

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Л. Хомкин, Б. П. Шелюхаев, Ионизационное равновесие и баланс энергии электронов в атомарном газе с примесью паров металла при взаимодействии с лазерным лучом, *ТВТ*, 1988, том 26, выпуск 6, 1066–1071

<https://www.mathnet.ru/tvt4496>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

21 мая 2025 г., 15:55:07



УДК 533.932

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ И БАЛАНС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМАРНОМ ГАЗЕ С ПРИМЕСЬЮ ПАРОВ МЕТАЛЛА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ

Хомкин А. Л., Шелюхаев Б. П.

Решена модельная задача о распределении концентрации и температуры электронов в атомарном газе с легкоионизируемой присадкой, через который распространяется лазерный луч. Установлен пороговый характер зависимости концентрации электронов от их температуры, связанный с локальным характером поглощения энергии. Проводится сравнение с результатами численных расчетов аналогичной задачи и экспериментов по низкопороговому пробою.

Действие лазерного излучения достаточно большой интенсивности на газовую среду может вызывать ее ионизацию, особенно если в составе атомарной среды содержится примесь паров металла, обладающих относительно низким потенциалом ионизации. Исследование ионизационного равновесия и баланса энергии электронов среды, взаимодействующей с лучом лазера, представляет интерес для целого ряда прикладных задач: лазерная обработка поверхностей, прохождение лазерного излучения через различные среды и т. д.

В [1] численным методом решалась стационарная задача о прохождении лазерного луча в смеси атомарного газа и паров металла, нагретой до некоторой температуры T_w . В цилиндрической геометрии были найдены радиальные распределения концентрации и температуры электронов в зависимости от интенсивности лазерного излучения. Показано, что амбиполярная диффузия зарядов из области поглощения лазерного излучения приводит к скачкообразному изменению концентрации электронов в зависимости от их температуры. Существование скачка определяется малостью отношения частоты ионизации атомов металла на оси луча к частоте диффузии электронов из области энергопоглощения в начальном состоянии. Естественно ожидать, что при любой другой геометрии области энергопоглощения и при выполнении того же условия будет иметь место аналогичная скачкообразная зависимость концентрации электронов от их температуры.

В данной работе с учетом всех основных факторов, определяющих концентрацию и температуру электронов, рассмотрена плоская модельная задача о распространении узкого лазерного луча (размер луча меньше размера зоны прогрева) в атомарном газе с легкоионизируемой присадкой.

1. Основные уравнения. Рассмотрим среду, состоящую из атомарного газа с примесью атомов металла, находящуюся при температуре T_w и давлении P . Концентрацию металла считаем фиксированной и равной n_m . По этой среде распространяется плоский лазерный луч интенсивности S , имеющий размер R . В квазистационарном режиме энергия лазерного излучения поглощается электронами при их столкновениях с атомами основного газа, что приводит к росту электронной температуры T_e и ионизации в первую очередь паров металла. Свою энергию электроны теряют за счет электронной теплопроводности в упругих столкновениях с атомами основного газа и неупругих столкновениях с атомами металла. Концентрация электронов в среде определяется балансом процессов ионизации, рекомбинации и амбиполярной диффузии. Достаточно подробно границы применимости такого описания обсуждаются в [1, 2]. Одномерные уравнения для концентрации электронов n_e , их температуры T_e и гранич-

ные условия задачи имеют вид (ось X перпендикулярна плоскости лазерного луча)

$$\frac{d}{dx} \left(D_a \frac{dn_e}{dx} \right) + n_e (n_m - n_e) \beta - \alpha n_e^3 = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{5}{2} n_e D_e \frac{dT_e}{dx} \right) - \frac{3}{2} \delta \nu n_e (T_e - T_w) - JE + \varepsilon_\omega \nu n_e \theta_h (R - x) = 0, \quad (2)$$

$$\left. \frac{dn_e}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad n_e|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow n_w, \quad (3)$$

$$\left. \frac{dT_e}{dx} \right|_{x=0} = 0, \quad T_e|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow T_w, \quad (4)$$

где n_w — равновесная концентрация электронов при $T_e = T_w$; D_a , D_e — коэффициенты амбиполярной и электронной диффузии; β , α — коэффициенты ионизации и рекомбинации атомов металла; δ — коэффициент упругих потерь; ν — частота упругих столкновений электронов с атомами газа; E — энергия возбуждения; $J = n_e (n_m - n_e) \beta - \alpha n_e^3$; $\theta_h(x)$ — функция Хевисайда; $\varepsilon_\omega = 4\pi S e^2 / mc (\omega^2 + \nu^2)$ — энергия, приобретаемая электроном в поле лазерного излучения в одном столкновении с атомом основного газа; ω — частота лазерного излучения.

Поскольку в задаче рассматривается достаточно тонкий лазерный луч, такой, что внутри него $n_e(x)$ и $T_e(x)$ допустимо считать постоянными и равными их значениям на оси, то сам тонкий источник тепла можно заменить граничным условием для внешней области. Кроме того, можно пренебречь неупругими потерями, потому что, как будет видно далее, в допробойном состоянии J мало в силу малости начальной концентрации электронов n_w , а после пробоя в состоянии ионизационного равновесия $J = 0$.

Таким образом, уравнение баланса энергии электронов (2) и граничные условия (4) для него примут вид

$$\frac{d}{dx} \left(n_e \frac{dT_e}{dx} \right) = \frac{3\delta\nu}{5D_e} n_e (T_e - T_w), \quad (5)$$

$$\left. \frac{dT_e}{dx} \right|_{x=0} = - \frac{2\varepsilon_\omega \nu R}{5D_e}, \quad T_e|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow T_w. \quad (6)$$

2. Решение уравнений баланса числа частиц и энергии. Для решения системы уравнений (1), (5) с граничными условиями (3), (6) рассмотрим пробные профили концентрации $n_e(x)$ и температуры $T_e(x)$ электронов, удовлетворяющие граничным условиям

$$n_e(x) = \Delta n e^{-\alpha x^2} + n_w, \quad n_0 = \Delta n + n_w,$$

$$T_e(x) = \Delta T e^{-\gamma x} + T_w, \quad T_0 = \Delta T + T_w.$$

Четыре неизвестные константы Δn , α , ΔT , γ определим из условий

а. Профиль $n_e(x)$ удовлетворяет уравнению (1) в начале координат

$$\Delta n = \frac{\beta(T_0)}{2\alpha D_a} \left[n_0 (n_m - n_0) - \frac{n_0^3}{K(T_0)} \right], \quad (7)$$

где $K(T_0) = (2\pi m T_0)^{3/2} 2g_i \exp(-I/T_0) / h^3 g_a$ — константа ионизационного равновесия паров металла с потенциалом ионизации I и статвесами атома и иона g_a и g_i .

б. Профиль $T_e(x)$ удовлетворяет граничному условию (6) в начале координат

$$\Delta T = \frac{2\varepsilon_\omega \nu R}{5D_e \gamma}. \quad (8)$$

в. Интегралы от обеих частей уравнения (5) в пределах $0 \leq x \leq \infty$

$$\frac{2\varepsilon_0 R \gamma}{3\delta} n_0 = \int_{T_w}^{T_0} n_e(T_e) dT_e. \quad (9)$$

г. Интегралы от обеих частей уравнения (1) по некоторой области $0 \leq x \leq x_1$ равны.

Из физических соображений выбрана область, в которой амбиполярная диффузия играет основную роль, препятствуя установлению ионизационного равновесия.

Для рассматриваемой зависимости $n_e(x)$ координата $x_1 = 1/\sqrt{2\alpha}$ и соответствует условию $d^2 n_e/dx^2 = 0$, при этом $n_1 = \Delta n / \sqrt{e + n_w}$, $T_1 = \Delta T e^{-\gamma/\sqrt{2\alpha}} + T_w$.

В процессе интегрирования сделаны следующие упрощающие предположения. Константу рекомбинации α , степенным образом зависящую от T_e , примем в этом интервале постоянной и равной ее значению при $T_e = T_1$

$$\alpha(T_1) = \beta(T_1) (n_m - n_1) / n_1^2.$$

Полагая, как и в [1], что ионизация носит ступенчатый характер, воспользуемся для нее известным соотношением [3]

$$\beta(T_e) = 1,73 \cdot 10^{-7} \cdot 0,2 (g_a / 2g_i) (Ry / T_e)^3 \exp(-I/T_e) \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}.$$

При переходе в интегрировании от x к T_e учитываем лишь экспоненциальную зависимость $\beta(T_e)$ от T_e .

В результате получим следующее соотношение:

$$\begin{aligned} & \frac{\gamma}{\sqrt{2\alpha}} \Delta n \left[1 + \frac{0,65(n_m - n_1)}{n_1^2} \frac{\beta(T_1)}{2\alpha D_a} \Delta n^2 \right] = \\ & = \frac{\sqrt{e} n_0 (n_m - n_0) T_0^2}{I \Delta T} \frac{\beta(T_0)}{2\alpha D_a} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{I \Delta T (1 - e^{-\gamma/\sqrt{2\alpha}})}{T_0^2 T_1} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, для определения четырех параметров распределения концентрации и температуры электронов Δn , α , ΔT , γ получены четыре уравнения (7)–(10).

3. Основные соотношения для различных состояний смеси инертного газа с парами металла, взаимодействующей с лазерным лучом. Уравнение (7) является по существу обобщенным уравнением Саха для систем с диффузией, так как определяет концентрацию электронов на оси лазерного луча n_0 во всем интервале температур электронов T_0 . Принимая во внимание экспоненциальный характер зависимости коэффициента $\beta(T_0) n_m / 2\alpha D_a$ от T_0 , можно выделить два различных состояния рассматриваемой системы.

1. Допробойное состояние, когда $\beta(T_0) n_m / 2\alpha D_a \ll 1$. В этом случае

$$n_0 = n_w / (1 - \beta(T_0) n_m / 2\alpha D_a), \quad \Delta n = n_0 \beta(T_0) n_m / 2\alpha D_a. \quad (11)$$

2. Послепробойное состояние, когда $\beta(T_0) n_m / 2\alpha D_a \gg 1$. Для n_0 получается обычное уравнение Саха

$$n_m - n_0 - n_0^2 / K(T_0) = 0. \quad (12)$$

Допробойное состояние характерно тем, что в нем $n_0 \approx n_w$. Это объясняется тем, что все вновь появляющиеся электроны диффундируют из зоны взаимодействия с лазерным лучом, причем их температура на оси растет прямо пропорционально интенсивности лазерного излучения S . Действительно, из (8) и (9) следует

$$\Delta T = 2\varepsilon_0 R \sqrt{15 D_e \delta} \quad (13)$$

(где $\varepsilon_0 \sim S$), а обратный характерный размер профиля температуры γ оста-

ется постоянным и равным

$$\gamma = \sqrt{3\delta v / 5D_e}. \quad (14)$$

С помощью (10) получим уравнение для определения обратного характерного размера профиля концентрации $\sqrt{\alpha}$

$$\frac{\gamma}{\sqrt{2\alpha}} = \frac{\sqrt{e} T_0^c}{I\Delta T} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{I\Delta T (1 - e^{-\gamma/\sqrt{2\alpha}})}{T_0 T_1} \right] \right\}. \quad (15)$$

Параметры T_0^c , $\sqrt{\alpha^c}$, γ^c и S^c , характеризующие возникновение пробоя в рассматриваемой системе, определяются, как это видно из (11), условием

$$\beta(T_0^c) n_m / 2\alpha^c D_a = 1 \quad (16)$$

и уравнениями (13)–(15).

Распределение температуры в послепробойном состоянии полностью определяет распределение концентрации электронов в соответствии с уравнением Саха и зависит в свою очередь от того, в какое состояние перешла система.

В случае частично ионизованного состояния на оси аппроксимируем $n_e(T_e)$ в уравнении (9) функцией $\sqrt{K(T_e)n_m}$. Учитывая лишь экспоненциальную зависимость $K(T_e)$ от T_e при интегрировании, получим с учетом (8)

$$(\Delta T + T_w) \sqrt{\Delta T / I} = 2\varepsilon_0 R \sqrt{v / 15D_e \delta}, \quad (17)$$

$$\gamma = (T_0 / \sqrt{I\Delta T}) \sqrt{3\delta v / 5D_e}. \quad (18)$$

Из сравнения (13), (14) с (17), (18) видно, что в частично ионизованном послепробойном состоянии на оси наклон зависимости ΔT от S увеличился, а величина γ уменьшилась скачком.

В случае полностью ионизованного состояния на оси в уравнении (9) аппроксимируем

$$n_e(T_e) = \begin{cases} \sqrt{K(T_e)n_m}, & T_w \leq T_e \leq T_0^* \\ n_m, & T_e \geq T_0^* \end{cases},$$

где T_0^* определяется соотношением $K(T_0^*) = n_m$.

С учетом (8) имеем

$$\Delta T = 2\varepsilon_0 R \sqrt{\frac{v}{15D_e \delta} \left[1 + \frac{15\delta D_e (\Delta T)^2}{16\varepsilon_0^2 R^2 v} \right]} + \frac{\Delta T}{2}, \quad (19)$$

$$\gamma = \sqrt{3\delta v / 5D_e} \cdot (1 - \Delta T / \Delta T), \quad (20)$$

где

$$\Delta T = \Delta T_0^* - 2(T_0^*)^2 / I.$$

Из сравнения (19), (20) с (13), (14) видно, что в случае достаточно больших интенсивностей лазерного излучения S , при которых среда на оси переходит в полностью ионизованное состояние, зависимость ΔT от S вновь становится линейной с тем же углом наклона, но оказывается сдвинутой по температуре на величину $\Delta T / 2$. Величина γ в этом случае также стремится к допробойному состоянию.

4. Обсуждение результатов. Для оценки точности предложенных аналитических соотношений было проведено сравнение пороговых значений и зависимостей T_0 , γ , n_0 и $\sqrt{\alpha}$ от S , полученных с их помощью и путем численного решения системы уравнений (1)–(4), выполненного по методике [1] для рассматриваемой модельной системы.

Рассмотрена смесь аргона при давлении 10^5 Па и паров тантала с концентрацией $n_m = 10^{14}$ см⁻³. Температура среды $T_w = 0,178$ эВ, сечение рас-

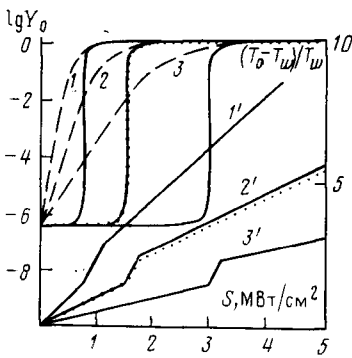


Рис. 1

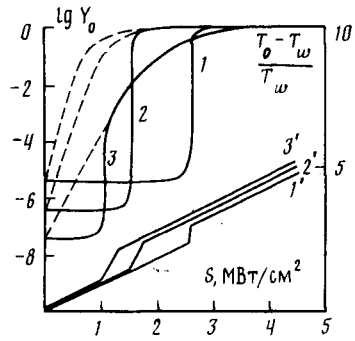


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость степени ионизации $Y_0 = n_0/n_m$ (1, 2, 3) и приведенной температуры $(T_0 - T_w)/T_w$ (1', 2', 3') на оси лазерного луча от интенсивности излучения S при различных размерах луча: 1, 1' — $R = 0,12$ см; 2, 2' — $0,06$; 3, 3' — $0,03$

Рис. 2. Зависимость степени ионизации $Y_0 = n_0/n_m$ (1, 2, 3) и приведенной температуры $(T_0 - T_w)/T_w$ (1', 2', 3') на оси лазерного луча от интенсивности излучения S при различных концентрациях паров металла в атомарном газе: 1, 1' — $n_m = 10^{12}$ см $^{-3}$; 2, 2' — 10^{14} ; 3, 3' — 10^{16}

сеяния электрона на атоме аргона принято постоянным и равным $\sigma = 1,2 \cdot 10^{-16}$ см 2 , для D_e использовано соотношение $D_e = v_e^2/3\nu$. В среде распространяется луч CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм).

Газовая смесь близкого состава реализуется вблизи танталовой мишени, находящейся в атмосфере аргона, при воздействии на нее лазерного излучения [4]. При определенном значении интенсивности вблизи мишени возникает явление «низкопорогового пробоия», которое в [1] интерпретируется как скачкообразное изменение электронной концентрации до своего равновесного значения.

Используя соотношения (13)–(16), получаем пороговые характеристики рассматриваемой системы ($R = 0,06$ см): $T_e^c = 0,445$ эВ, $\gamma^c = 3,1$ см $^{-1}$, $\bar{\gamma}^c = 14,1$ см $^{-1}$, $S^c = 1,5$ мВт/см 2 , которые разделяют до- и послепробойное состояние газовой смеси.

На рис. 1, 2 сплошными линиями представлены аналитические зависимости, построенные по соотношениям (7)–(10) для безразмерных величин $Y_0 = n_0/n_m$ и $(T_0 - T_w)/T_w$ при различных размерах лазерного луча (рис. 1) и концентрации паров металла (рис. 2). Штриховые линии — равновесная степень ионизации с температурой электронов $T_e = T_0$, пунктир — результаты численного решения системы уравнений (1)–(4) для $R = 0,06$ см и $n_m = 10^{14}$ см $^{-3}$.

Все представленные зависимости степени ионизации от S подобны: в допробойном состоянии ($S < S^c$) рост температуры не приводит к росту концентрации электронов (последние быстро покидают область нагрева); при достижении S^c степень ионизации скачкообразно достигает своего равновесного при данной T_e значения. В тот же момент скачкообразно меняется и T_e , что связано с возникновением крутого профиля концентрации; в послепробойном состоянии степень ионизации равновесна, все определяется уравнением теплопроводности для T_e .

Полученная в данной работе величина пробойной интенсивности $S^c = 3$ мВт/см 2 (рис. 1) лазерного излучения для $R = 0,03$ см в атмосферном аргоне с примесью тантала в 10^{14} см $^{-3}$ весьма близка к экспериментально полученной величине [4] 2–5 мВт/см 2 .

Таким образом, предложенный в данной работе метод решения уравнений баланса числа частиц и энергии для плоской модельной задачи о взаимодействии лазерного излучения со средой демонстрирует хорошее согласие с результатами численного решения такой же системы уравнений и дает близкие к экспериментально полученным величинам значения пороговых характеристик.

Данный метод может использоваться для решения и других задач, когда происходит локальный вклад энергии в электронную подсистему газовой среды.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7.1.1988

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев В. С., Максименко С. В., Хомкин А. Л. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 6. С. 714.
2. Воробьев В. С., Хомкин А. Л. // Физика плазмы. 1984. Т. 10. С. 1025.
3. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. М.: Наука, 1982.
4. Даньшиков Е. Р., Дымшаков В. А., Лебедев Ф. В., Рязанов А. В. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 99.