



**Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша
Академии наук СССР**

И.В. Гусев, В.И. Мажукин

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ
ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ПАРАХ АЛЮМИНИЯ

Препринт № 22 за 1990 г.

Москва

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ ИМ. М. В. КЕЛДЫША
АН СССР

И. В. Гусев, В. И. Мажукин

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ
ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ПАРАХ АЛЮМИНИЯ

Москва 1990 г.

§1. ВВЕДЕНИЕ

Образование плазмы вблизи поверхности конденсированной среды играет важную роль в процессе взаимодействия лазерного излучения с мишенями. Возникновение плазмы в газообразной среде приводит к качественным изменениям условий энергообмена с поверхностью мишени из-за низкой оптической прозрачности плазмы.

В настоящее время существует несколько различных [1-5] представлений о механизмах плазмообразования вблизи мишеней. В зависимости от условий проведения экспериментов, целый ряд факторов, таких как материал и состояние поверхности мишени, длительность и интенсивность воздействующего импульса, давление и состав окружающего газа, могут оказывать определяющее влияние на процесс плазмообразования. Однако во всех механизмах начальная стадия плазмообразования содержит явление лавинной ионизации частично ионизованных атомов пара или газа.

Целью настоящей работы является разработка типичной для металлов математической модели описывающих детальную кинетику возбужденных состояний, зарядового состава и энергобаланс при оптическом пробое паров алюминия. С помощью разработанной модели осуществляется исследование динамики оптического пробоя в условиях, соответствующих режиму развитого поверхностного испарения на внешней стороне Кнудсеновского слоя,

§2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На поверхность алюминиевой мишени падает лазерное излучение, вызывающее ее интенсивное испарение. В испаренной среде, состоящей из электронов, атомов и ионов в основном и возбужденных состояниях, распространяется плоская монохроматичная волна, в электромагнитном поле которой электроны набирают энергию за счет обратного тормозного эффекта. В предлагаемой постановке не учитываются пространственные явления: диффузия, перенос частиц и излучения, а рассматриваются только кинетические процессы в парах алюминия с параметрами, характерными для потока вещества на внешней границе Кнудсеновского слоя. Эти параметры определялись через температуру поверхности T_S следующим образом

$$N = N_0 \exp \left\{ -\frac{L_Y}{R T_k} \left[1 - \frac{T_S}{T_k} \right] \right\}$$

$$T = 0.67 T_S \quad (1)$$

$$\rho = 0.31 \rho_S$$

где: N - концентрация насыщенных паров на поверхности мишени

T , ρ , T_S , ρ_S - температура и плотность пара на внешней стороне кнудсеновского слоя и на поверхности соответственно. Температура на поверхности металлической мишени полагалась известной.

Кинетика столкновительно - радиационных переходов описывается в приближении ударно-излучательной модели [6,7], дополненной уравнениями баланса энергии электронов и тяжелых частиц.

2. Структура реагирующих частиц

Электронная конфигурация атома алюминия $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p$ имеет ту особенность, что у нее на незавершенной оболочке находятся три электрона, отличающиеся сравнительно невысокими потенциалами ионизации $I_{Al_1} = 5.986$ эВ, $I_{Al_2} = 18.826$ эВ, $I_{Al_3} = 28.448$ эВ. Электроны завершенной оболочки имеют потенциал ионизации много выше $I_{Al_4} = 120$ эВ. Поэтому при построении ударно-излучательной модели алюминия для низкотемпературной плазмы имеет смысл рассматривать кинетику первых трех ионов.

Описание поуровневой кинетики атомов и ионов металлов, как правило, осложнено тем, что энергетические уровни возбужденных состояний расщеплены и перемешаны между собой, что приводит к необходимости учета многочисленных уровней возбуждения. На рис. 5(а-е) изображен энергетический спектр возбужденных электронных состояний нейтрального атома и двух первых ионов алюминия. Ион Al^{4+} (Ne-подобный ион алюминия) в дальнейшем считается бесструктурным, т.е. как бы ядром. В данной модели учитывается по десять возбужденных состояний атомов и ионов. Уровни с $n > 10$ объединяются в ионизационный квазиконтинуум. Параметры учитываемых в модели возбужденных электронных состояний (энергии возбуждения, стат. веса, термы) приведены в таблицах 1-3.

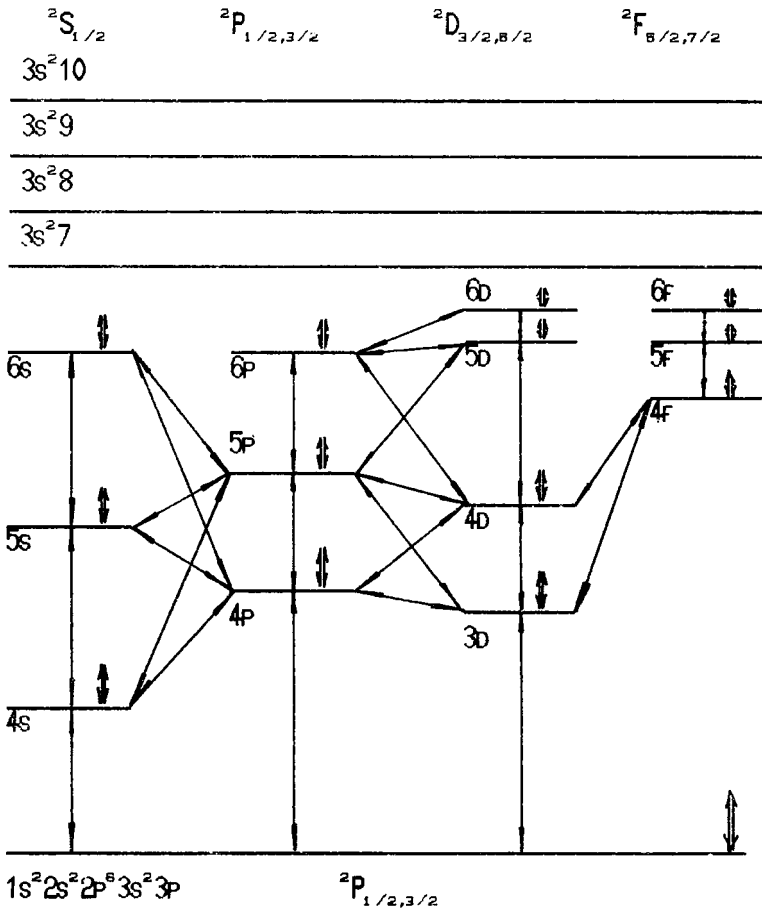


Рис. 5а Схема возбужденных состояний нейтрального атома Al
столкновительные переходы

Потенциал ионизации $I = 18,8237$ эВ

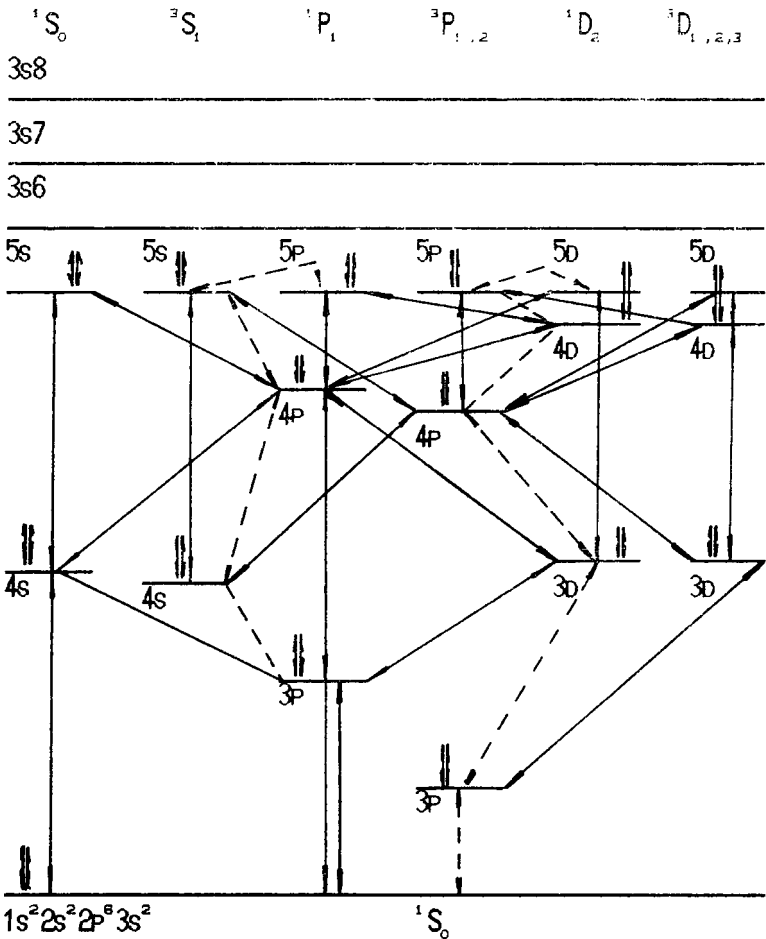
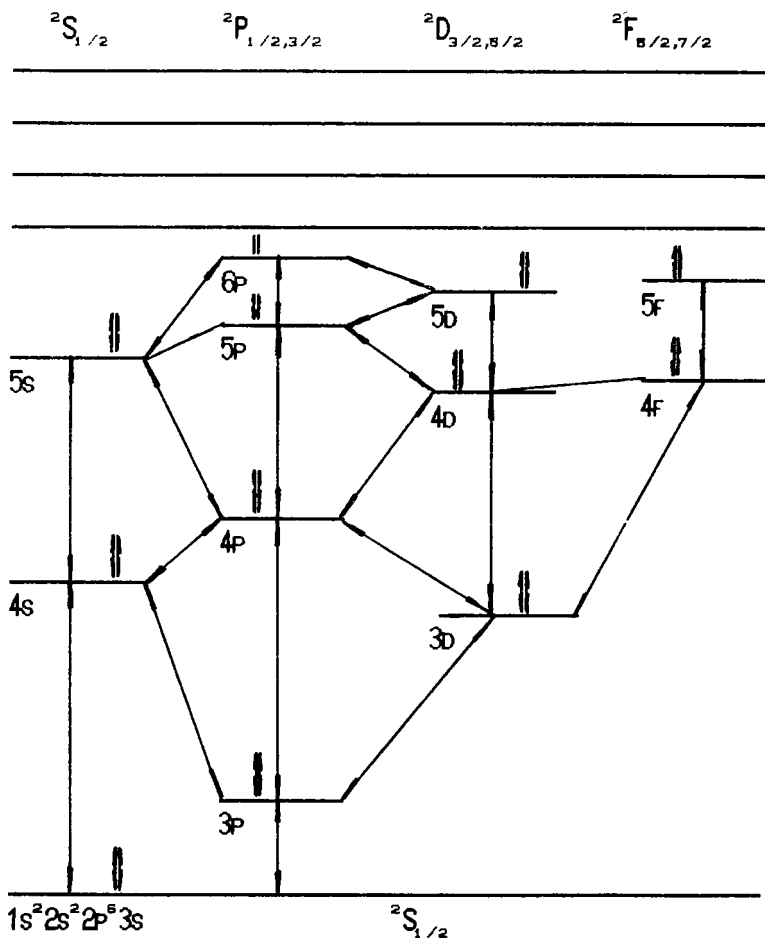


Рис. 5б Схема возбужденных состояний иона $Al, Z=1$
столкновительные переходы

Потенциал ионизации $I = 28,44$ эВРис. 5в Схема возбужденных состояний иона $Al, Z=2$

столкновительные переходы

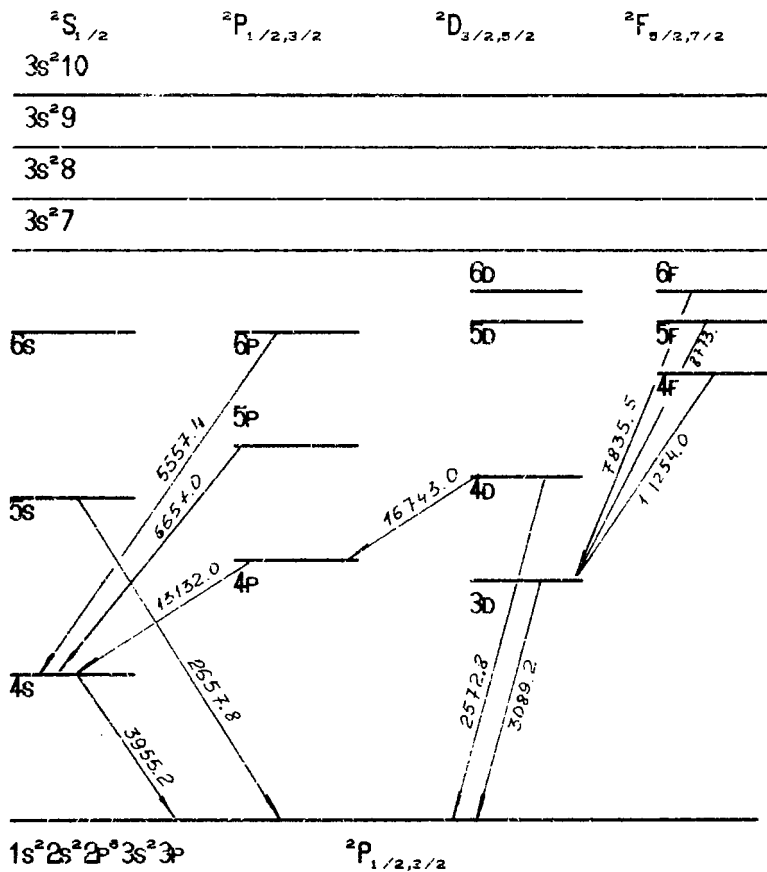
Потенциал ионизации $I = 5.986$ эВ

Рис. 5г Схема возбужденных состояний нейтрального атома Al
радиационные переходы

Потенциал ионизации $I = 18,8237$ эВ

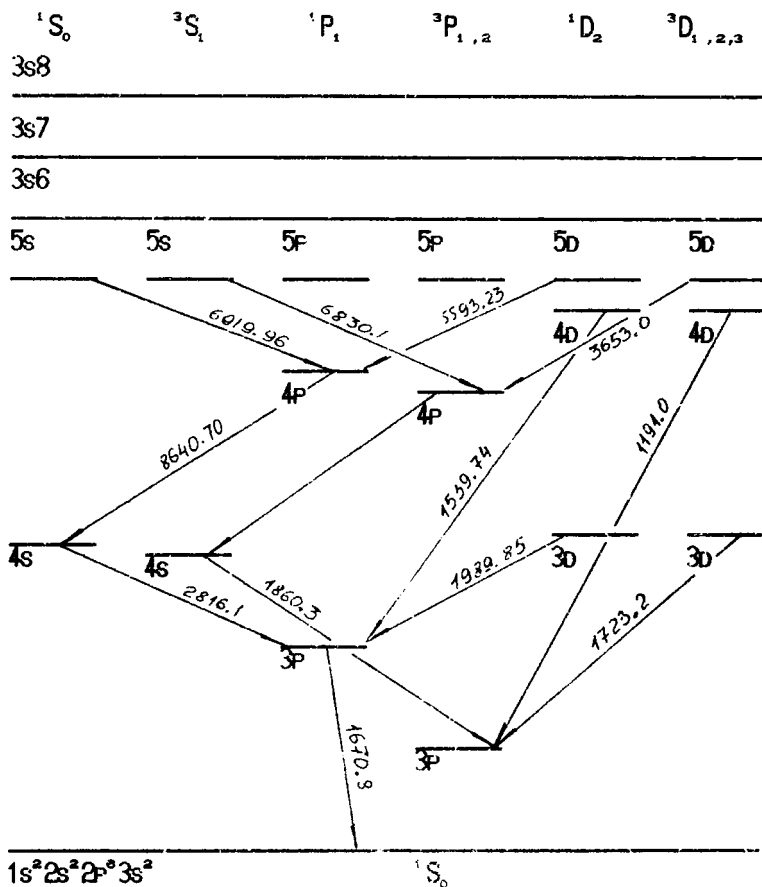


Рис. 5д Схема возбужденных состояний иона $Al, Z=1$
радиационные переходы

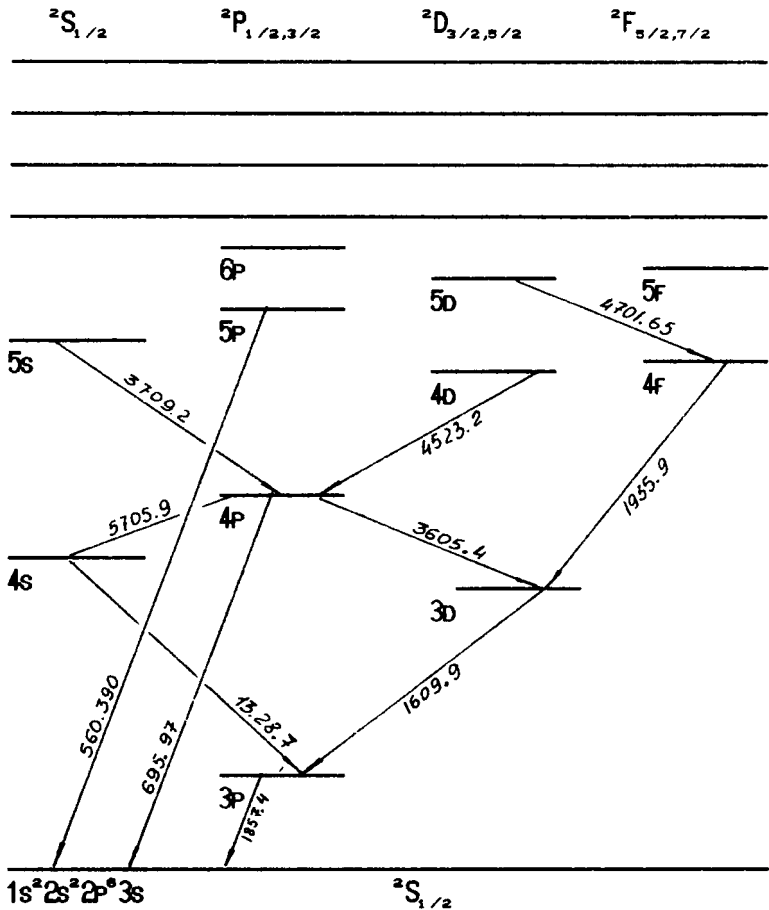
Потенциал ионизации $I = 28,44$ эВ

Рис. 5е Схема возбужденных состояний иона $Al, Z=2$
радиационные переходы

N	состояние	энергия связи	стат. вес	терм
1	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p$	0	6	${}^2S_{1/2}$
2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 4s$	3.1428	2	${}^2S_{1/2}$
3	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3d$	4.0216	10	${}^2D_{3/2, 5/2}$
4	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 4p$	4.0867	6	${}^2P_{1/2, 3/2}$
5	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 5s$	4.6729	2	${}^2S_{1/2}$
6	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 4d$	4.8270	10	${}^2D_{3/2, 5/2}$
7	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 5p$	4.9936	6	${}^2P_{1/2, 3/2}$
8	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 4f$	5.1230	14	${}^2F_{3/2, 7/2}$
9	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 (6s+6p)$	5.2992	8	${}^2S_{1/2}, {}^2F_{5/2, 7/2}$
10	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 (5d+5f)$	5.3355	10	${}^2D_{3/2, 5/2}, {}^2F_{5/2, 7/2}$
11	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 (6d+6f)$	5.5400	14	${}^2D_{3/2, 5/2}, {}^2F_{5/2, 7/2}$

Табл.1. Параметры учитываемых в модели электронных состояний нейтрального атома Al

N	состояние	энергия связи	стат. вес	терм
1	$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2$	0	1	1S_0
2	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 3p$	4.66	9	${}^3P_{1, 2}$
3	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 3p$	7.42	3	${}^1P_{1, 2}$
4	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 4s$	11.32	3	3S_1
5	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 4s$	11.82	1	1S_0
6	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 3d$	11.85	5	1D_2
7	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 3d$	11.85	15	${}^3D_{1, 2, 3}$
8	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 4p$	13.08	9	${}^3P_{1, 2}$
9	$1s^2 2s^2 2p^6 3s 4p$	13.26	3	${}^1P_{1, 2}$
10	$1s^2 2s^2 2p^6 3s (4d+4d)$	15.06	20	${}^1D_2, {}^3D_{1, 2, 3}$
11	$1s^2 2s^2 2p^6 3s (5s+$ $+5s+5p+5p+5d+5d)$	16.5	50	${}^1S_0, {}^3S_1, {}^1P_1$ $P^3_1, D^1_2, D^3_1, {}^3P_{1, 2, 3}$

Табл.2 Параметры учитываемых в модели электронных состояний иона Al, Z=1

N	состояние	энергия связи	стат. вес	терм
1	$1s^2 2s^2 2p^6 3s$	0	1	$1S_{1/2}$
2	$1s^2 2s^2 2p^6 3p$	4.66	9	$2P_{1/2, 3/2}$
3	$1s^2 2s^2 2p^6 3d$	7.42	3	$2D_{3/2, 5/2}$
4	$1s^2 2s^2 2p^6 4s$	11.32	3	$2S_{1/2}$
5	$1s^2 2s^2 2p^6 4p$	11.82	1	$2P_{1/2, 3/2}$
6	$1s^2 2s^2 2p^6 4d$	11.85	5	$2D_{3/2, 5/2}$
7	$1s^2 2s^2 2p^6 4f$	11.85	15	$2F_{5/2, 7/2}$
8	$1s^2 2s^2 2p^6 5s$	13.08	9	$2S_{1/2}$
9	$1s^2 2s^2 2p^6 5p$	13.26	3	$2P_{1/2, 3/2}$
10	$1s^2 2s^2 2p^6 (5d+5f)$	15.06	20	$2D_{3/2, 5/2}, 2F_{5/2, 7/2}$
11	$1s^2 2s^2 2p^6 6p$	16.5	50	$2P_{1/2, 3/2}$

Табл. 3 Параметры учитываемых в модели электронных состояний иона Al, Z=2

3. Скорости элементарных актов

В системе, которая представляет собой пар атомарного алюминия, происходит большое число различных элементарных актов, совокупность которых определяет характер протекающих процессов. В данной работе их число ограничено. Рассматриваются те реакции, которые в заданном диапазоне интенсивностей лазерного излучения и температур компонент системы, дают наибольший количественный вклад в протекающие процессы. Из радиационных переходов учитывались лишь те, которые дают наиболее представленные линии в спектре излучения [8]

а). Скорости спонтанного радиационного распада возбужденных электронных состояний

$$Al_n \xrightarrow{a_{nm}} Al_m + \hbar\omega \quad (2)$$

определяются через силы осцилляторов [9].

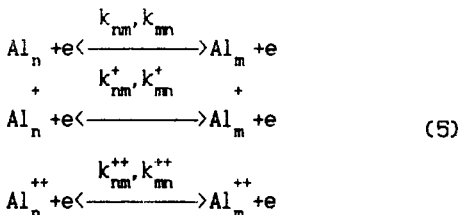
$$a_{mn} = 8 \cdot 10^5 \left\{ \frac{\Delta E_{mn}}{Ry} \right\}^2 \frac{g_n}{g_m} f_{nm} \quad (3)$$

Силы осцилляторов f_{nm} брались из таблиц [10]. Если данные по ним отсутствуют, то f_{nm} оценивались по водородоподобному дипольному моменту

$$f_{nm}^{(A)} = f_{nn}^{(H)} \frac{\Delta E_{nn}^{(AD)} g_n^{(H)}}{\Delta E_{nn}^{(H)} g_m^{(AD)}} \quad (4)$$

где индекс H означает водород.

б). Скорости возбуждения и тушения электронных состояний при неупругом столкновении атома или иона с электроном



определялись по формуле Ван-Режемортера [11].

$$k_{nm} = 1.58 \cdot 10^{-5} \frac{f_{nm}}{\Delta E_{nm}^2 \sqrt{T_e}} \exp \left\{ \frac{\Delta E_{nm}^Z}{T_e} \right\} Q_{nm} \quad (6)$$

где Q - фактор Меве

$$Q_{nm} = A + C x_{nm} + (B x_{nm} - C x_{nm}^2 + D) \exp \left\{ \frac{\Delta E_{mn}}{T_e} \right\} Ei$$

$$x_{nm} = \Delta E_{nm} / T_e$$

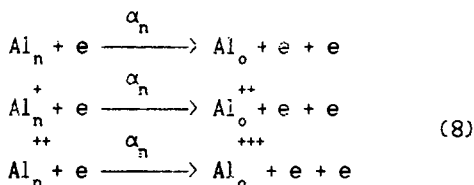
Ei - интегральная экспонента

A, B, C, D - аппроксимационные параметры, значения которых задавались согласно [7]

величины скоростей обратных переходов вычислялись из соотношения детального баланса (предполагается максвелловское распределение электронов по энергии)

$$k_{mn} = k_{nm} \frac{g_m}{g_n} \exp(- x_{mn}) \quad (7)$$

с). Коэффициент скорости ионизации основного и возбужденных состояний нейтрального атома и двух первых ионов

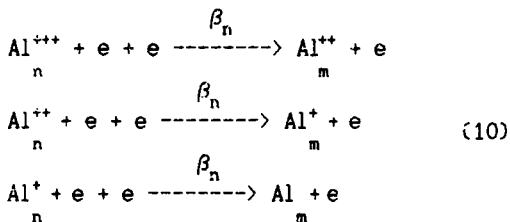


вычислялся в приближении Лотца [12]

$$\alpha_n = 3.14 \cdot 10^{-6} \frac{\xi_n Ei}{T_e^{3/2} x_n} \exp(-x_n) \quad (9)$$

где ξ_n число эквивалентных электронов на уровне n
 $x_n = I_n / T_e$, I_n - потенциал ионизации уровня n

d). Константа скорости трехчастичной рекомбинации (третья частица - электрон)



вычислялась из соотношения детального баланса

$$\beta_n = \alpha_n 1.65 \cdot 10^{-12} \frac{g_n}{\sum_1 T_e^{3/2}} \exp(-x_n) \quad (11)$$

где \sum_1 - стат. сумма иона

g_n - стат. вес уровня иона, образующегося в результате рекомбинации

е). Для более корректного перехода от дискретного к непрерывному энергетическому спектру все уровни с $n > 10$ объединялись в ионизационный квазиконтинуум. Численно он учитывался в виде поправок к скоростям ионизации и рекомбинации

$$\tilde{\beta}_n = \beta_n + \beta_n^i$$

$$\tilde{\alpha}_n = \alpha_n + \alpha_n^i$$

β_n^i - скорость прихода электронов из квазиконтинуума на уровень n
 α_n^i - скорость ухода электронов с уровня n в квазиконтинуум [13]

$$\text{где } \beta_n^i = 6.4 \cdot 10^{-12} \frac{n_1 x_1^2}{g_e \sum_1 T_e^3} \exp(x_1) (\Phi(x_1) - \Phi(x_j)) \quad (11)$$

$$\Phi(x) = \frac{e^{-x}}{6} \left[\frac{-2 + x - x^2}{x^3} + \text{Ei}(x) \left[1 - \frac{9}{x^3} \right] \right]$$

n_1 - главное квантовое число уровня, начиная с которого распределение считается квазинепрерывным.

Значение x_j вычислялось как $x_j = x_1 - \frac{E_{n_1}}{T_e}$ где E_{n_1} энергия

ионизации нижней границы квазиконтинуума.

$$\alpha_n^i = \beta_n^i 6.06 \cdot 10^{12} T_e^{3/2} e^{-x_1} \frac{\sum_1}{g_n} \quad (12)$$

Далее в качестве коэффициентов ионизации и рекомбинации используются значения $\tilde{\alpha}_n, \tilde{\beta}_n$ (Знак \sim опускается)

4. Система уравнений

Поуровневая кинетика нейтрального атома и ионов (рис.1-3), определяемая элементарными реакциями (2,5,8,10), а также энергообмен и затраты описываются системой нелинейных дифференциальных уравнений, имеющих вид:

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = R_i + S_i - A_i \quad ; \quad i=1 \dots 11 \quad (13)$$

$$\frac{\partial N_i^+}{\partial t} = R_i^+ + S_i^+ - A_i^+ \quad ; \quad i=1 \dots 11 \quad (14)$$

$$\frac{\partial N_i^{++}}{\partial t} = R_i^{++} + S_i^{++} - A_i^{++} \quad ; \quad i=1 \dots 11 \quad (15)$$

$$\frac{\partial N^{+++}}{\partial t} = - \sum_{i=1}^{11} S_i^{++} \quad (16)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = - \sum_{i=1}^{11} [S_i + S_i^+ + S_i^{++}] \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{3}{2} N_e T_e \right] = & \left\{ G \mu - 3 \frac{M_a}{m_e} (T_e - T_g) \right\} (\gamma_{en} + \gamma_{ei}) N_e + \\ & + \sum_{i=1}^{11} (Q_i^+ + Q_i^{++} + Q_i^{+++} + \tilde{Q}_i^+ + \tilde{Q}_i^{++} + \tilde{Q}_i^{+++}) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{3}{2} N_g T_g \right] = - 3 \frac{M_a}{m_e} (T_e - T_g) (\gamma_{en} + \gamma_{ei}) N_e \quad (19)$$

Смысл входящих в систему обозначений следующий:

i, j - номера энергетических уровней (соответствие между номерами и электронными конфигурациями приведено в табл. 1-3).

z - индекс, определяющий тип частицы (нейтральный атом, 1, 2, 3-хкратно ионизованный атом)

N_i^z - населенность i -го уровня z -ой частицы

ΔE_{ij}^z - разность между энергиями связи i -го и j -го состояния z -ой частицы

T_e - температура электронной компоненты

T_g - температура тяжелой компоненты

M - масса атома алюминия

N_g - суммарная плотность нейтральных атомов и ионов

G - интенсивность падающей волны

R_i^z - член, определяющий скорость изменения населенности i -го состояния z -ой частицы за счет столкновительных переходов

$$R_i^z = N_e \sum_{j \in \Omega_1} \left(k_{ji}^z N_j^z - k_{ij}^z N_i^z \right)$$

где множество $\{ \Omega_1 \}$ состоит из номеров состояний, переход в которые из i -го состояния разрешен правилами отбора для переходов под действием неупругих столкновений с электронами (эти переходы изображены на рис. 1-3)

S_i^z - член, определяющий скорость изменения населенности i -го состояния z -ой частицы за счет процессов ионизации электронным ударом и трехчастичной рекомбинации

$$S_i^z = \left[\beta_i^z N_e N^{z+1} - \alpha_i^z N_i^z \right] N_e$$

A_i^z - скорость изменения населенности i -го состояния z -ой частицы вследствие спонтанного радиационного распада

$$A_i^z = a_i^z N_i^z$$

Члены Q_i^z , \dot{Q}_i^z учитывают энергообмен между электронной и

"тяжелой" компонентой за счет неупругих реакций возбуждения, тушения, ионизации и рекомбинации

$$Q_i^Z = \sum_{j \in \Omega_i} |\Delta E_{ij}^Z| \left[k_{ji}^Z N_j^Z - k_{ij}^Z N_i^Z \right] N_e$$

$$\dot{Q}_i^Z = \left[I_i^Z - \Delta E_i^Z \right] \left[\beta_i^Z N_i^Z N_e - \alpha_i^Z N^{Z+1} \right]$$

$$N^{Z+1} = \sum_{i=1}^{11} N_i^{Z+1}$$

γ_{ei} , γ_{en} - частоты упругих электрон-ионных и электрон-нейтральных столкновений соответственно.

$$\gamma_{en} = \bar{v}_e \sigma_y \sum_{j=1}^{11} N_j, \quad \bar{v}_e = 6.7 \cdot 10^7 \sqrt{T_e}, \quad \sigma_y = \frac{10^{-18}}{\sqrt{T_e}}$$

где \bar{v}_e средняя скорость теплового движения электронов
 σ_y сечение упругих столкновений

$$\gamma_{en} = 2.1 \cdot 10^{-8} \sum_{j=1}^{11} N_j$$

$$\gamma_{ei} = \frac{3.6 \cdot 10^{-8}}{T_e} \sum_{j=1}^{11} \left[N_j^+ + N_j^{++} + N_j^{+++} \right]$$

μ - параметр, определяющий долю энергии, набираемую электроном в результате обратного тормозного эффекта за один акт столкновения

$$\mu = \frac{4 \pi e^2}{m_e c (\omega^2 + \gamma^2)}$$

Концентрации ионов и электронов, получаемые из (13)-(19) сравнивались с равновесными значениями, для определения которых использовалась нелинейная система уравнений Саха с T_i где $i = e, g$, которая имеет следующий вид [7]

$$\frac{N_e N_i^+}{N} = \frac{g_e \Sigma_i^+}{\Sigma} \left[\frac{m_e T_i}{2 \pi h} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{I}{T_i} \right] \quad (20)$$

$$\frac{N_e N_i^{++}}{N_i^+} = \frac{g_e \Sigma_i^{++}}{\Sigma_i^+} \left[\frac{m_e T_i}{2 \pi h} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{I^+}{T_i} \right] \quad (21)$$

$$\frac{N_e N_i^{+++}}{N_i^{++}} = \frac{g_e \Sigma_i^{+++}}{\Sigma_i^{++}} \left[\frac{m_e T_i}{2 \pi h} \right]^{3/2} \exp \left[- \frac{I^{++}}{T_i} \right] \quad (22)$$

где: Σ , Σ_i - стат. суммы атома и соответствующего иона
 I - потенциал ионизации частицы

§ 3 АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Основной целью моделирования являлось определение с помощью математической модели (13)-(19) динамики оптического пробоя и соответствующих ему численных значений концентраций различных компонент системы, плотности заселения возбужденных состояний частиц и температур этих компонент при отсутствии в системе термодинамического равновесия. Основные параметры воздействия выбирались следующие:

а). Длина волны излучения $\lambda = 1.06$ мкм

б). Интенсивность излучения $G = 5 \cdot 10^7 - 10^9$ Вт/см²

в). Длительность прямоугольного импульса $\tau = 1 - 1000$ мкс

Начальные данные для системы (13) - (19) определялись из соотношений (1) через температуру поверхности конденсированной среды, значения которой задавались равными:

$$T_s = 0.3, 0.45, 0.6 \text{ эВ}$$

Согласно этим соотношениям, в предположении наличия термодинамического равновесия, определялась температура на внешней стороне кнудсеновского слоя. Начальные условия для концентрации частиц в возбужденных состояниях определялись из распределения Больцмана.

Кроме того, на каждом временном шаге решения системы (13) - (19) для определения равновесных концентраций атомов и ионов при различных температурах равновесия (T_e и T_g), итерационным методом [4] решалась система уравнений Саха (20)-(22)

Основываясь на результатах проведенного математического моделирования процесс перехода системы от изначально холодного слабоионизованного пара к полностью ионизованной плазме можно разделить на несколько характерных временных этапов, отличительной особенностью каждого из них является величина отношения частот электрон - нейтральных и электрон - ионных столкновений ($\xi = \gamma_{en}/\gamma_{ei}$). На начальном этапе параметр $\xi \gg 1$ что соответствует состоянию слабоионизованного пара. Энергия электромагнитной волны поглощается электронной компонентой за счет обратного тормозного эффекта, что приводит к быстрому росту электронной температуры (рис. 1а). Возникающий на этом этапе отрыв электронной температуры от температуры тяжелой компоненты обусловлен малостью отношения m_e/M_a . Если скорость набора энергии электроном превышает скорость ее потерь при упругих столкновениях, то происходит рост концентраций атомов (рис. 1д) и ионов (рис. 1е) в возбужденных состояниях и последующая их ионизация электронным ударом, что в свою очередь, приводит к возрастанию доли заряженных частиц и, как следствие, к увеличению частоты кулоновских столкновений γ_{ei} (рис. 1б). На рис. 1в-г пунктирными линиями изображены зависимости равновесных концентраций с температурами равновесия T_e и T_g . Отличие расчетных зависимостей от равновесных позволяет утверждать, что процессы в начальной стадии взаимодействия пара с излучением имеют существенно неравновесный характер. Неравновесность обусловлена запаздыванием во времени процесса развития электронной лавины что в свою очередь связано с конечным временем заселения возбужденных состояний частиц. По мере роста концентраций электронов и ионов происходит выравнивание температур различных компонент и протекающие процессы количественно приближаются к равновесным (рис. 2 в-ж). Если интенсивности волны излучения недостаточно для преодоления электроном зоны упругих потерь, то в системе не происходит развития электронной лавины (рис. 3 а-г). Расчеты показывают, что при

температуре поверхности мишени $T_s = 0.3$ эВ пороговая интенсивность излучения $G_0 \approx 5 \cdot 10^7$ Вт/см². При увеличении начальной температуры поверхности мишени до $T_s = 0.45$ эВ пороговая интенсивность уменьшается до $1 \cdot 10^7$ Вт/см². Неравновесный характер протекающих процессов в этом случае (рис. 3в) обусловлена теми же причинами, что и в случае $G > G_0$. Отличием является то, что плотность заселения возбужденных состояний (рис. 3г) недостаточна для начала процесса ступенчатой ионизации.

В данной работе под термином "оптический пробой" подразумевается совокупность процессов, протекающих в момент времени, характеризующийся $\xi \geq 1$. Время, необходимое для выравнивания частот (время пробоя), зависит от начальных данных (электронной температуры, концентрации электронов, ионов и атомов) интенсивности падающей волны. Расчитанные для различных начальных данных зависимости времени пробоя от интенсивности излучения приведены на рис. 4. Более детально процессы, происходящие в момент оптического пробоя представлены на рис. 2(а-к). Характерной особенностью этих процессов является сравнительно короткое время протекания (для предлагаемых на рис. 1-2 начальных условиях $\approx 8 \cdot 10^{-8}$ с) и высокая скорость. За счет ступенчатого возбуждения из основного состояния нейтрального атома происходит интенсивное заселение его высоковозбужденных энергетических уровней (рис. 2з). По достижении некоторой критической плотности заселения этих состояний и в связи с ростом температуры начинают преобладать процессы ионизации, обуславливая резкий спад населенностей возбужденных состояний и рост однократно ионизированных атомов в основном состоянии. (рис. 2 з-и) Аналогичные процессы (с некоторым временем запаздывания) происходят в ионе Al²⁺ (рис. 2и) и в Al³⁺ (рис. 2к). В результате этих процессов наиболее представленным в системе становится ион Al⁴⁺, частота электрон - нейтральных столкновений падает (рис. 2е) т.е. $\xi \gg 1$ что позволяет идентифицировать состояние системы как полностью ионизованная плазма.

Заключение

Математическое моделирование показало:

-оптический пробой паров металла представляет собой некоторое сильно неравновесное переходное состояние от частичноионизованного пара с $\gamma_{ei} \ll \gamma_{en}$ к сильно или полностью ионизованной плазме с $\gamma_{ei} \gg \gamma_{en}$ с распределением, близким к Саха-Больцмановскому. Неравновесность процесса определяется диссипацией энергии лазерного излучения электронной компонентой и не зависит от того, находится ли частичноионизованный пар в начальный момент времени в состоянии термодинамического равновесия, как в рассматриваемом случае или нет.

-в основе оптического пробоя лежит явление каскадной ионизации атомов и электронов, адекватное описание которого, особенно при наличии пространственных эффектов, должно осуществляться в рамках ударно- излучательной модели.

-по интенсивности лазерного излучения оптический пробой носит резко выраженный пороговый характер. Пороговое значение G во многом зависит от начальных данных задачи.

Список литературы

- 1). Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. -М.: Наука, 1974. -
- 2). Баргунов А.И., Бункин Ф.В., Конов В.И., Любин А.А. Исследование низкопорогового пробоя газов вблизи поверхности твердых мишеней излучением CO_2 лазера //ЖЭТФ. -1974. -т.66, вып.3. с.965-981
- 3). Бондаренко А.В., Голубев В.С., Даньшиков Е.В., Лебедев Ф.В. и др. Ионизационно - тепловой пробой воздуха у поверхности металлов, облучаемых CO_2 лазером //ДАН СССР. -1980. -т.253, N4, -с.867-870
- 4). Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Явохин А.Н. Теория и расчет стационарного оптического пробоя атмосферных газов вблизи поверхности тугоплавких металлов. //Физика плазмы. -1983. -т.9, вып.2 -с.434-440
- 5). Мажукин В.И., Углов А.А., Четверушкин Б.Н. Моделирование пробоя плотного молекулярного газа лазерным излучением вблизи металлической поверхности //ДАН СССР. 1979. -т.246, N6, -с.1338-1342
- 6). Абрамов В.А., Коган В.И., Лисица В.С. Перенос излучения в плазме. -В кн.: Вопросы теории плазмы. Вып.12 М.: Энергоиздат, 1982, с.114
- 7). Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесной плотной плазме -М.: -Энергоатомиздат, 1986.
- 8). Стриганов А.Р., Светлицкий Н.С., Таблицы спектральных линий нейтральных и ионизованных атомов. -М.: -Атомиздат. -1966. -900с.
- 9). Зайдель А.И., Прокофьев В.К., Райский С.М. и др. Таблицы спектральных линий М.: Наука 1977. -798с.
- 10). Wiese W.L., Smith M.W., Glenon B.M. -Atomic transition probabilities, NSS, Washington, 1966.
- 11). Van-Regemorter H. -Astrophys. J., 1962, v.136, p.906
- 12). Lotz W. -Astrophys. J. Suppl., 1967, v.15, p.207-214

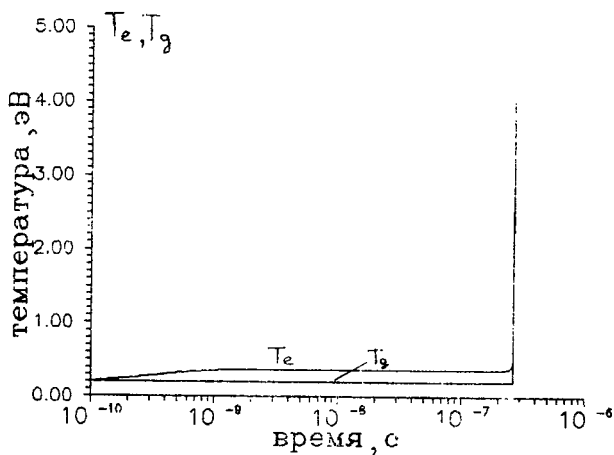


Рис. 1а

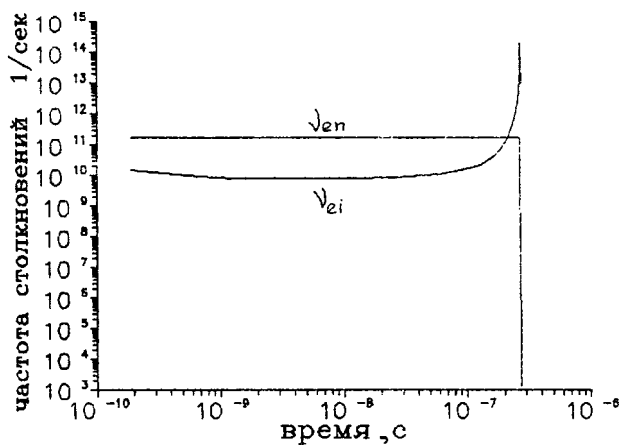


Рис. 1 б

а). Зависимость температуры T_e и T_g от времени при $N_0 = 8.16 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_g = 0.201 \text{ эВ}$, $G = 10^9 \text{ Вт/см}^2$

б). Зависимость частот электрон-нейтральных и электрон-ионных столкновений от времени при тех же начальных условиях

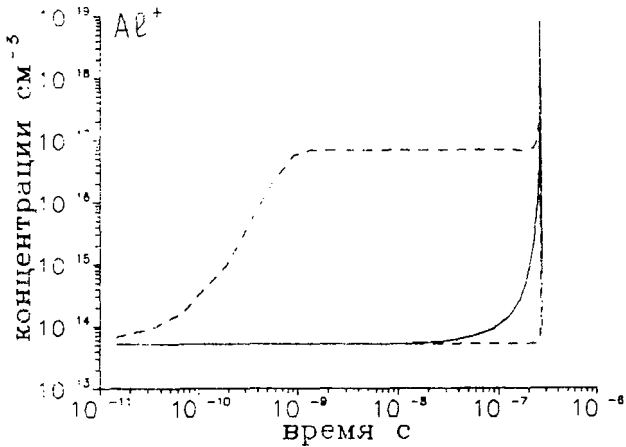


Рис.1в

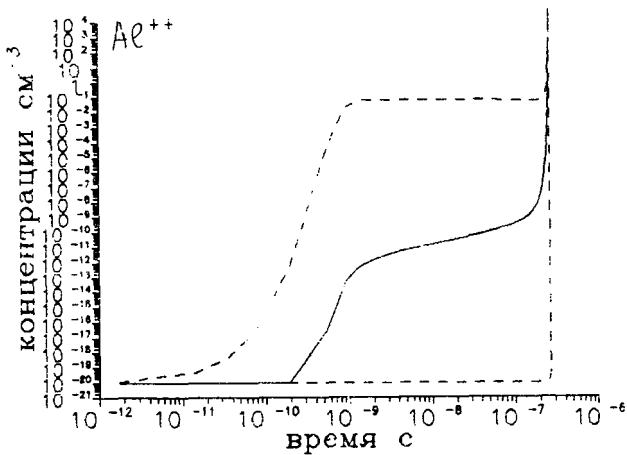
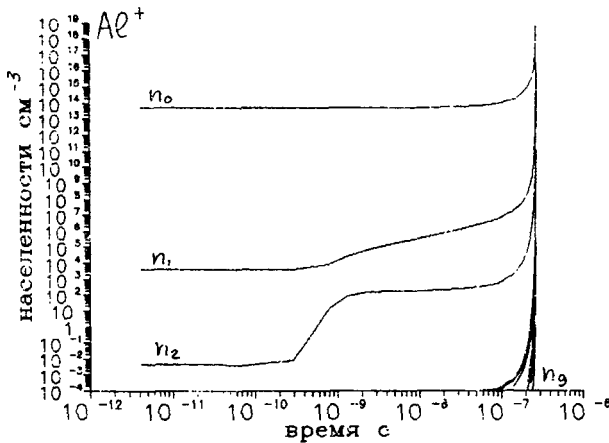
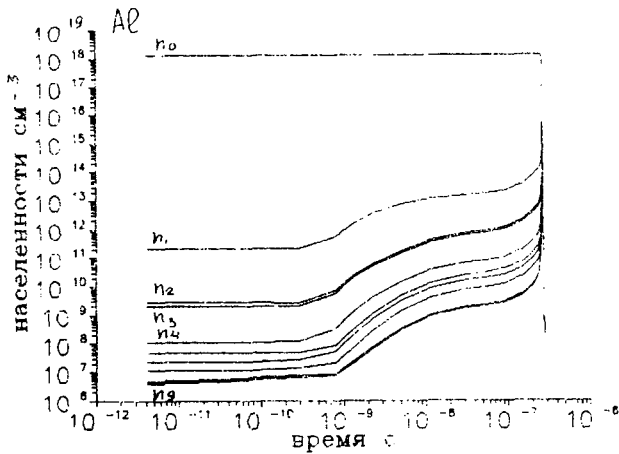


Рис.1г

Зависимость концентраций ионов с $Z=1$ (в) и с $Z=2$ (г) от времени при $G=10^9 \text{Вт}/\text{см}^2$ (начальные условия те же, что и на рис.1а). Пунктиром изображены равновесные концентрации с температурами T_e и T_g



Динамика изменения населенностей основного (n_0) и возбужденных состояний (n_1) нейтрального атома (д) и иона $Z=1$ (е) при $G=10^9$ Вт/см² (начальные условия те-же, что и на рис.1а)

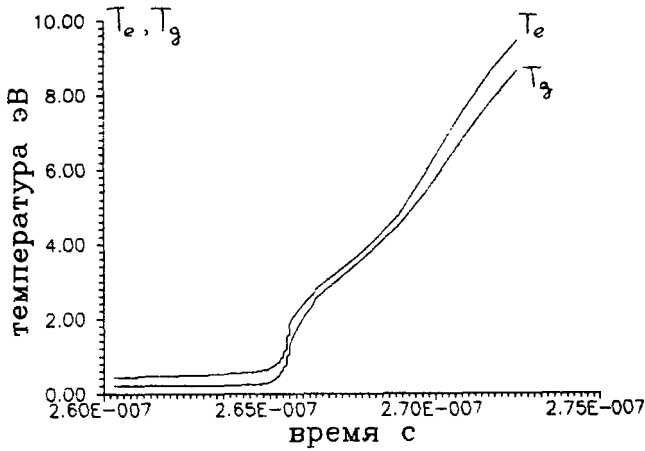


Рис.2а

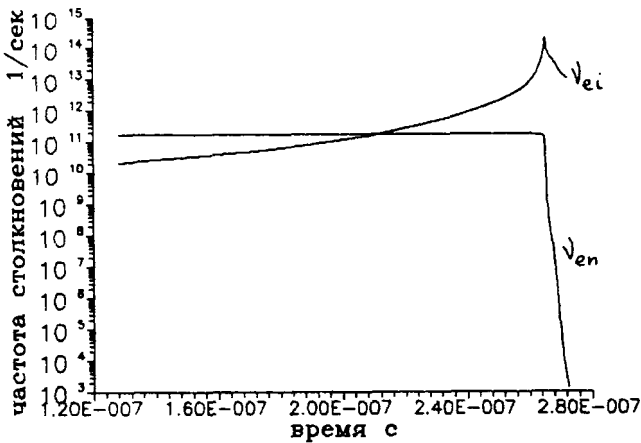


Рис.2б

а). Зависимость температуры T_e и T_g от времени при $N_0=8.16 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e=T_g=0.201 \text{ эВ}$, $G=10^9 \text{ Вт/см}^2$

б). Зависимость частот электрон-нейтральных и электрон-ионных столкновений от времени при тех же начальных условиях

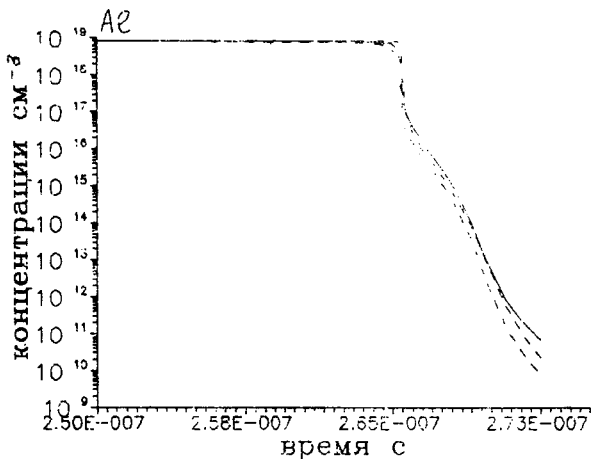


Рис.2в

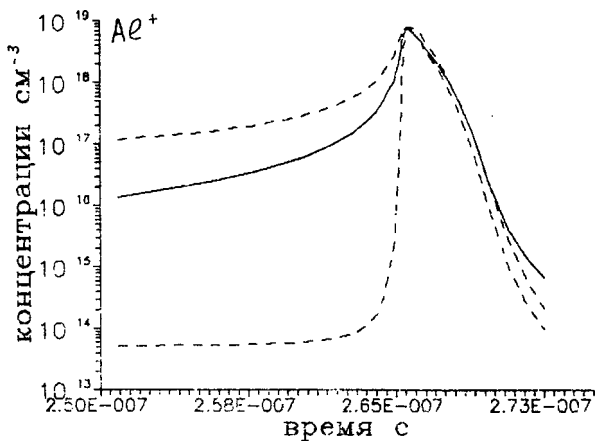


Рис.2г

Зависимость концентраций нейтральных атомов (в) и ионов с $Z=1$ (г) от времени при $G=10^9 \text{ Вт/см}^2$ (начальные условия те же, что и на рис.1а~). Пунктиром изображены равновесные концентрации с температурами T_e и T_g

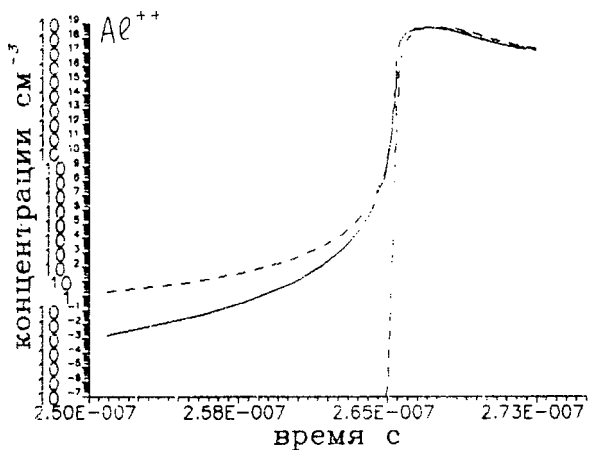


Рис.2д

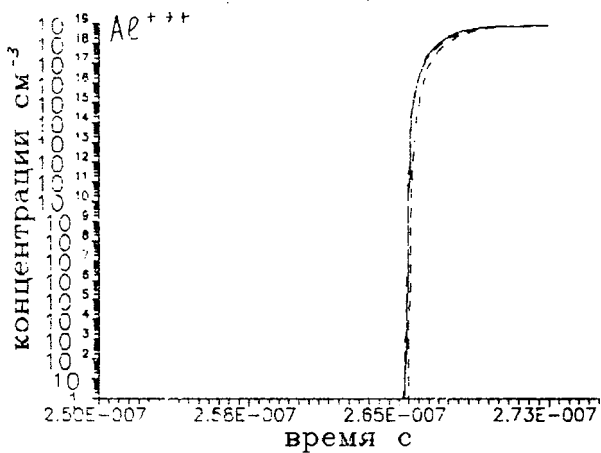


Рис.2е

Зависимость концентраций ионов с $Z=2$ (д) и ионов с $Z=3$ (е) от времени при $G=10^9$ Вт/см² (начальные условия те же, что и на рис.1а). Пунктиром изображены равновесные концентрации с температурами T_e и T_g

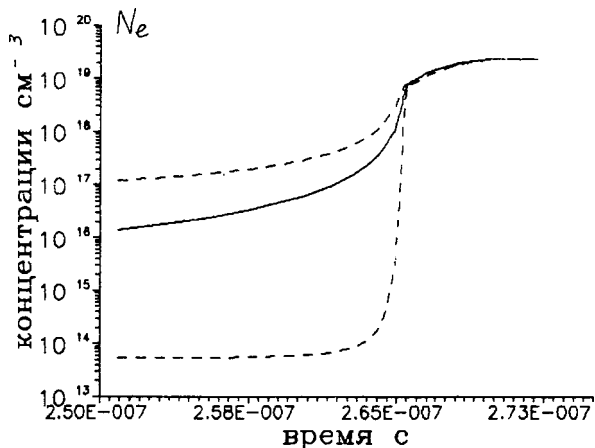


Рис.2ж

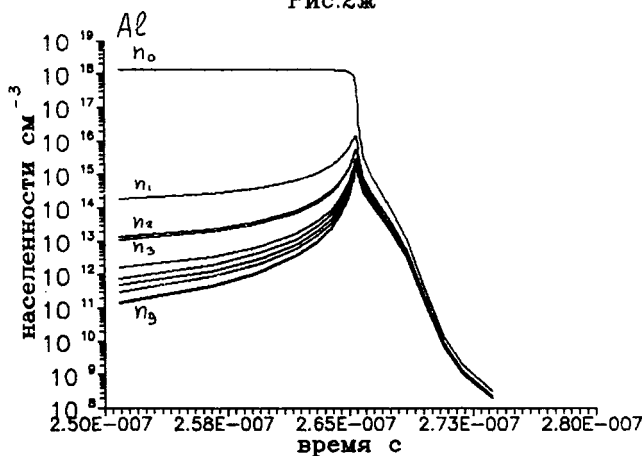


Рис.2з

Зависимость концентрации электронов (ж) и возбужденных состояний атома (з) от времени при $G=10^9 \text{Вт}/\text{см}^2$ (начальные условия те же, что и на рис.2а). Пунктиром изображены равновесные концентрации электронов с температурами T_e и T_g

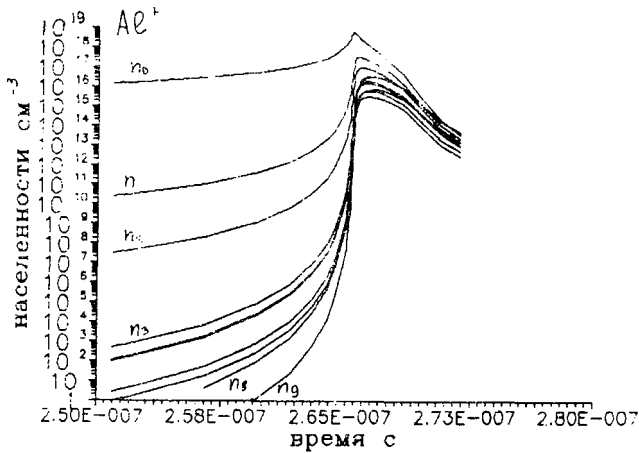


Рис.2и

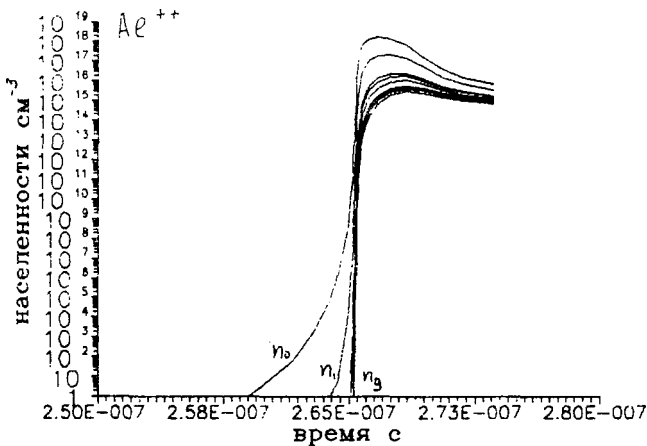


Рис.2к

Динамика изменения населенностей основного (n_0) и возбужденных состояний (n_i) иона $Z=2$ (и) и иона с $Z=3$ (к) при $G=10^9$ Вт/см² (начальные условия те-же, что и на рис.1а)

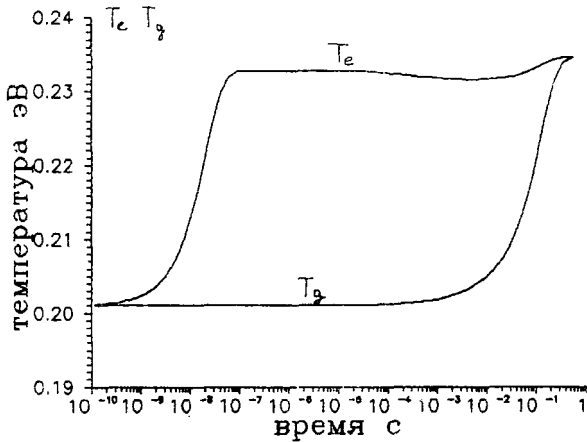


Рис.3а

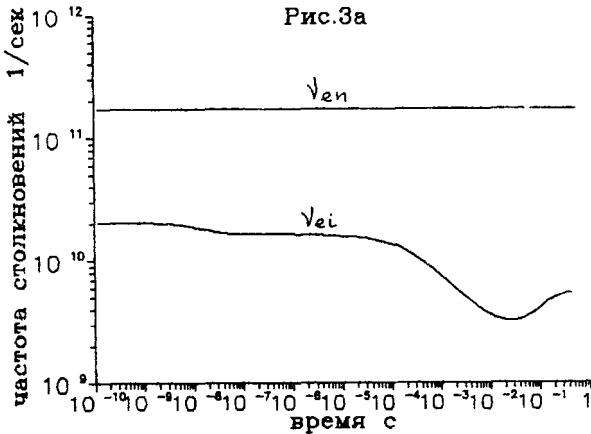


Рис.3б

- а). Зависимость температуры T_e и T_g от времени при $N_0 = 8.16 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_g = 0.201 \text{ эВ}$, $G = 5 \cdot 10^{17} \text{ Вт/см}^2$
- б). Зависимость частот электрон-нейтральных и электрон-ионных столкновений от времени при тех же начальных условиях

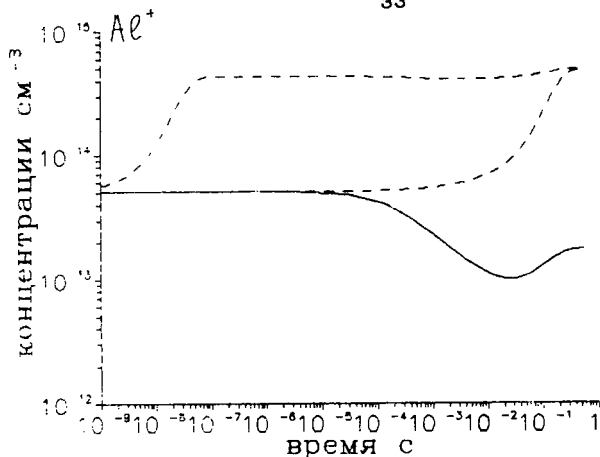


Рис.3в

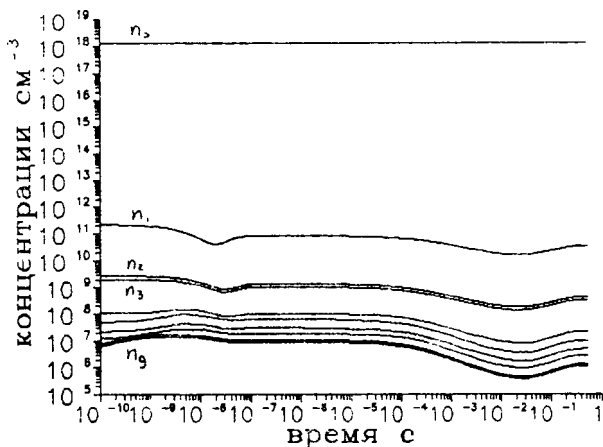


Рис.3г

Зависимость концентраций ионов с $Z=1$ (v) и населенностей основного и возбужденных состояний атома (r) от времени при $G=5 \cdot 10^7$ Вт/см² (начальные условия те же, что и на рис.3а). Пунктиром изображены равновесные концентрации с температурами T_e и T_g

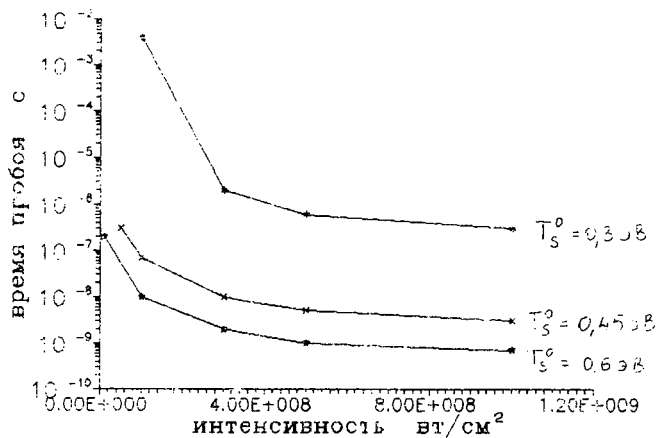


Рис.4

Зависимость времени оптического пробы от интенсивности при различных начальных условиях