

02;03;04;07;12

МЕХАНИЗМЫ ЗАСЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ArI И ArII В НЕРАВНОВЕСНО-РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ УДАРНО НАГРЕТОЙ СТРУЕ

© Т.В.Баженова, А.В.Емельянов, А.В.Еремин, В.В.Шумова

Институт высоких температур РАН,
127412 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 15 февраля 1995 г.)

Проведен экспериментальный и численный анализ механизмов формирования заселенностей электронно-возбужденных состояний атомов и ионов Ar в ионизованных сверхзвуковых струях. Численный анализ неравновесных эффектов в ионизованных струях аргона выполнен на основе рассмотрения поуровневой кинетики рекомбинации. Эксперименты проведены в двумерных струях ударно-нагретого газа на установке, сочетающей ударную трубу с плоской вакуумной камерой. Эмиссионно-абсорбционные измерения в сверхзвуковой струе проведены на длинах волн 4880 ± 15 и $3520 \pm 35 \text{ \AA}$ на расстоянии 4.5 мм от звукового щелевого сопла полушириной $h_* = 1 \text{ мм}$ при параметрах торможения $T_0 = 7-13 \cdot 10^3 \text{ K}$, $P_0 = 1-20 \text{ атм}$. Найдено значение константы скорости столкновительного перехода между $3p$ - и $4s$ -уровнями ArII в этих условиях.

Данная работа является непосредственным продолжением и развитием начатого авторами в [1] численного и экспериментального изучения механизмов формирования инверсной заселенности электронно-возбужденных состояний атомов и ионов Ar в ионизованных сверхзвуковых струях.

В [1] была впервые экспериментально обнаружена инверсная заселенность на $4p'[3/2] - 4s'[1/2]^0$ -переходе ArI ($\lambda = 852 \text{ нм}$), измерен коэффициент усиления κ и его зависимость от T_0 , доказан рекомбинационный механизм возникновения инверсии на этом переходе и проведены расчеты режимов, позволяющие осуществлять подбор оптимальных условий проведения эксперимента для получения максимального коэффициента усиления.

Целью данной работы явилось развитие численной модели для расширения возможностей описания поуровневой кинетики заселения электронно-возбужденных состояний ионов и нейтралов аргона в неравновесных ионизованных струях.

В экспериментальной части работы части работы части измерены населенности ряда возбужденных уровней атома и иона аргона в осевой плоскости сверхзвуковой струи. На основе численного анализа экспериментальных данных в работе сделаны выводы об общих закономерностях рекомбинационных процессов в слабоионизованных струях аргона.

Численная модель

Развитая в работе [1] численная модель процесса рекомбинации частично ионизованного аргона в сверхзвуковой струе была применена для анализа процессов инверсии на высоколежащих уровнях ArI. Напомним здесь основные моменты построения модели.

Процесс истечения частично ионизованного аргона через сверхзвуковое сопло описывается двумя блоками уравнений: уравнениями газодинамики и системой кинетических уравнений. Газодинамические параметры потока рекомбинирующей плазмы определяются решениями уравнений неразрывности, Эйлера и сохранения энергии

$$\begin{aligned} \nabla(\rho \mathbf{v}) &= 0, \quad (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} + 1/\rho \nabla p = 0, \\ \nabla [\rho \mathbf{V} (h + v^2/2)] &= \rho Q, \quad P = \rho R T \end{aligned} \quad (1)$$

где Q — удельная мощность излучения плазмы.

Для стационарного изэнтропического истечения двухтемпературной плазмы в квазиодномерном случае, каковым является истечение через плоское звуковое сопло, эта система уравнений упрощается и выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho u s &= \rho_* u_* s_*, \quad u^2 + 2h = u_*^2 + 2h_* \\ T \rho^{1-\gamma} &= T_* \rho_*^{1-\gamma}, \quad P = \rho R (T + \alpha T_e), \end{aligned} \quad (2)$$

где T — поступательная температура; T_e — электронная температура; α — степень ионизации; T_* , ρ_* , s_* , u_* — критические температура, плотность, площадь поперечного сечения и скорость потока; γ — показатель адиабаты, равный $\gamma = 1 + P/(\rho(h + c_v T/\mu))$; h — энтальпия газа, равная $h = c_p/\mu(T(1 - \alpha) + \alpha T_e + \varepsilon)$, где ε — энергия, запасенная на внутренних степенях свободы плазмы; c_p , c_v — теплоемкости идеального одноатомного газа.

Расчеты показали, что в исследованном в работе диапазоне параметров истечения рекомбинация не вносит существенных поправок в газодинамические параметры газа, так как состав можно с достаточной точностью считать замороженным и теплоемкость постоянной.

Уравнение баланса энергии электронов записывается в общепринятом виде

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{5R\alpha\rho} \left(\frac{dP_e}{dt} + (Q_e)_{el} + (Q_e)_{inel} - (Q_e)_{rad} \right), \quad (3)$$

где индекс e означает, что данный параметр относится к электронам, а члены $(Q_e)_{el}$, $(Q_e)_{inel}$ и $(Q_e)_{rad}$ выражают соответственно изменение энергии электронов в упругих, неупругих столкновениях и в результате тормозного излучения.

Конкретные выражения этих величин взяты из [2].

Система кинетических уравнений описывает детальную кинетику формирования населенностей семи нижних возбужденных состояний AgI и пяти нижних возбужденных состояний $AgII$. Кинетические процессы, рассмотренные в модели, могут быть представлены в следующем схематическом виде: $A_k + e \leftrightarrow A_i + e$ — столкновительные переходы в атоме, $A_k + e \leftrightarrow I + 2e$ — ионизация (рекомбинация) с k -го уровня $I_l + e \leftrightarrow I_m + e$ — столкновительные переходы в ионе, $A_i \rightarrow A_k + h\nu$
 $I_i \rightarrow I_k + h\nu$ } — излучательные переходы. При написании уравнений константы скоростей принимаются в соответствии с общепринятыми правилами [3-5], а скорости прямых и обратных процессов согласовываются через соответствующие константы равновесия. Развита модель позволяет представить достаточно полную картину поведения населенностей нижних возбужденных уровней атома и иона аргона в процессе сверхзвукового расширения. Подобные модели успешно применяются также для описания кинетики отдельных уровней расширяющегося аргона [6,5] и для описания излучательных характеристик AgI . Анализ расчетов по приведенной модели позволяет также сделать вывод, что характер распределения по электронно-возбужденным уровням иона аргона в отличие от атомных уровней Ag не является результатом рекомбинационных процессов в струе в рассматриваемом диапазоне температур и давлений. При температурах торможения $T_0 = 7000-13\ 000$ К и давлениях в несколько атмосфер концентрации двукратно ионизованных атомов Ag^{++} не превышают 0.1% от общей концентрации частиц и вклад реакции рекомбинации $Ag^{++} + e + e \rightarrow Ag^+ + e$ в формирование населенностей уровней Ag^+ , как показали расчеты, не превышает нескольких процентов их величины. Таким образом, заселенность ионных уровней будет определяться в основном электронной температурой и неравновесный характер заселения уровней Ag^+ может быть обусловлен только различием друг относительно друга радиационных времен жизни отдельных возбужденных уровней и скоростей столкновительных переходов между ними.

В данной работе концентрации конкретных состояний ионов или атомов для удобства представления приведены на языке температур заселения этих состояний

$$T_i^* = -E_i/k \ln(g_0 N_i/g_i N_0), \quad (4)$$

где T_i^* — температура заселения i -го уровня, E_i — его энергия, N_0 — полная концентрация ионов.

В исследуемых условиях истечения кинетические эффекты обусловлены столкновениями ионов и атомов Ag с электронами, поэтому в терминах температуры отклонение концентрации какого-либо состояния от равновесной выражается через отклонение его температуры от температуры электронов.

На рис. 1 приведена зависимость расчетных температур ряда уровней атома и иона Ag от концентрации электронов на расстоянии от сопла $x = 4.5h_*$, где h_* — калибр сопла, и давлении торможения $P_0 = 1.3$ атм. Видно, что в широком диапазоне параметров потока температура ряда p -уровней превышает температуры соответствующих

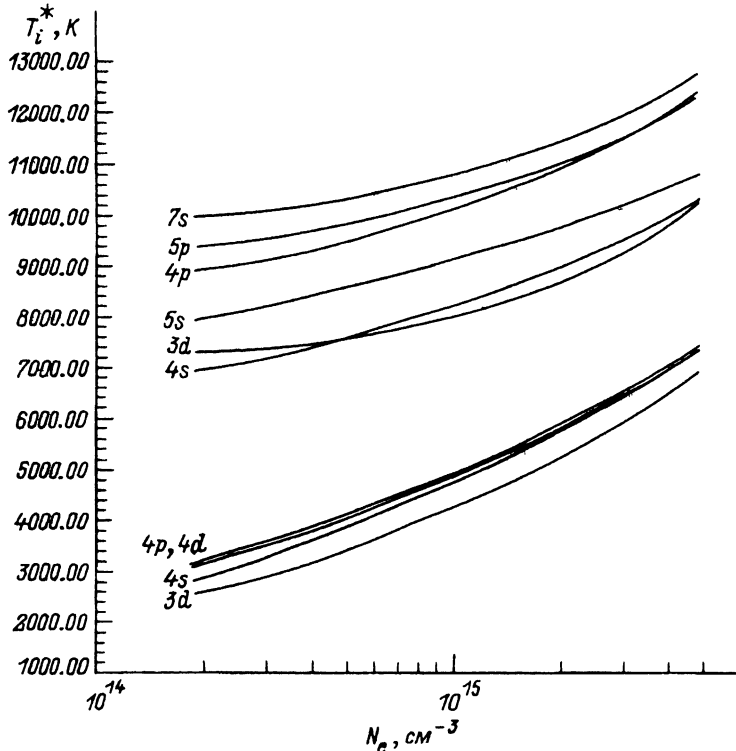


Рис. 1. Зависимость расчетных температур $3d$ -, $4s$ -, $4p$ -, $5s$ -, $5p$ -, $7s$ -уровней Ar и $3d$ -, $4s$ -, $4p$ -, $4d$ -уровней ArI от концентрации электронов на расстоянии от сопла $x = 4.5h_*$ и давления торможения $P_0 = 1.3$ атм.

s -уровней ArI, что свидетельствует о принципиальной возможности получения инверсии на p - s -переходах. Температуры всех ионных уровней оказываются ниже электронной, что связано с высокой скоростью их спонтанного распада. На начальном участке течения, когда частота столкновений ионов с электронами еще достаточно высока, существенной оказывается "подпитка" населенностей нижних возбужденных ионных уровней ($4s$, $3d$) в процессах типа $Ar^+(3p) + e \rightarrow Ar^+(4s, 3d) + e$. Поэтому для адекватного описания кинетики населенностей низколежащих возбужденных ионных уровней важно точное знание констант скоростей их возбуждения из основного состояния.

Константы скоростей столкновительных переходов между различными уровнями ионов и атомов являются до сих пор предметом обсуждения. Так, в литературе отсутствуют данные как по силам осцилляторов для длинноволновых переходов между уровнями групп $4s$ и $3p$, так и экспериментально определенные константы этих переходов в данном температурном диапазоне. В [7] приведены измеренные при температурах электронов $20\,000$ – $80\,000$ К константы столкновительных переходов между различными уровнями иона аргона. В наших расчетах предпринята попытка восполнить этот пробел путем варьирования этой константы и сравнения ее с экспериментом. В первом приближении константа перехода $3p$ – $4s$ была принята по экстраполяции имеющихся данных [7] на более низкие энергии электронов, соответствующие

щие условия наших экспериментов. Сравнение результатов расчетов с нашими экспериментальными результатами дает значение этой константы скорости в 1.5 раз большее, чем в [7], и в диапазоне температур 7000–13 000 К может быть записана в общепринятом виде [4] как

$$k(3p - 4s) = 1.08 \cdot 10^{-12} (\delta\epsilon)^{-3/2} \exp\{-\beta\} G(\beta) \text{ см}^3/\text{с},$$

где $\beta = \Delta E/kT$; $\Delta\epsilon$ — энергия порога ΔE , выраженная в единицах Ридберга; $G(\beta)$ — табулированная функция [4].

Ниже будет представлено экспериментальное подтверждение того, что данная модель дает адекватное описание исследуемых процессов.

Эксперимент

Эксперименты проводились на установке, подробно описанной в [1] и представляющей собой сочетание ударной трубы с плоской вакуумной камерой. В этой серии экспериментов рассчитанные температура и давление торможения истекающей струи составляли $T_0 = 7000\text{--}13\,000\text{ К}$ и $P_0 = 1\text{--}20$ атм соответственно.

Спектроскопические измерения эмиссионных и абсорбционных свойств потока проведены на оси струи на расстоянии 4.5 мм от среза сопла на трех длинах волн: 852 (переход $4s\text{--}4p$ AgI), 488 (переход $4p\text{--}4s$) и 352 нм (переход $4d\text{--}4p$) иона аргона AgII, при этом интерференционные светофильтры имели полуширины пропускания $\Delta\lambda = 1.5$ нм на длине волны 488 нм и $\Delta\lambda = 3.5$ нм на длине волны 352 нм. Пространственное разрешение схемы составляло не более 2 мм, временное — ~ 1 мкс.

Из приведенных на рис. 2 осциллограмм видно, что при высоких температурах торможения T_0 на длине волны 488 нм происходило усиление зондирующего излучения, в то время как на длине волны 352 нм этого эффекта не наблюдалось.

На длине волны 488 нм помимо эмиссионно-абсорбционных измерений проведены также измерения методом резонансного поглощения лазерного излучения [8] (использовался лазер на ионе Ag ЛГН-503). Пример полученных осциллограмм приведен на рис. 3. В диапазоне температур торможения от 12 500 до 10 100 К получено как поглощение, так и усиление лазерного излучения.

Анализ экспериментальных данных

Полученные экспериментальные результаты дали возможность непосредственно проследить за температурами заселения возбужденных состояний атома и иона аргона. Действительно, коэффициент усиления, полученный в эксперименте, может быть выражен как отрицательный коэффициент поглощения и связан с заселенностями состояний

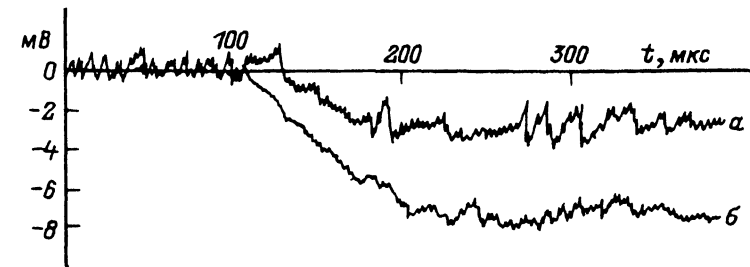
$$\kappa = -k_\lambda P = \alpha_{ef}(N_2 g_1/g_2 - N_1), \quad (5)$$

где N_1, N_2 — заселенности состояний $4s$ и $4p$ соответственно.

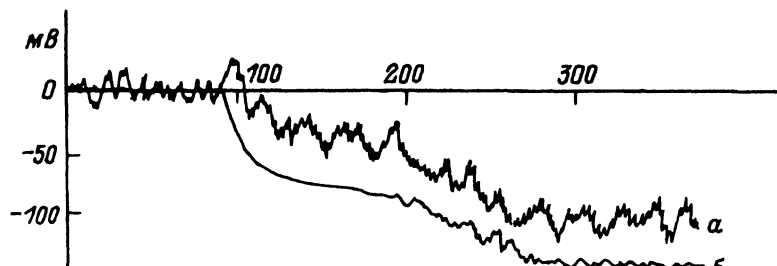
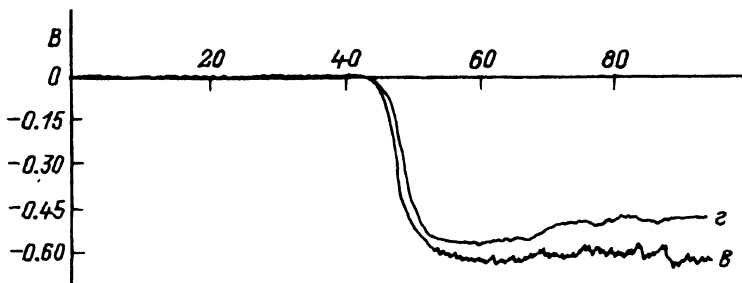
Используя формально соотношение Больцмана, связывающее N с температурами заселения состояний, можно записать

$$N_i = N_0 \exp(-E_i/kT_i^*), \quad (6)$$

T_i^* — температура заселения i -го уровня, E_i — его энергия, N_0 — концентрация ионов.



I



II

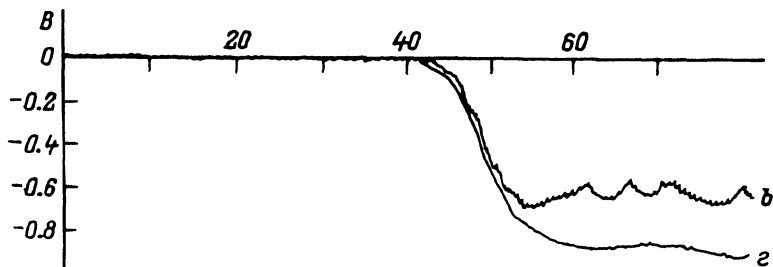


Рис. 2. Осциллограммы абсорбционных (a, θ) и эмиссионных (b, z) сигналов на длинах волн 488 (I) и 352 нм (II) в расширяющемся потоке частично ионизованного аргона.

T_0, K : a, b — 9050; θ, z — 13125; $P_0, атм$: a, b — 21.3; θ, z — 3.95.

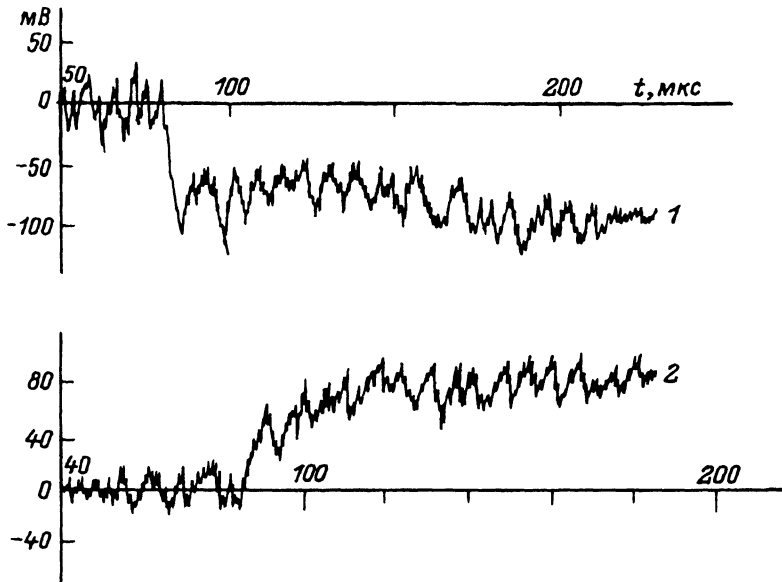


Рис. 3. Осциллограммы резонансного усиления (1) и поглощения (2) лазерного луча в расширяющемся потоке частично ионизованного аргона.

T_0, K : 1 — 9820, 2 — 10520; P_0 , атм: 1 — 14,8, 2 — 11,8.

Амплитуда сигнала, регистрируемого в абсорбционном канале I_a , определяется соотношением

$$I_a = I_s + I_e, \quad (7)$$

где I_s — амплитуда попадающего на приемник сигнала от источника излучения, I_e — эмиссионный сигнал, I_s можно связать с полной амплитудой источника I_0

$$I_s = I_0 \int \exp(-k_\lambda Pl) d\lambda, \quad (8)$$

где l — длина оптического пути в поглощающем газе; P — давление исследуемого газа; k_λ — коэффициент поглощения на длине волны λ , пропорциональный концентрации поглощающих атомов.

Эмиссионный сигнал I_e в силу закона Кирхгофа равен

$$I_e = \int D(2hc^2/\lambda^5) \exp(-hc/\lambda kT) [1 - \exp(-k_\lambda P)] d\lambda, \quad (9)$$

где T — температура заселения выделяемого электронного перехода, которая в равновесии равна температуре исследуемого газа.

Интегралы в (8), (9) берутся по интервалу частот, соответствующему спектральной линии.

Интенсивность излучения эталонного источника с яркостной температурой T_0 в спектральном диапазоне $\Delta\lambda_f$ ($\Delta\lambda_f$ — ширина интерференционного фильтра) с центром полосы λ , попадающего на приемник, в соответствии с законом Вина равна

$$I_0(T_0) = D(2hc^2/\lambda^5) \exp(-hc/\lambda kT_0) \Delta\lambda_f, \quad (10)$$

где D — аппаратурный коэффициент, определяемый геометрией схемы измерений.

В уравнении (9) важную роль играет вопрос о профиле линии. Учет реального профиля линии, который сложным образом зависит от свойств среды, и в особенности от давления и температуры [9], привел бы к значительному усложнению анализа экспериментальных данных. Поэтому принято предположение, согласно которому профиль линии рассматривался в виде прямоугольной функции с шириной основания, равной полной полуширине линии. При этом полуширина рассчитывалась согласно тому механизму уширения, который в условиях наших экспериментов имел максимальное значение. Рассматривались три механизма уширения: доплеровский, возникающий в результате относительного движения частиц в излучающей плазме; столкновительный, обусловленный взаимодействием излучающих частиц с окружающими нейтральными частицами; штарковский, вызванный взаимодействием излучателей с заряженными частицами, т. е. с электронами и ионами.

Доплеровское уширение имеет полную полуширину, т. е. ширину на половине высоты кривой, представляющей распределение интенсивности в линии, равную [9]

$$\Delta\lambda_D = 7.6 \cdot 10^{-7} \cdot \lambda(T/\mu)^{0.5}, \quad (11)$$

где T — [К], λ — [Å], μ — атомный вес.

Из формулы (11) видно, что тепловое доплеровское уширение наиболее резкое проявляется у легких элементов при высоких температурах.

Столкновительное уширение в условиях проведенной работы определяется столкновениями нейтральных частиц одного сорта между собой, так как эксперименты проводились в чистом аргоне. Это так называемое зольцмарковское или резонансное уширение. Величина полной полуширины контура резонансного уширения равна [10]

$$\Delta\lambda_P = 1.23 \cdot 10^{-17} (g_1/g_2)^{0.5} \lambda^3 f_{12} N \text{ Å}, \quad (12)$$

где λ в мкм, f_{12} — сила осциллятора перехода, N — концентрация нейтральных атомов.

Формула показывает, что величина столкновительного уширения растет пропорционально концентрации нейтральных атомов и сильно зависит от длины волны излучения.

По мере увеличения концентрации свободных электронов и ионов в плазме по крайней мере до 1% от общей плотности частиц [9] существенную роль оказывает штарковский механизм уширения, причем преобладающее влияние в уширении играют свободные электроны. Взаимодействие с ионами лишь немного увеличивают штарковскую ширину линии (~15–20% [9]). Для изолированных линий, т. е. линий, ширина которых, выраженная в энергетических единицах, много меньше энергетических расстояний между соседними уровнями, полная полуширина при штарковском уширении в широком диапазоне электронных плотностей и температур выражается следующей формулой [9]:

$$\Delta\lambda_S = 2 \cdot 10^{-16} w N_e \left[1 + 1.75 \cdot 10^{-4} N_e^{1/4} \alpha (1 - r N_e^{1/6} T^{-1/2}) \right] \quad (13)$$

где $r = 0.068$ для атомных линий, $r = 0.11$ для ионных линий.

Параметры w и α затабулированы в таблицах [10,11]. Обычно второй член в формуле (13), соответствующий вкладу ионов в уширение, мал, так что величина $\Delta\lambda_S \sim N_e$ и слабо зависит от температуры.

Расчеты по (5)–(10) дали значения температур заселения возбужденных состояний.

Обсуждение результатов

Проведенные эксперименты дали возможность проверить результаты расчетов. На рис. 4 показано хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей температур ряда уровней от концентрации электронов в данном сечении сопла.

Анализ более тонких механизмов, влияющих на населенность связанных между собой атомных и ионных уровней, удобно проводить в терминах коэффициента усиления на переходе между ними, который при столкновительном механизме уширения спектральных линий определяется соотношением

$$\kappa(\lambda) = \lambda^2 A_{21} / (4\pi Z)(g_1 N_2 / g_2 - N) \quad (14)$$

[12], где A_{21} — вероятность радиационного перехода, равная $1.1 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ для $\lambda = 488 \text{ нм}$ и $2.9 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}$ для $\lambda = 352 \text{ нм}$ [5]; Z — частота столкновений иона Ag с другими компонентами; g_i , N_i — статвеса и концентрации атомов в верхнем и нижнем состояниях для каждой длины волны.

В наших экспериментах значения коэффициента усиления и поглощения на длине волны 488 нм ($4p - 4s$ -переход ArII) были получены в эмиссионно-абсорбционных экспериментах и в экспериментах по резонансному поглощению лазерного излучения. Эксперименты показали, что значения концентраций состояний $4p$ и $4s$ в данной точке потока почти равны между собой и зависят неявным образом от давления в потоке, поэтому анализ данных о зависимости коэффициента усиления от параметров потока следует проводить в ряду экспериментов,

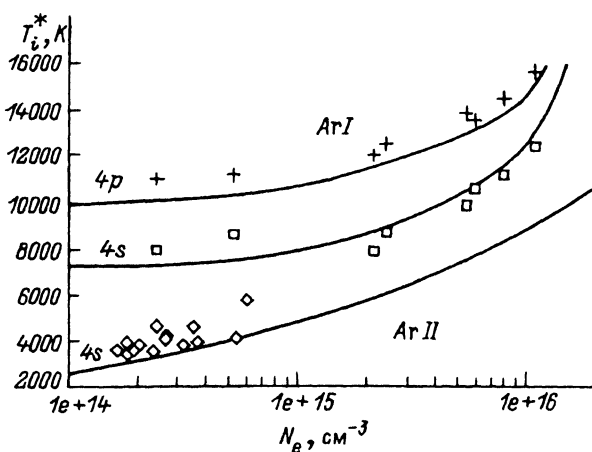


Рис. 4. Зависимость температур $4p$ -, $4s$ - (ArI) и $4p$ -уровней (ArII) на расстоянии $x = 4.5h_*$ от среза сопла от концентрации электронов.

$+$, \square — эмиссионно-абсорбционные измерения; $*$ — измерения поглощения резонансного лазерного излучения, кривые — расчет.

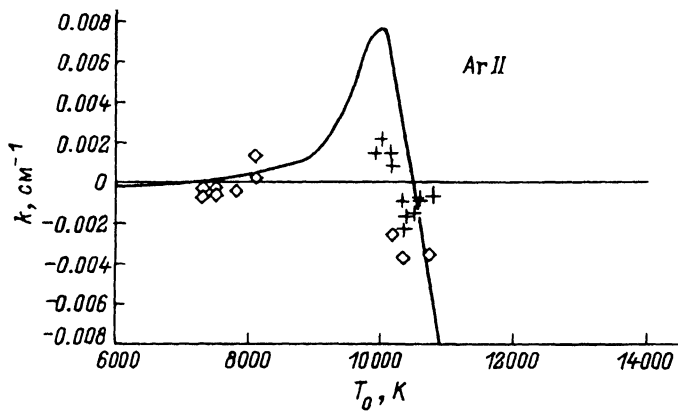


Рис. 5. Экспериментальная и расчетная зависимость коэффициента поглощения и усиления на длине волны 488 нм в ионе аргона от температуры торможения при $P_0 > 10$ атм.

* — эмиссионно-абсорбционные измерения, ◊ — резонансное поглощение лазерного излучения.

проведенных при близких значениях давления торможения. На рис. 5 представлено сравнение зависимости $\kappa(488)$ от T_0 при $P_0 = 10-20$ атм с расчетной для $P_0 = 20$ атм. Можно констатировать удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных результатов в диапазоне температур T_0 от 7000 до 8000 и от 9600 до 11000 К. Экспериментальные данные, полученные по резонансному поглощению лазерного излучения находятся в полном соответствии с наклоном расчетной зависимости при падении коэффициента усиления и переходе его в область поглощения. Необходимо, однако, отметить, что максимум в коэффициенте усиления, предсказанный расчетами в узком температурном диапазоне 9000–10 000 К, в экспериментах при давлениях $P_0 > 10$ атм зафиксирован не был, что может быть связано как с недостаточно полным учетом в расчетах процессов тушения возбужденных состояний иона на атомах и ионах (в связи с отсутствием соответствующей

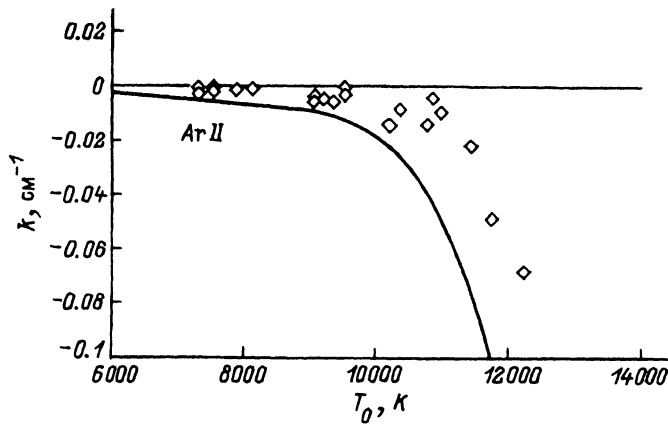


Рис. 6. Экспериментальная зависимость коэффициента усиления и поглощения на длине волны 352 нм, ($4d-4p$ -переход ArII) от температуры торможения при $P_0 = 10-20$ атм.

Кривая — расчет при $P_0 = 20$ атм.

ющих данных), так и с недостатком экспериментальных данных в области $T_0 \sim 9000$ К при $P_0 > 10$ атм. Резкий спад κ при росте температуры выше 10 000 К связан с тем, что процессом, определяющим различие населенностей данных состояний при таких температурах, становится радиационный распад этих уровней.

На рис. 6 представлены экспериментальные значения коэффициента усиления и поглощения на длине волны 352 нм ($4d-4p$ -переход AgII) вместе с его расчетной зависимостью. В наших экспериментах не удалось получить инверсию на $4d$ -уровне AgII по сравнению с $4p$ -уровнем, что связано со слишком высокой скоростью его радиационного охлаждения.

Проведенные расчеты показали, что в потоке расширяющегося аргона даже незначительная рекомбинация (порядка нескольких процентов от начальной степени ионизации) существенно влияет на заселенность электронно-возбужденных уровней рекомбинирующих атомов, приводя в широком диапазоне параметров истечения к возникновению инверсии на ряде переходов атома Ag.

Таким образом, проведенные расчеты и эксперименты показывают 1) принципиальную зависимость характера распределения по электронно-возбужденным уровням атома аргона от процесса рекомбинации, 2) индифферентность ионных уровней к рекомбинационным процессам в струе и их преимущественную зависимость от электронной температуры и радиационных времен жизни.

Список литературы

- [1] Баженова Т.В., Емельянов А.В., Еремин А.В., Шумова В.В. // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 3. С. 26-33.
- [2] Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. М.: Наука, 1984. 234 с.
- [3] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [4] Бергман И.Л., Вайнштейн Л.А. // Изв. АН СССР. Сер физич. 1963. Т. 27. № 8. С. 1018-1021.
- [5] Гордиец Б.Ф., Дымова И.А., Шелепин Л.А. // ЖПС. 1971. Т. 15. № 2. С. 205-213.
- [6] Сметов Г.Д., Фотиев В.А. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1978. № 3. С. 117-122.
- [7] Китаева В.Ф., Одинцов А.И., Соболев Н.Н. // УФН. 1969. Т. 99. № 3. С. 361.
- [8] Емельянов А.В. // III Всесоюз. конф. молодых исследователей "Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики", Новосибирск, 1989. С. 104-105.
- [9] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. М.: Мир, 1967. 516 с.
- [10] Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы низкотемпературной плазмы. М.: Атомиздат, 1973. 160 с.
- [11] Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978. 492 с.
- [12] Андерсон Дж. Газодинамические лазеры. Введение. М.: Мир. 1979. 200 с.