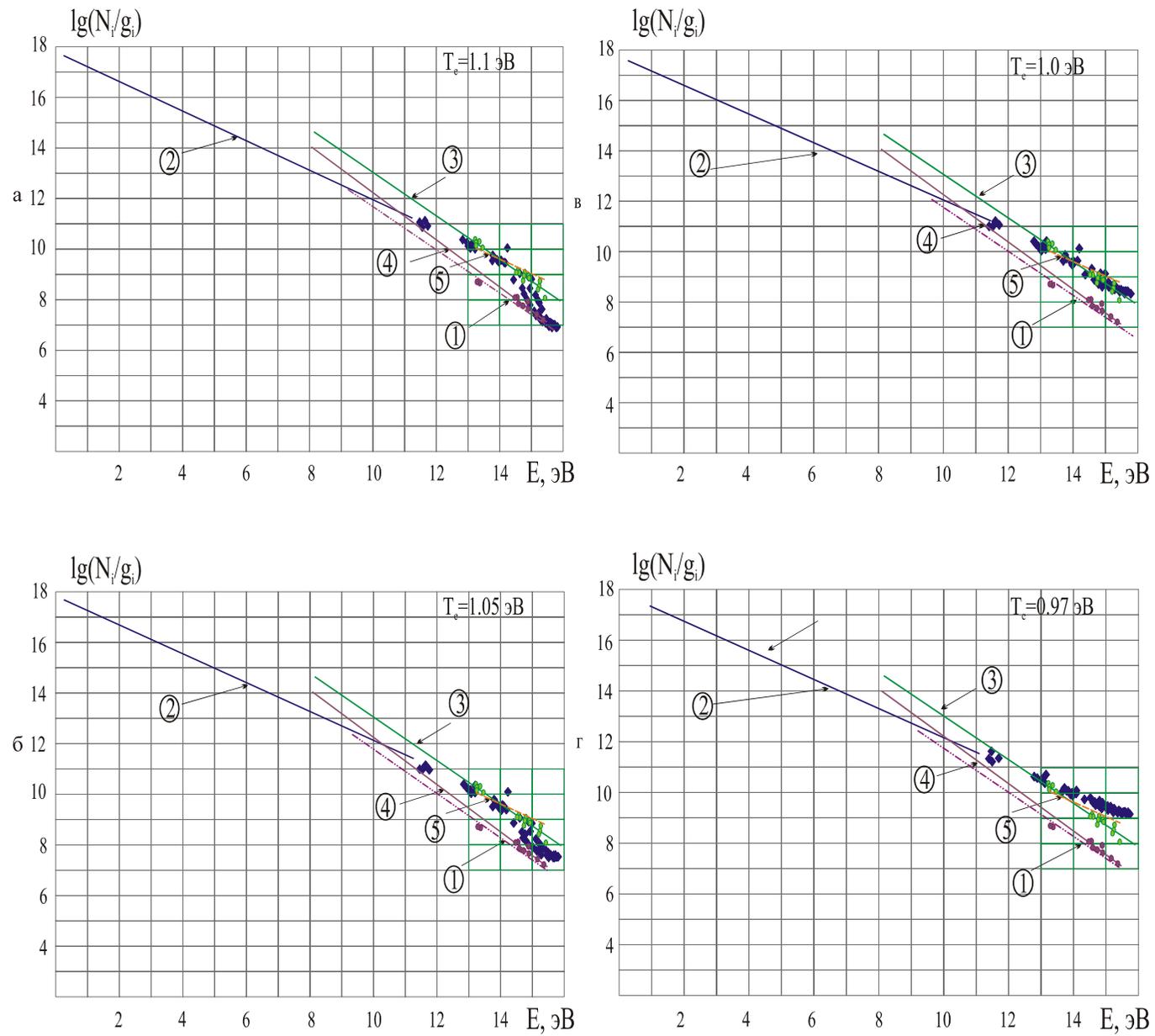


Рис. 8. РВС аргона. Сравнение эксперимента [21] с нашим расчетом.

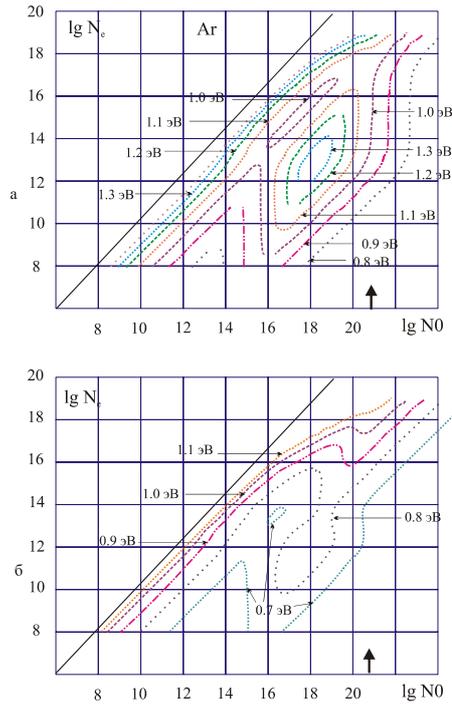


Рис. 9. Диаграммы метаравновесных состояний плазмы аргона:
 а) оптически тонкая плазма, $\Theta = 1$, $T_e = 0.8 \div 1.4$ эВ;
 б) оптически плотная плазма, $\Theta = 0$, $T_e = 0.7 \div 1.1$ эВ;

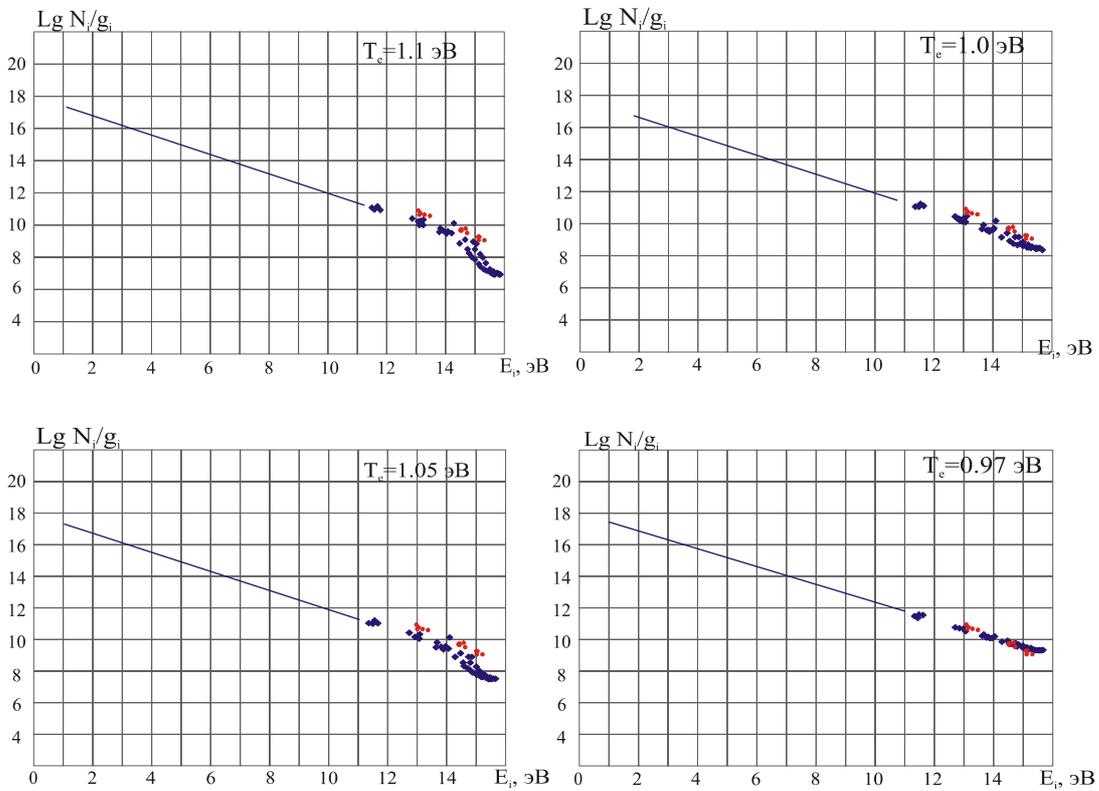


Рис. 10. РВС аргона. Сравнение эксперимента [22] с нашим расчетом.

Список публикаций.

1. Гаврилова А.Ю., Киселев А.Г., Скороход Е.П., Станишевская М.Е. Столкновительно–излучательное равновесие в плазме благородных газов. // *Мат. Моделирование*, 1996 г., т. 8, вып. 6, с. 103–108;
2. Скороход Е.П., Кули–заде М.Е., Гаврилова А.Ю., Киселев А.Г. О формировании профилей линий ксенона. // *Оптика атмосферы и океана*. 2001 г., т. 14, № 11, с. 1–6.
3. Шариков И.В., Борисов Е.К., Гаврилова А.Ю., Скороход Е.П., Станишевская М.Е. Определение концентрации электронов по асимметрии линий цилиндрического плазменного столба. // 3^{ий} Межгосудар. симпозиум по радиационной плазмодинамике. М.: Из–во Инженер, 1994 г., с. 76–77;
4. Гаврилова А.Ю., Станишевская М.Е., Скороход Е.П. Контур спектральной линии цилиндрического плазменного столба с переменной концентрацией электронов. // 3^{ий} Межгосударственный симпозиум по радиационной плазмодинамике. М.: Из–во Инженер, 1994 г., с. 118–119;;
5. Гаврилова А.Ю., Киселев А.Г., Скороход Е.П., Станишевская М.Е. Поуровневая кинетика плазмы благородных газов с учетом диссоциативной рекомбинации и влияние схемы уровней на диаграмму электронных состояний. // 2^{ой} Международный симпозиум по теоретической и прикладной плазмохимии. Иваново, 1995 г., с. 130–132;
6. Gavrilova A.Yu, Skorokhod E.P., Stanishevskaya M.E., A collisional–radiative equilibrium in a plasma of noble gases over a wide range of conditional. // 1–st International conference on nonequilibrium processes in nozzles and jet. М.: МАИ, 1995, p. 65–66;
7. Скороход Е.П., Борисов Е.К., Гаврилова А.Ю., Лобов А.Г., Станишевская М.Е., Шариков И.В. Ионные линии в эрозийной плазменной струе сильноточного разряда. // 2^{ая} Международная конференция «Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул», 1995 г., Томск.
8. Гаврилова А.Ю., Скороход Е.П., Станишевская М.Е. Немонотонность степени ионизации в плазме благородных газов. // 8 Конференция по физике газового разряда, 1996 г., Рязань, часть 1, с. 16–18.
9. Борисов Е.К., Кули–заде М.Е., Скороход Е.П. Коэффициент поглощения плазмы ксенона // Сб. научных трудов. // VI Международный симпозиум по радиационной плазмодинамике. 2003 г. М.: с. 164–166.
10. Скороход Е.П., Киселев А.Г., Кули–заде М.Е., Гаврилова А.Ю. Плазмостатическая модель двухтемпературной плазмы инертных газов. // Тез.

докладов Двенадцатой Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам, Владимир, 2003 г.– М.: Изд-во МАИ, 2003, т. 2, с. 576–578.

11. Кули–заде М.Е., Скороход Е.П., Гаврилова А.Ю., Киселев А.Г. Фотонные распределения для дискретных переходов в неравновесной двухтемпературной плазме инертных газов // Тез. докладов V Международ. конференции по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ–2004) г. Самара, 2004 г. – М.: Вузовская книга, 2004, с. 134–135.

12. Кули–заде М.Е., Киселев А.Г., Скороход Е.П. Моделирование плазмостатических задач кинетики: гелий, неон // Материалы XIV Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС–2005), Г. Алушта, Крым, 2005 г., с. 270–271.

13. Скороход Е.П., Кули–заде М.Е. и др. Информационное обеспечение кинетическими данными задач радиационной плазмодинамики инертных газов // Материалы VI Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях.– М.: Вузовская книга, 2006, с. 299–300.

14. Кули–заде М.Е., Скороход Е.П., Гаврилова А.Ю. Об определении параметров квазистационарной плазмы аргона. // Материалы XVI Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС 2009).

Список цитируемой литературы.

15. Физико-химическая кинетика и термодинамика. Справочник. Том 2:// Под ред. Г.Г.Черного и С.А. Лосева – М.: Научно–исследовательский центр механики.2002, 368 с.

16. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Смирнов В.А. Экспериментальное исследование уравнения состояния плазмы Y_2O_3 // ТВТ, 1979, т. 17, вып. 3, с. 461-463.

17. Борисов Е.К. Оптические свойства плазмы тяжёлых металлов сильноточного разряда и сверхзвуковой эрозийной плазменной струи. Кандид. диссер. М. МАИ. 1995.

18. Калашников Е.В. Динамика и излучение эрозийной струи диафрагменного разряда. // Кандид. диссер. ГОИ, С–Петербург, 1993.

19. Скороход Е.П. Спектроскопические методы исследования физико–химических и тепловых процессов в плазменных устройствах. Диссертация, д.т.н., 2002, М.: МАИ, 41 с.

20. Колесников В.Н. Дуговой разряд в инертных газах. // Труды ФИАН, 1964, т. 30, с. 66.

21. Гольдфарб В.М., Ильина Е.В., Костыгова И.Е., Лукьянов Г.А. Спектроскопическое исследование сверхзвуковых плазменных струй. // Оптик. и спектроск., т. 27, вып. 2, 1969, с. 205 – 208.

22 Александров В.Я., Гуревич Д.Б., Подмошенский И.В. Исследование механизма возбуждения и ионизации в плазме Ag дуги. // Опт. и спектроск., 1967, т. 23, вып. 4, с. 521 – 527.