

УДК 539.17-539.19; 539.92

Распределения возбуждённых состояний атомов в плазменной струе аргона

А.Ю. Гаврилова, М.Е. Кули-заде, Е.П. Скороход

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

Рассчитанные распределения возбужденных состояний аргона согласуются с результатами экспериментальных исследований сверхзвуковой плазменной струи Ar.

радиационная плазмодинамика, столкновительно-излучательное равновесие (метаравновесие) в низкотемпературной плазме, диагностика плазменных потоков аргона, распределения возбужденных состояний, заселённости возбуждённого аргона.

1. Введение.

Большинство экспериментальных работ по спектроскопии плазменных потоков и становление радиационной плазмодинамики приходится на 70–е годы прошлого столетия. Однако отсутствие мощных компьютерных средств и разработки соответствующих вычислительных методов задержало оформление фундаментальных понятий этого раздела физики.

В изначальных моделях кинетики низкотемпературной плазмы основное внимание уделялось тепловым процессам, влияющим главным образом на температуру электронов [1]. Так в модели рекомбинационного нагрева электронов рассматривается изменение температуры электронов в рекомбинирующей плазме, когда рекомбинационный нагрев электронов может привести к тому, что степень ионизации перестаёт уменьшаться со временем («закалка ионизации»). К этому блоку моделей следует отнести и модель

нагрева газа в плазме, которая описывает нагрев газа, осуществляемый электронами, благодаря чему может возникать пространственно однородная неустойчивость.

Следующий блок моделей объединяет задачи кинетики, где вычисляется неравновесная степень ионизации в зависимости от времени и в стационарных условиях с учётом процессов ионизации, рекомбинации и амбиполярной диффузии зарядов к границам плазменного объекта.

Для диагностики плазмы представляют интерес те модели, в которых рассчитываются распределения атомов по возбуждённым состояниям, например [1], система уравнений баланса возбужденных состояний атомов с учетом релаксации возбужденных состояний; распределение атомов по возбужденным состояниям в квазистационарной неравновесной плазме.

Обычно принято классифицировать плазму как равновесную в состоянии полного термодинамического равновесия (ЛТР) или неравновесную, когда проявляются отклонения от полного термодинамического равновесия. Для определения компонентного состава исследуемой плазмы можно использовать подходы временной кинетики с учетом законов сохранения [1, 3, 4], либо изучать физико – химическую кинетику то есть стационарные или квазистационарные состояния газа [2, 5 – 19].

При изучении неравновесных состояний газа можно считать, что на некотором временном масштабе по одним степеням свободы частиц уже установилось равновесие, а остальные их степени свободы «заморожены». Стационарность или квазистационарность обеспечивается сильным различием времен релаксации некоторых степеней свободы частиц и внешними условиями.

В диагностике плазмы в расчетах компонентного состава наиболее часто используется модель ЛТР [5, 11]. Статистическая интерпретация модели ЛТР в условиях слабой неидеальности рассматривается в работах [12-16, 19].

Результаты таких расчетов наглядно обобщаются графически с помощью диаграмм параметров, как зависимости концентрации электронов N_e от плотности газа (числа ядер) при разных температурах электронов [17-19]. (На рис. 1.1 представлены результаты расчёта ионизационного состава в виде зависимостей числа электронов от плотности или числа ядер при разных температурах.) Такие зависимости назовем **диаграммами параметров** [17 – 19]. В этом случае “включаются” как бы те же переменные, что и в аналитической формуле Саха (1.1): концентрация электронов, их температура, но вместо концентрации атомов – концентрация ядер.

$$\frac{N_e N^{+m}}{N^{+(m-1)}} = 2 \frac{Z^m}{Z^{(m-1)}} \left(\frac{mkT_e}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I^{(m-1)} - \Delta I^{(m-1)}}{kT_e}\right). \quad (1.1)$$

Здесь $I^{(m-1)}$ – энергия ионизации, $\Delta I^{(m-1)}$ – снижение энергии ионизации. N_e , T_e – концентрация и температура электронов. Z^m , $Z^{(m-1)}$ – стат. суммы по состояниям частиц.

Результаты вычислений решения простейшей системы, полученной из (1.1) при $m=1,2$ с учётом законов сохранения заряда и массы, представлены с помощью диаграммы параметров на рис. 1.1 (набор монотонных кривых в зависимости от заданной температуры T , эВ).

Распределения возбужденных состояний (РВС) как атома, так и иона принято рассматривать как зависимости концентрации (заселённости) состояний от их энергии возбуждения. В самом простейшем случае, модели ЛТР, в соответствие с диаграммами параметров (рис. 1.1) для плазмы Хе РВС представлены на рис. 1.2.

В диагностике плазменных объектов важное место отводится оптическим методам [11, 19-25]. Основные трудности, с которыми обычно сталкиваются в задачах диагностики неравновесной квазистационарной плазмы, - это неоднозначность геометрии плазменного объекта по его термодинамическим и оптическим параметрам, не больцмановский характер распределений возбуждённых состояний (РВС) и особенности двухтемпературной плазмы

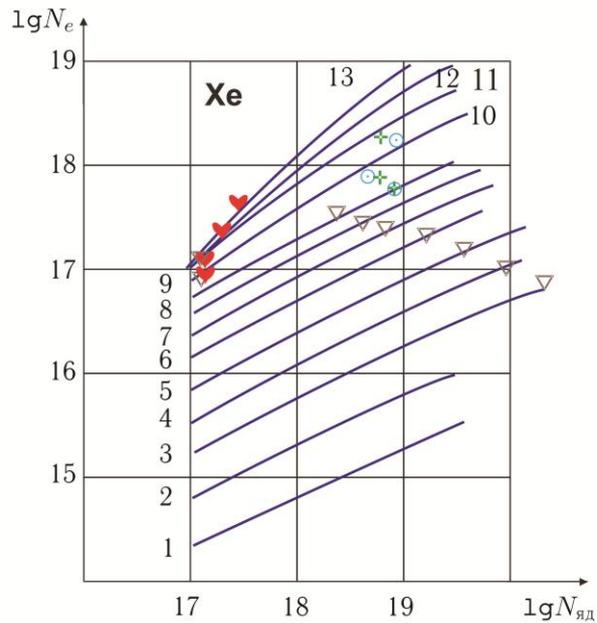


Рис. 1.1. Диаграмма параметров плазмы Хе (зависимости концентрации электронов N_e от числа ядер $N_{я0}$) для температур: $T=0.5$ эВ (кривая 1); 0.55 (2); 0.6 (3); 0.65 (4); 0.7 (5); 0.75 (6); 0.8 (7); 0.85 (8); 0.9 (9); 1.0 (10); 1.1 (11); 1.3 (12); 1.5 (13).

Изолинии параметра неидеальности [8] $\gamma = 0.1$ при $z = 1$ отмечены символом ∇ и \heartsuit при $z = 2$;

символ $+$ – экспериментальные данные [20] (определялись N_e и $N_{я0}$);

символ \odot – экспериментальные данные [20] (определялись N_e и T_e).

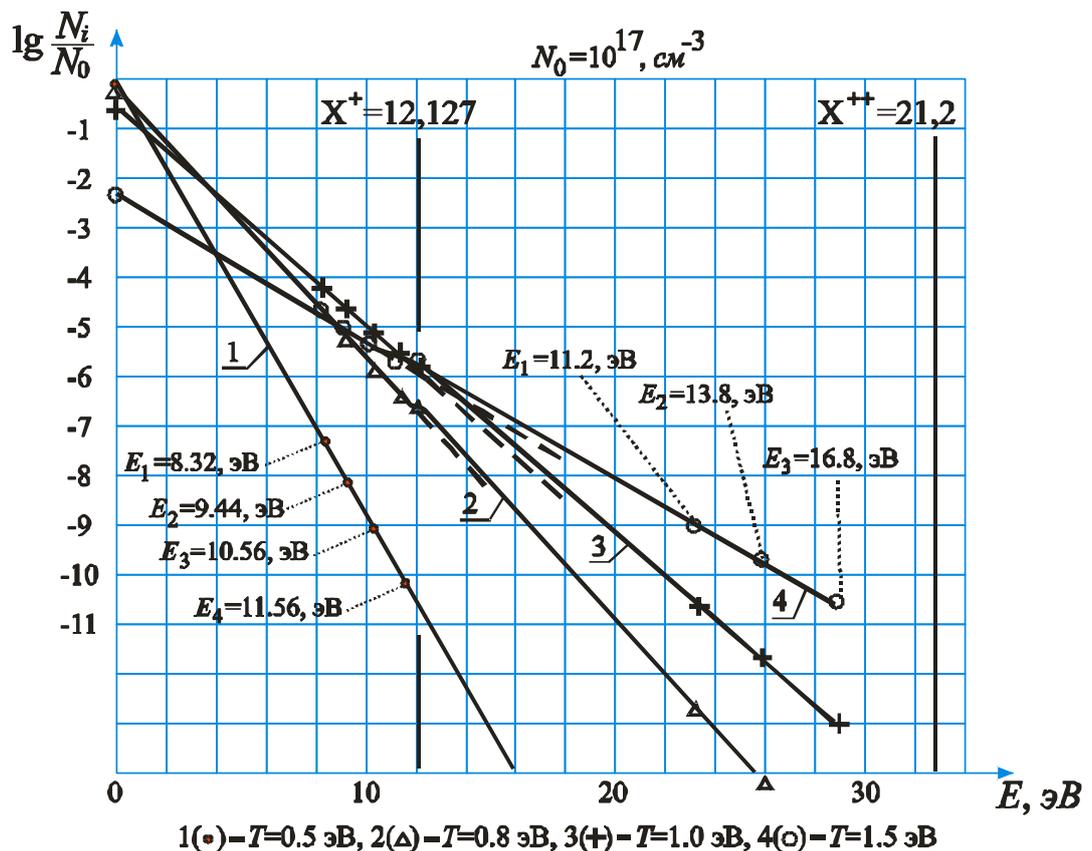


Рис. 1.2. Относительные заселенности Хе в зависимости от энергии возбуждения.

2. Распределения возбужденных состояний низкотемпературной плазмы инертных газов в рамках модели локального термодинамического равновесия.

В модели ЛТР для термической ионизации верна формула Саха (1.1). Распределение частиц по возбужденным уровням (формула Больцмана) определяется как

$$\frac{N_i^{+(m-1)}}{N^{+(m-1)}} = \frac{g_i^{(m-1)}}{Z^{(m-1)}} \exp\left(-\frac{E_i}{kT_e}\right), \quad (2.1)$$

где $N_i^{+(m-1)}$ – заселенность i -го возбужденного состояния частиц, $(m-1)$ -ой кратности ионизации ($m=1$ для атома), $g_i^{(m-1)}$ – статистический вес i -го возбужденного состояния, E_i – энергия этого состояния, $Z^{(m-1)}$ – стат. сумма по состояниям частиц.

При этом функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) предполагается максвелловской

$$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\varepsilon}}{(kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right). \quad (2.2)$$

Здесь $T=T_e$ для электронов. Процессы столкновений происходят настолько часто, что при любом изменении условий в плазме соответствующее распределение Максвелла устанавливается практически мгновенно.

В этих предположениях, как указывалось во введении, проводилась традиционные расчёты РВС (рис.1.2) и соответствующая спектроскопическая диагностика [11].

Аналогичные результаты (как проверка работы вычислительного алгоритма) получаются с использованием фундаментального уравнения. В рамках многоуровневой кинетики [17] с учетом радиационных процессов и электрон – атомных столкновений фундаментальное уравнение кинетики принимает вид:

$$\begin{aligned} \frac{dX_i}{dt} = & -X_i \left\{ N_e \left(\sum_{k>i} Z_{ik}^I + \sum_{m<i} Z_{mi}^{II} + Z_{0i} \right) + \sum_{m<i} \theta_{im} A_{im} \right\} + \\ & + \sum_{k>i} \left\{ Z_{ik}^{II} N_e + \theta_{ki} A_{ki} \right\} X_k + \sum_{m<i} Z_{mi}^I N_e X_m + N_e X^+ (F_i + N_e T_i), \end{aligned} \quad (2.3)$$

где N_e , X^+ , X_i – концентрации электронов ионов и атомов на i -ом уровне, Z_{ik}^I , Z_{mi}^I скорости ударов I рода при столкновении электронов с атомами, Z_{ki}^{II} , Z_{mi}^{II} скорости ударов II рода при столкновении электронов с атомами, Z_{0i} , T_i , F_i – скорости ионизации электронным ударом, тройной и фоторекомбинации, A_{im} – вероятность спонтанного излучения. θ_{im} – вероятность выхода излучения из объёма (параметры Бибермана-Холстейна).

На рис. 2.1 представлен результат решения системы (2.3). Кривая при температуре $T = 0.8$ эВ отклоняется от прямолинейной зависимости и имеет два предела (штриховые линии): при малых концентрациях электронов это соответствует корональной модели и модели ЛТР – при больших концентрациях. Заселенности возбужденных состояний (РВС) не меняют больцмановский характер, что соответствует модели ЛТР, рис. 2.2. Здесь представлены результаты расчетов РВС ксенона согласно (2.3). Случай а) описывает оптически тонкую плазму Хе при температуре электронов $T_e = 0.8$ эВ и концентрации электронов $N_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, плотности газа $N_0 = 10^{17.12} = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, когда параметр

Бибирмана – Холстейна $\theta = 1$. Случай б) – оптически плотная плазма при температуре электронов $T_e = 0.8$ эВ и концентрации электронов $N_e = 10^{17}$ см⁻³ (плотность $N0 = 10^{18.31} = 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³), параметр Бибирмана – Холстейна $\theta = 0$. Такие распределения позволяют определять по наклону РВС температуру возбужденных состояний $T_{возб.}$, которые в случае ЛТР плазмы являются бoльцмановскими прямыми (2.1), а температура плазмы $T_{возб.} = T = T_e$. Следует заметить, что по самим значениям населённости возбуждённых состояний случай а) от б) отличается на два порядка, плотная плазма более возбуждена.

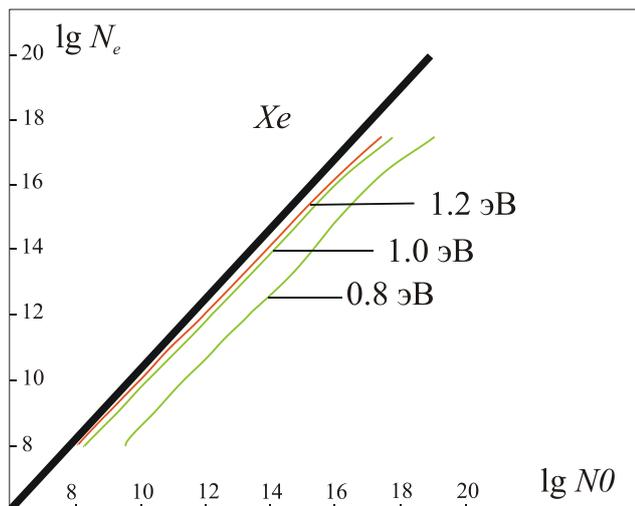


Рис. 2. 1. Диаграммы параметров Хе.

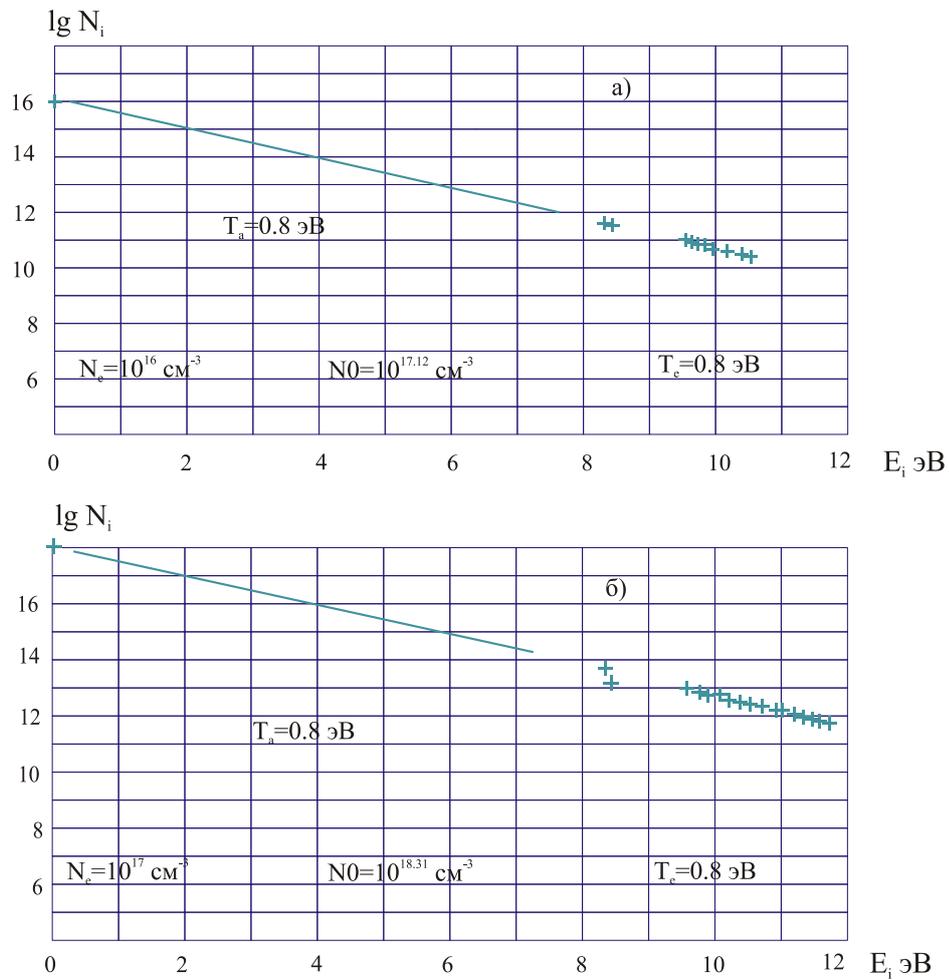


Рис. 2.2. РВС ксенона:

- а) оптически тонкая плазма ксенона $T_e=0.8$ эВ, $N_e=10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $N_0=10^{17.12} \text{ cm}^{-3}$;
 б) оптически плотная плазма ксенона $T_e=0.8$ эВ, $N_e=10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_0=10^{18.31} \text{ cm}^{-3}$.

3. Распределения возбужденных состояний неравновесной квазистационарной плазмы аргона.

В задачах радиационной плазмодинамики и газового разряда сталкиваемся с ситуацией, когда температура электронов «отрывается» от температуры тяжелых частиц, значительно превышая их температуру, и мы имеем дело с двухтемпературной неравновесной плазмой. В работах [17 – 19] для характеристики квазистационарной двухтемпературной плазмы вводится новое понятие метаравновесие. В этом случае диаграмма параметров преобразуется в диаграмму метаравновесных состояний (рис. 3.1), которая включает нетрадиционную область гистерезисного характера.

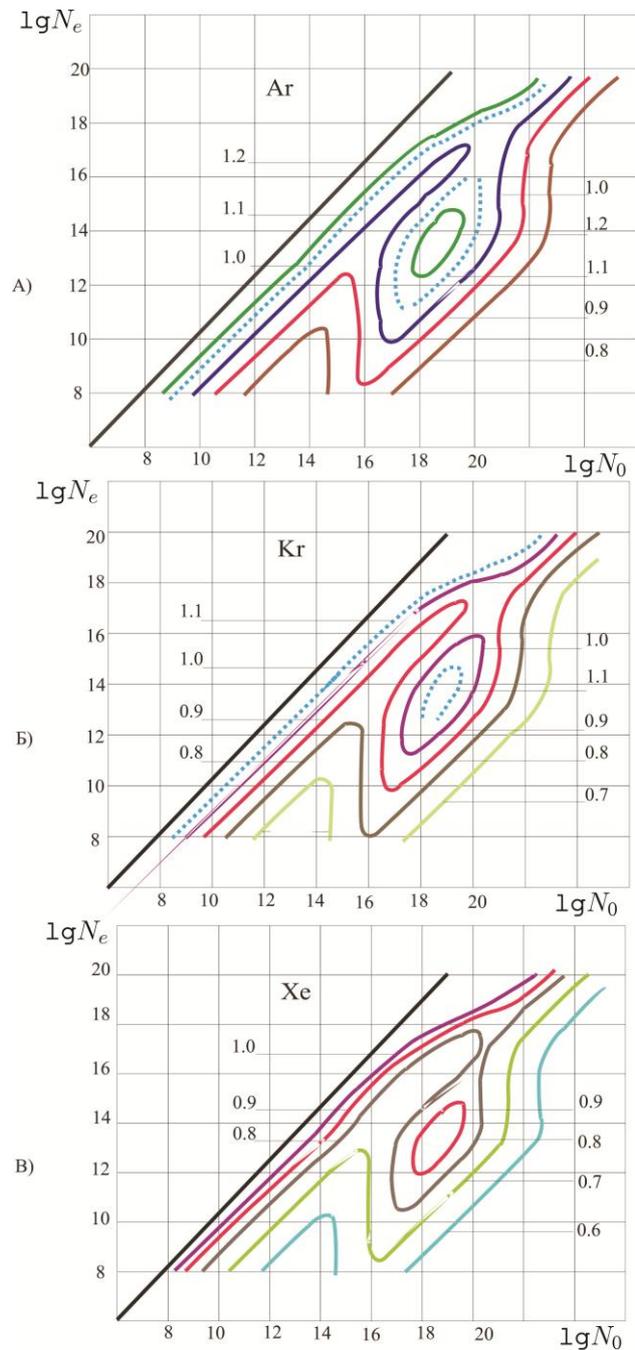


Рис. 3.1. Диаграммы метаравновесных состояний оптически тонкой плазмы: а) – Ar, б) – Kr, в) – Xe, сбоку указаны температуры электронов в эВ.

При решении задач многоуровневой кинетики [17] 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)

$$X_i + e \rightarrow X_j + e, \quad Z_{ij}; \quad (3.1)$$

$$X_i + e \rightarrow X^+ + 2e, \quad Z0_i; \quad (3.2)$$

$$X^+ + 2e \rightarrow X_i + e, \quad T_i; \quad (3.3)$$

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

$$X_i \rightarrow X_j + \hbar\omega, \quad A_{ij}; \quad (3.4)$$

$$X_i + \hbar\omega \rightarrow X^+ + e, \quad F0_i; \quad (3.5)$$

$$X^+ + e \rightarrow X_j + \hbar\omega, \quad F_i; \quad (3.6)$$

– 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)

$$X_i + X_1 \rightarrow M^+ + e, \quad (\alpha_1)_i; \quad (3.7)$$

$$M^+ + e \rightarrow X_j + X_1, \quad (\alpha_2)_j; \quad (3.8)$$

$$X^+ + 2X_1 \rightarrow M^+ + X_1, \quad (\alpha_3); \quad (3.9)$$

где X_I – концентрация атомов в основном состоянии, X_2^+ – концентрация молекулярных ионов или M^+ и диссоциативной рекомбинацией. Температура газа, существенно меньше температуры электронов, входит в расчет константы диссоциативной рекомбинации и влияет на характер диаграмм.

В [17] 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 работах [17-19] решалась система кинетических уравнений для концентраций ионов

$$X^+ = \frac{N_e}{1+r} \left(1 - \frac{X_1(\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{X})}{\alpha_2 N_e^2} \right), \quad M^+ = \frac{N_e}{1+r} \left(r + \frac{X_1(\vec{\alpha}_1 \cdot \vec{X})}{\alpha_2 N_e^2} \right), \quad \hat{V}\vec{X} = \frac{N_e^2}{1+r} (\vec{F} + N_e \vec{T} + r \vec{\alpha}_2),$$

$$\text{где } \hat{V} = \hat{A} + N_e \hat{Z} + N_e \hat{Z}O + \hat{F}O + X_1(\hat{\alpha}_1 - \vec{a} \otimes \vec{\alpha}_1) \quad \text{и} \quad r = \frac{\alpha_3 X_1^2}{\alpha_2 N_e}. \quad (3.10)$$

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 (3.10) являются диаграммы метаравновесных состояний, рис.3.1, которые принципиально отличаются от рассматриваемых ранее диаграмм параметров, рис.2.1. Появляется нетрадиционная область гистерезисного характера. Решения (3.10), заселённости многих

состояний просуммированы и получены достаточно ”физичные” зависимости концентраций электронов от суммы искоемых решений и температуры электронов (ФРЭЭ), которые в [19] названы диаграммами метаравновесных состояний.

Распределения возбуждённых состояний (РВС), рассматриваемые как базовые понятия спектроскопии неравновесной плазмы, получены в результате решения квазистационарной многоуровневой кинетики (3.1 –3.10). В рамках этой модели рассчитан классический эксперимент В.Н. Колесникова [21] (изучался дуговой разряд при атмосферном давлении в аргоновой плазме). По спектрам аргоновой дуги были измерены температуры (рис. 3.2):

- 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) – кривая 3;
- температура возбуждения из распределений высоколежащих уровней – кривая 4.

Таким образом, имеем, что для концентраций $N_e > 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (при токах, больших 20 А) разные спектроскопические методы определения температуры электронов (по наклону распределений) дают одинаковый результат (одна кривая), при меньших же концентрациях кривые расходятся, а стало быть, температуры, определяемые по возбуждённым состояниям разных групп уровней возбуждения, различны.

Эксперимент Колесникова невозможно трактовать в рамках модели ЛТР, поскольку все температуры $T_{\text{возб.}}$, T_e и T должны совпадать так, как это происходит при тока, больших 20 А.

Согласно квазистационарной метаравновесной модели плазмы [17] удастся объяснить этот эксперимент. Решением системы (3.10) находим заселенность возбужденных состояний (вектор состояний \vec{X}) или концентрации возбужденных атомов как N_i/g_i . На диаграмме метаравновесных состояний аргона (рис. 3.3) для температуры электронов $T_e = 1.2 \text{ эВ}$, при одной и той же плотности (концентрации ядер) $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ имеем три случая:

1. – концентрация электронов $\lg N_e = 17.1$, что соответствует модели ЛТР.
2. – концентрация электронов $\lg N_e = 14.0$, точка попадает в нетрадиционную область гистерезисного характера (в петлю), которую мы назвали столкновительно – излучательным метаравновесием (СИМР).
3. – концентрация электронов $\lg N_e = 12.1$, точка близка к корональному пределу.

Точки 1, 2 и 3 должны реализовываться в разных экспериментальных условиях. Различным метаравновесным состояниям (точкам 1 и 2) соответствуют разные РВС или разные распределения заселенностей по энергиям. РВС, прямая 1 соответствует точке 1 (ЛТР) на диаграмме метаравновесных состояний

В нашем случае точка 1 соответствует эксперименту при больших токах ($I > 20$ А, нижняя шкала на рис. 3.2). РВС для этой точки диаграммы представлено в виде точек, лежащих на прямой 1 на рис. 3.4. Температура, определённая по наклону этой прямой даёт верхний правый «+» на рис. 3.2. Здесь справедлива идеология ЛТР. РВС соответствует, бoльцмановскому распределению (прямая 1 на рис. 3.4). с температурой, равной $T_{\text{возб.}} = 1.2$ эВ. Особое внимание обращаем, что на этой же прямой 1 находится значение концентрации атомов в основном состоянии – первая компонента вектора состояний X_1 .

Таким образом, мы задали максвелловскую ФРЭЭ с $\langle E \rangle = T_e = 1.2$ эВ и в результате стационарной многоуровневой кинетики получили РВС в виде бoльцмановской прямой, а затем, как “экспериментаторы” [11], по наклону определили $T_{\text{возб.}} = 1.2$ эВ. Мы убедились в том, что эта процедура не лишена физического смысла. Модель ЛТР в первой точке диаграммы выполняется.

Вторая точка диаграммы (рис. 3.3) является характерной точкой столкновительно - излучательного метаравновесия (СИМР). Распределение заселенностей РВС представляет собой ломаную 2 на рис. 3.4. Первый отрезок соответствует распределению заселенностей для низколежащих уровней. Наклон отрезка соответствует температуре $T_{\text{возб.}}^1 = 0.7$ эВ, что показано средним «+» слева на рис. 3.2 (кривая 2 у В.Н. Колесникова). Следующая группа уровней с энергиями возбуждения $14.0 < E_i < 15.2$ эВ принадлежит второму отрезку на ломаной. Температура $T_{\text{возб.}}^2 = 0.16$ эВ, что соответствует на рис. 3.2 нижнему “+” слева, кривая 4. Близкие к порогу ионизации водородоподобные уровни составляют третий отрезок ломаной. Температура $T_{\text{возб.}}^3 = 1.2$ эВ, т.е. равна температуре электронов T_e (верхний левый «+»), в эксперименте, как правило, определяемая по сплошному спектру.

С концентрацией атомов X_1 связана лишь первый отрезок ломанной 2, куда входят первые от основного состояния уровни группы 4s и вторая группа уровней 4p, а по любым другим отрезкам (кроме бoльцмановского распределения, прямая 1 на рис. 3.4) число атомов не определяется.

Таким образом, мы полагаем, что найденная закономерность образования ломаных РВС может быть использована в диагностике плазмы.

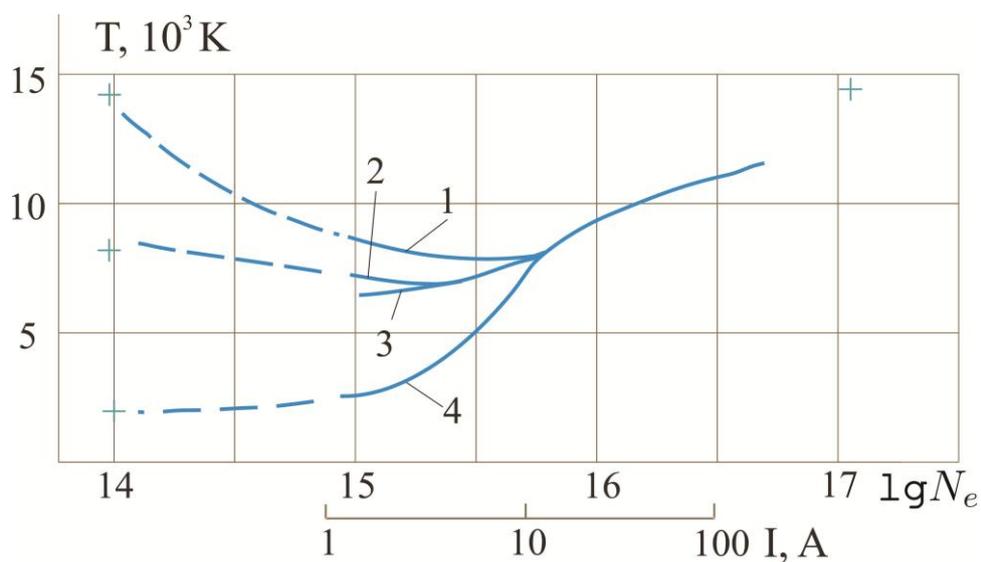


Рис. 3.2. Экспериментальные измерения температур [21] в аргонной плазме дугового разряда при атмосферном давлении.

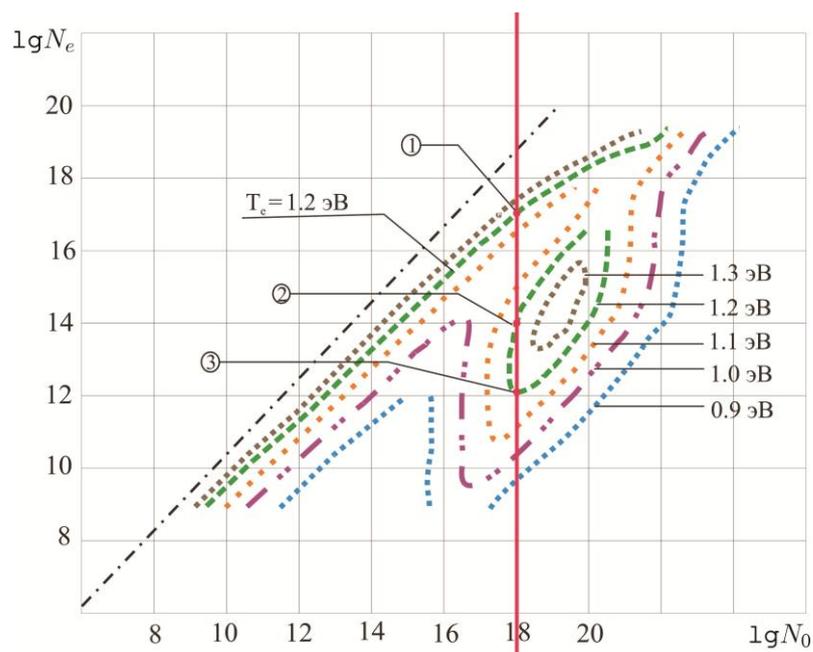


Рис. 3.3. Диаграмма метавывесных состояний аргона: 1 – область ЛТР; 2 – область СИМР

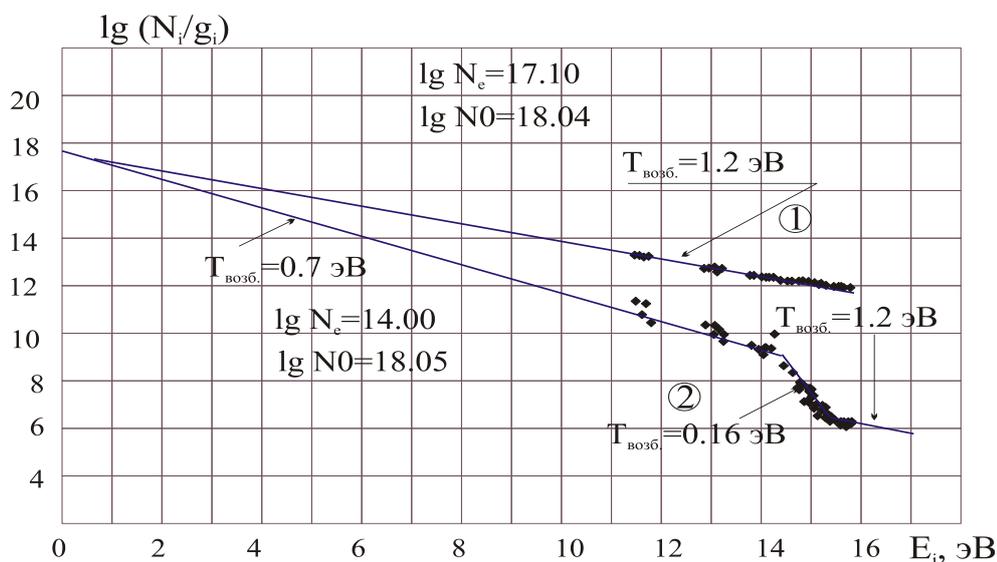


Рис. 3.4. Расчет распределений возбуждённых состояний (PVC) атомов аргона

4. Обработка результатов экспериментальных исследований сверхзвуковой плазменной струи аргона

В работе [22] проводились спектроскопические исследования сверхзвуковых плазменных струй, измерялись заселённости уровней атома аргона. Авторы отмечают, что при сверхзвуковом истечении газа в область пониженного давления происходит быстрое охлаждение, сопровождающееся неравновесными явлениями: температура электронов T_e оказывается более высокой, чем температура тяжелых частиц. Концентрация электронов N_e существенно превышает равновесное значение, определяемое соотношением Саха, радиационно–столкновительная рекомбинация перезаселяет верхние состояния.

Результаты измерений [22] (зависимости заселённостей N_k/g_k от энергий уровней E) в трактовке авторов приведены на рис. 4.1 и рис. 4.2. (Указаны длины волн спектральных линий в излучении, для которых соответствующие уровни являются верхними). Струя истекает в разреженное пространство при давлении $P = 4$ Па (рис. 4.1) и $P = 60$ Па (рис. 4.2). Излучение регистрировалось на расстояниях от сопла $x = 4$ и 48 мм, а также $x = 2$ и 20 мм, соответственно.

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 $I = 15$ А, горящей при атмосферном давлении. На рис. 4.1 заселённость эталонной дуги представлена прямой 3. Температура электронов в дуге по мнению авторов [22] $T_e = 8.5$ кК.

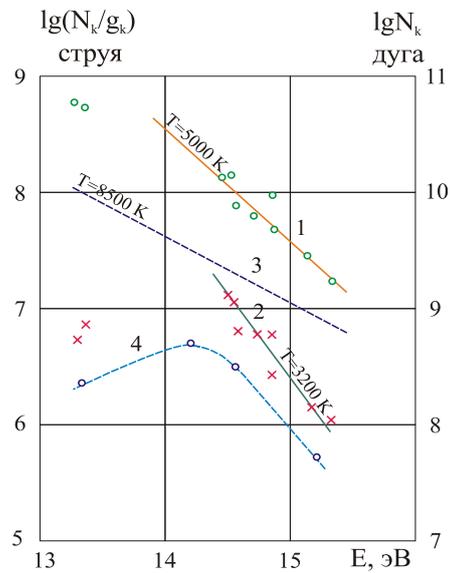


Рис. 4.1. Заселённость уровней в струе аргона при давлении $P_B=0.03$ мм рт. ст.,
 1 - на расстоянии от сопла $x = 4$ мм; 2 - $x = 48$ мм; 3 - распределение заселённостей Ag для эталонной
 дуги; 4 - значения, рассчитанные для «водородной» модели.

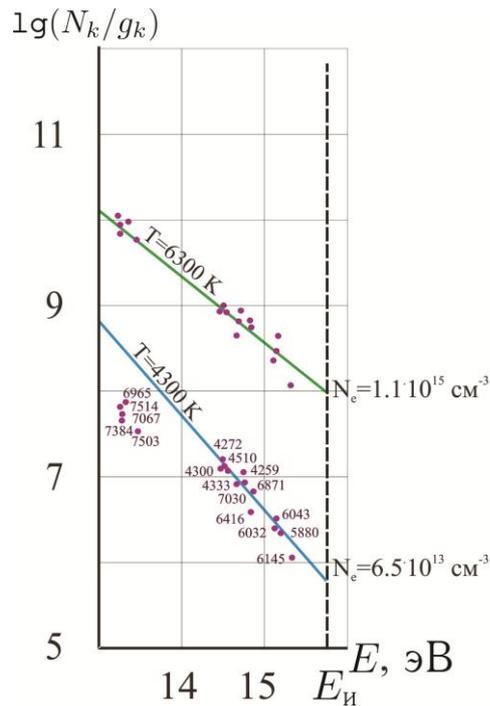
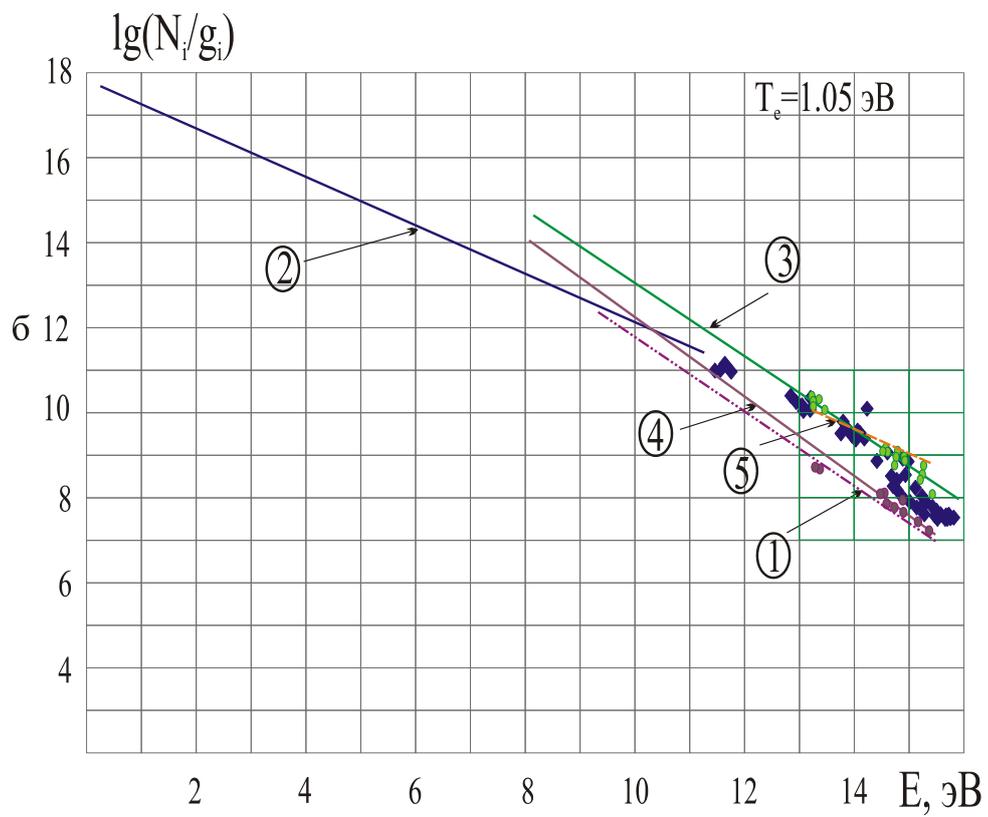
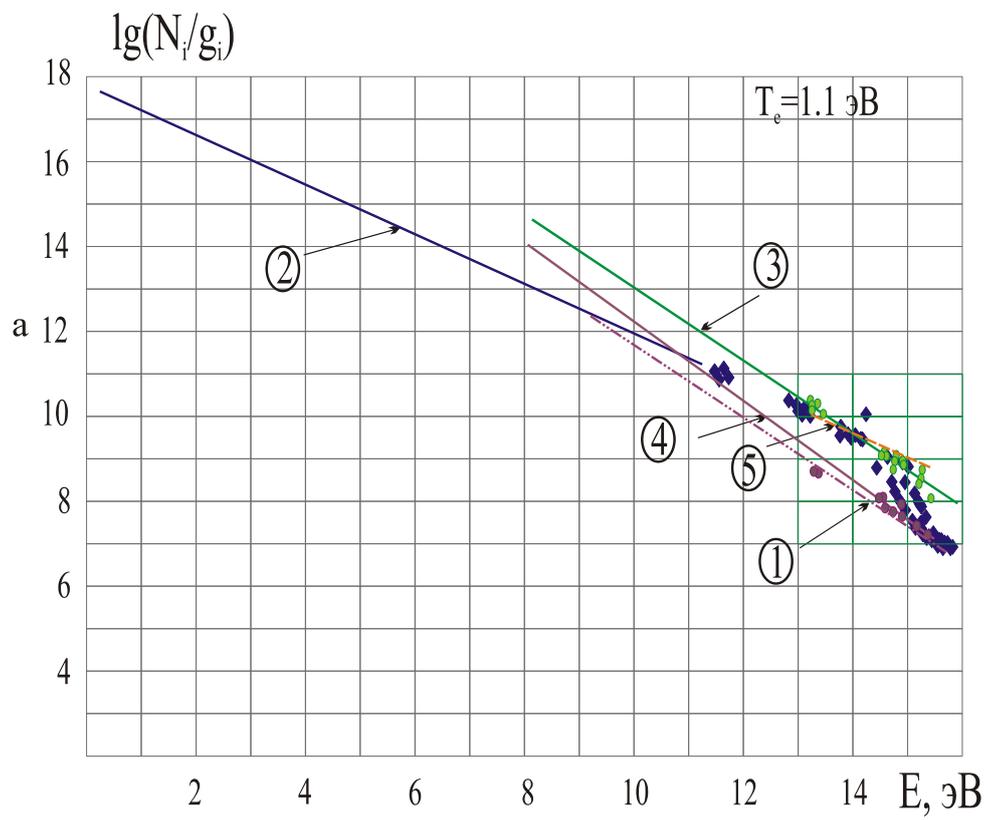


Рис. 4.2. Заселённость уровней в струе аргона при давлении $P_B=0.45$ мм рт. ст.,
 верхняя кривая (зелёная) – на расстоянии от сопла $x = 2$ мм;
 нижняя кривая (голубая) – $x = 20$ мм;

Сопоставим РВС этой дуги [22] с ранее рассмотренной дугой Колесникова [21]. Из рис. 3.2 следует, что току $I = 15$ А соответствует концентрация электронов $N_e \sim 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Две экспериментальные дуги идентичны.



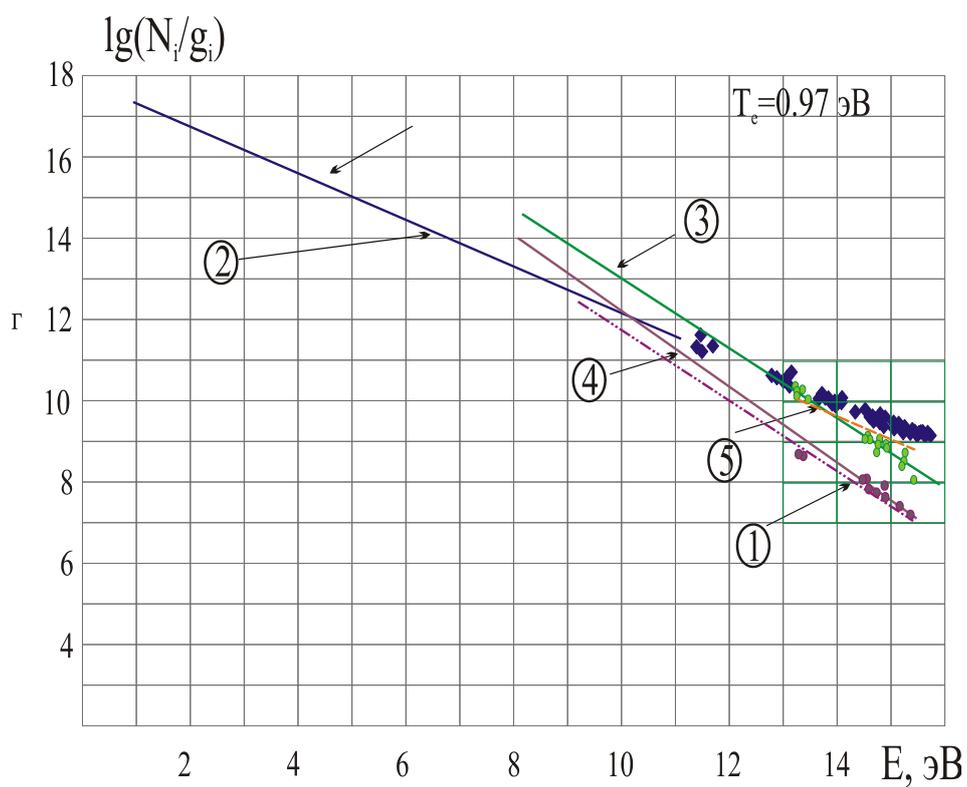
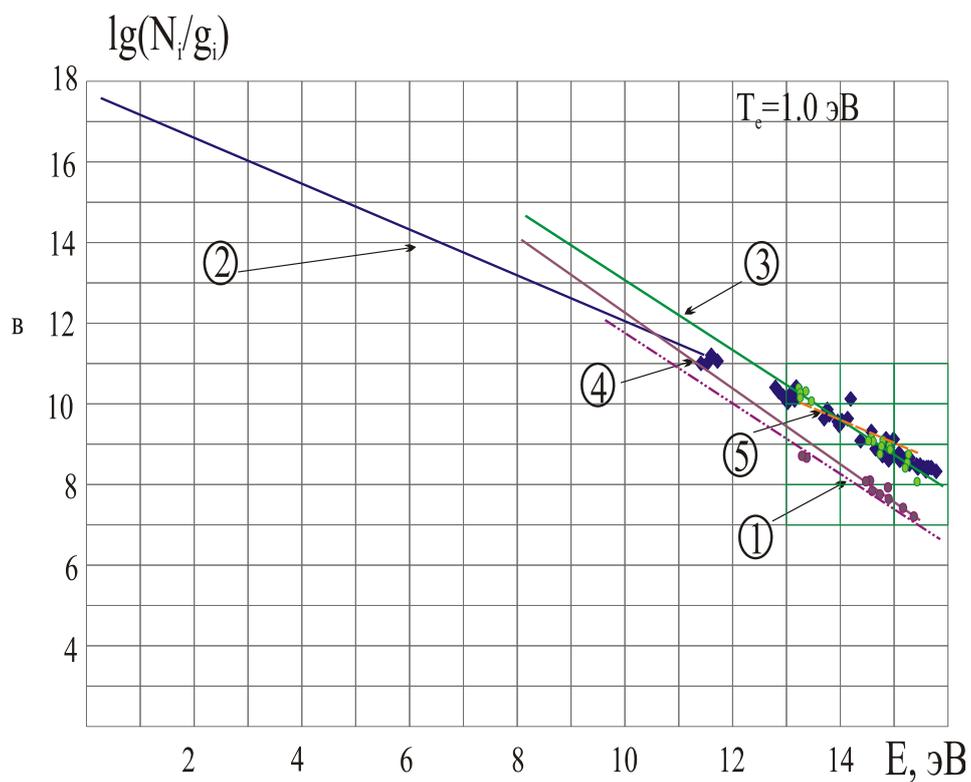


Рис. 4.3. Распределение возбуждённых состояний аргона: а) – $T_e = 1.1$ эВ, $\lg N_e = 14.4$; $\lg N_o = 18.07$; б) – $T_e = 1.05$, $\lg N_e = 14.7$; $\lg N_o = 17.99$; в) – $T_e = 1$ эВ, $\lg N_e = 15.12$; $\lg N_o = 18.$; г) – $T_e = 0.97$ эВ, $\lg N_e = 15.5$, $\lg N_o = 18.03$. Кривые: 1 – 5 (оранжевая) эталонная дуга [22].

По нашим расчетам [17, стр. 79] для меньших концентраций электронов бoльцмановское распределение заселённости, свойственное модели ЛТР нарушается. Для концентрации электронов $N_e \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и плотности ядер близкой к $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ плазмы аргона (при температуре частиц газа $\sim 0.62 \text{ эВ}$) по нашим расчетам [17, стр. 79] бoльцмановское распределение заселённости нарушается. Прямая 1 на рис. 3.4 для меньших концентраций электронов превращается в ломанную (кривая 2 на рис. 4.3 г). При этом задаваемая в расчётах температура электронов равна 11200 К , (0.97 эВ), и она не совпадает с температурой РВС, определяемая по наклону распределения заселённости возбуждённых состояний $T_{\text{возб}} = 0.75 \text{ эВ} = 8700 \text{ К}$. На рис. 4.3 а, б, в, г представлены экспериментальные данные по дуге [22] (оранжевой) пунктирной прямой 5, а наш расчет – (синяя) прямая 2. Напомним, что могут получаться два распределения (рис.3.4): первое, когда температура электронов совпадает с температурой возбуждения; и второе (нами названное как метаравновесное), когда температуры возбуждения и электронов различны (кривая 2). В экспериментальных данных по эталонной дуге не представлены значения заселённости группы 4s уровней и концентрации атомов в основном состоянии, т.е. отсутствует звено ломанной. Потеря этой информации вносит неоднозначность в нашу диагностику.

Заметим, при этом абсолютные значения заселённости в эксперименте меньше в 2 раза, чем расчетные. Если совместить экспериментальные распределения с расчётными (рис. 4.3 в), то параметры эталонной дуги [22] относятся к области столкновительно-излучательного метаравновесия (СИМР) и соответствуют плотности ядер 10^{18} см^{-3} , концентрации электронов $1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и температуре электронов 1 эВ . Рассматриваемые параметры эталонной дуги в [22] находятся в области СИМР. Что же касается рисунков а, б, то при незначительном варьировании температуры электронов наклоны РВС заметно меняются.

Прежде, чем перейти к струе, рассмотрим состояние плазмы в сопле, когда измерены ток – 108 А . и давление – 52.6 кПа . Концентрация электронов, определяемая по току из рис. 3.2 (в предположении, что плотности токов в дуге и в сопле одинаковые), будет $N_e \sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. 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. 4.4 б. При давлении пол атмосферы концентрация ядер близка к 10^{18} см^{-3} . Температуру электронов находим из диаграммы на рис. 4.4 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. 4.4а при $T_e = 1$ 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), $N_e = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Эта методика даёт надёжные результаты. Таким образом, на срезе мы «перескакиваем» в более низкое по N_e состояние СИМР.

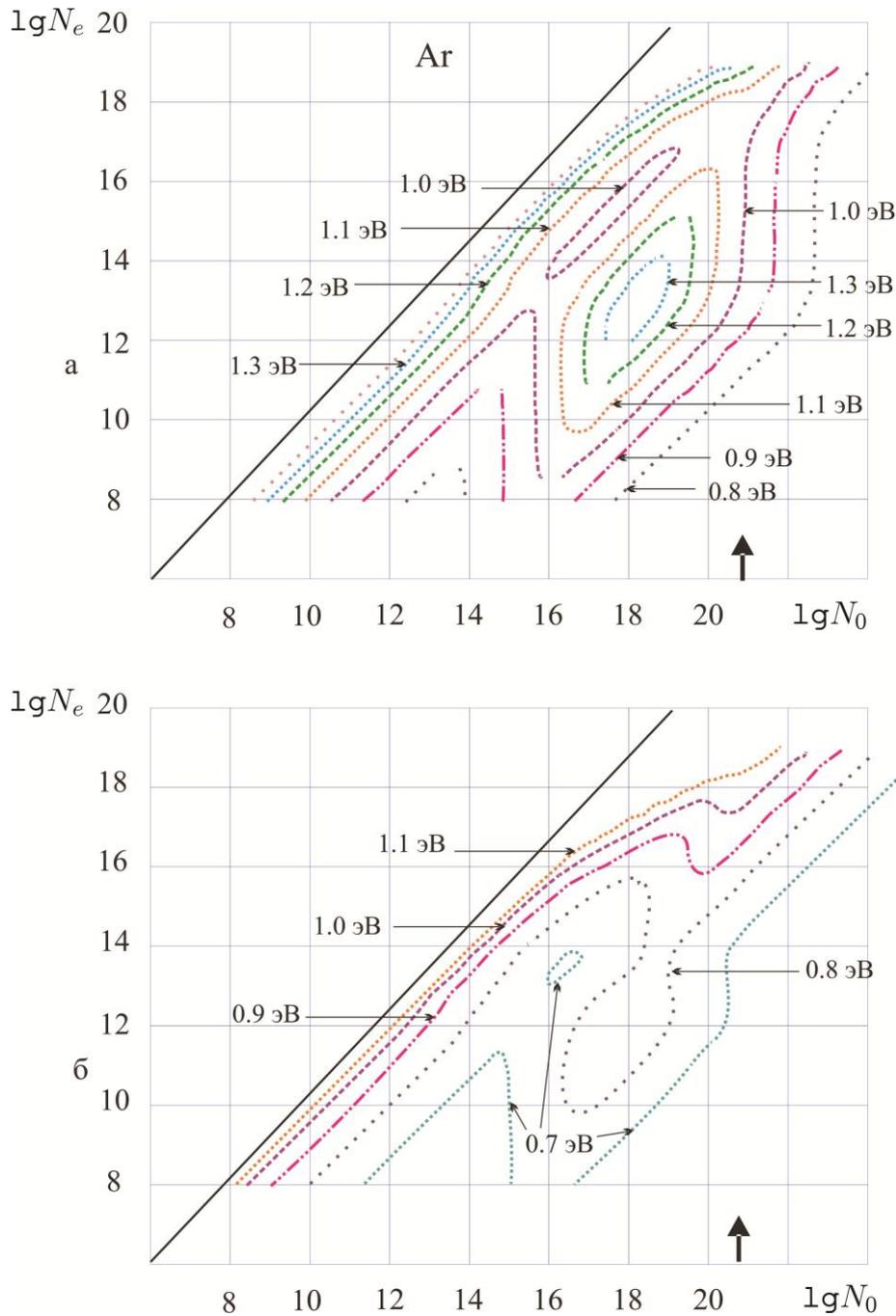


Рис. 4.4. Диаграммы метавывесных состояний плазмы аргона:
а) оптически тонкая плазма, $\Theta = 1$, $T_e = 0.8 \div 1.4$ эВ;

б) оптически плотная плазма, $\Theta = 0$, $T_e = 0.7 \div 1.1$ эВ;

В струе вблизи среза сопла ситуация принципиально не изменится. Как отмечают авторы [22], структура струи, в основном определяется отношением давлений на срезе сопла и давлением в вакуумной камере. Эти давления отличаются в 1000 и более раз. Измерялись интенсивности линий Ar I (в излучении) на расстоянии 2 и 4 мм. от среза сопла. Длины волн 17 линий указаны на рис. 4.2. 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 и представленные авторами на рис. 4.1 и рис. 4.2, сохраняют характер РВС плазмы на срезе сопла.

Для объективности рассмотрим РВС для плотности ядер порядка 10^{18} и температур, близких к 1 эВ и сравним эксперимент с расчетом. Рассчитанные РВС приведены на рис. 4.3: а) $T=1.1$ эВ; б) $T=1.05$ эВ; в) $T=1.0$ эВ; г) $T=0.97$ эВ (синие квадраты, линия 2). На эти РВС нанесены экспериментальные заселённости, приводимые на рис. 4.1 (сиреневые, точки, $x = 4$ мм, кривая 4) и рис. 4.2 (зеленые точки, $x = 2$ мм, кривая 3). Прямые 3 и 4 – воспроизводят авторский наклон (температуру возбуждения). Наилучшее соответствие достигнуто в случае – в при температуре $T_e = 1$ эВ и $N_e = 10^{15}$ см⁻³. В случае $P = 60$ Па, $x = 2$ мм (зеленая прямая 3) температура РВС [22] совпадает. Общепринятая оценка концентрации электронов по Гриму [11] даёт $N_e = 1.7 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Поскольку заселённости эталонной дуги меньше расчётных в 2 раза, то заселённости зеленой прямой 3 при пересчете на наши данные по дуге также окажутся в 2 раза меньше, так как $\frac{I_{струи}}{I_{дуги}} = \frac{N_{струи}^л}{N_{дуги}^к}$.

Отметим, что в случае $P = 4$ Па, $x = 4$ мм при $T_e = 1$ эВ при определении наклона авторами проигнорированы переходы $4s[3/2]_1 \rightarrow 4p[1/2]_0$ ($\lambda = 7514$ А) и $4s[3/2]_2 \rightarrow 4p'[1/2]_1$ ($\lambda = 6965$ А) 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). Аналогичная вышесказанному оценка даёт концентрацию электронов $N_e = 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при $T_e = 1$ эВ.

Таким образом, выявлено, что температура электронов плазмы на срезе сопла равна $T_e=1$ эВ, концентрация электронов – $\lg N_e = 15.12$, температура возбуждения $T_{возб.} = 7000$ К. Авторы [22] ошибочно полагают, что температура бoльцмановского распределения заселённостей (а стало быть температура электронов) $T = 6300$ К.

Таким образом, 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 и сверхзвуковой плазменной струи Ar.

5. Библиографический список.

1. 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.
2. Биберман Л.М., Воробьёв В.С., Якубов И.Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982, 375 с.
3. Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978, 256 с.
4. Карелин А.В. Кинетика лазерных активных сред на переходах атомов и ионов с накачкой жестким ионизатором. Диссертация доктор. ф.м.н. М.: ИОФАН, 1999, 301 с.
5. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М: Наука, 1966, 686 с.
6. Трухан Е.П. Расчёт состава многокомпонентной равновесной плазмы. // ДАН БССР, 1968, т.12, вып.5, с. 409 - 411.
7. Аблеков В.К., Калашников Г.Н., Козлов Н.П. и др. Расчёт состава плотных многокомпонентных плазм. // В сб. Теплофизические свойства низкотемпературной плазмы (под ред. В.М.Иевлева). М.: Наука, 19 ч. 76, с.35-38.
8. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Красников Ю.Г. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора. М.: Атомиздат, 1980, 304 с..
9. Термодинамические и оптические свойства ионизированных газов при температурах до 100 эВ. // Справочник под ред. Протасова Ю.С. М.: Энергоатомиздат,1988, 192 с.
10. Калиткин Н.Н., Миронов А.М., Ритус И.В. Ионизационное равновесие с учётом вырожденных электронов. // Препринт ин-та Прикладной математики им. М.В.Келдыша АН СССР, 1983, № 155, 27 с
11. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969, 452 с.
12. Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Красников Ю.Г. и др. Теплофизические свойства рабочих сред газофазного ядерного реактора. М.: Атомиздат, 1980, 304 с.
13. Базылев Б.Н., Голуб Л.В., Романов Г.С., Толкач В.И. Автоматический расчёт теплофизических и оптических свойств равновесной плазмы. //Тематический сб. научных

трудов Московского авиационного ин-та (под ред. Паневина И.Г.) Физика и техника высокотемпературного газа. М.: Из-во МАИ, 1991, с. 78-87.

14. Широков П.Д. Приближенные и численные методы расчёта состава равновесной плазмы. // Ж. вычисл. матем. и матем. физики, 1984, т.24, № 9, с.1372-1380.

15. Ковальская Г.А., Севастьяненко В.Г. Равновесные свойства низкотемпературной плазмы. // В сб. Свойства низкотемпературной плазмы и методы её диагностики. Новосибирск: Наука, 1977, с.11-37.

16. Ковальская Г.А., Севастьяненко В.Г. Состав и термодинамические свойства плазмы, // В сб. Физическая кинетика. Новосибирск, 1974, с.1-38. (Аэрофизические исследования, Труды ИТПМ, вып.4).

17. Гаврилова А.Ю., Скороход Е.П. Сечения и константы скоростей плазмохимических реакций инертных газов. М.: Из-во МАИ, 2011.

18. Кули-заде М. Е. Моделирование распределений возбуждённых состояний инертных газов в оптической диагностике плазменных потоков. Диссертация кандид. ф.м.н. М.: МАИ, 2009, 143 с.

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

20. Бакеев А.А., Ровинский Р.Е., Широкова П.О. О поглощении излучения в ксеноновой плазме.// Опт. и спектроск., 1969, т.17, с. 215 - 217.

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

22. 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.

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

24. Vlcek J and Pelican V. A collisional-radiative model applicable to argon discharges over a wide rang of conditions. III: Application to atmospheric and subatmospheric pressure arcs. // J. Phys. D: Appl. Phys., 1989, v. 23, p. 526-532.

25. Shindo H and Imazu S 1980 J.Quant. Spectrosc/Radiat. Transfer, v. 23, p. 605.

Гаврилова Анна Юрьевна, доцент Московского авиационного института (национального исследовательского университета), к.ф-м.н., тел. +7-903-785-52-92, e-mail: gavrilovaann@mail.ru;

Кули-заде Марина Евгеньевна, доцент Московского авиационного института (национального исследовательского университета), к.ф-м.н., тел. +7-916-573-91-83;

Скороход Елена Пантелеймоновна, профессор Московского авиационного института (национального исследовательского университета), тел. +7-909-966-57-57, e-mail: e.p.skorohod@mail.ru;