

Relaxation Zone behind a Normal Shock in Argon with Consideration of Ionization and Radiation

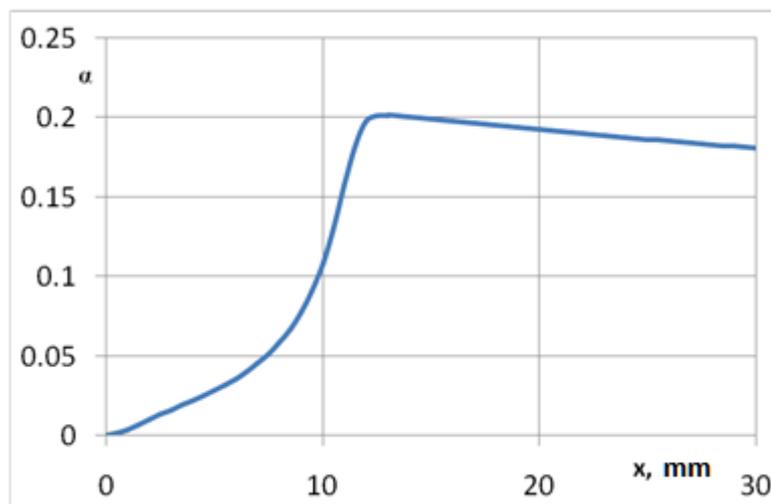
S.I. Lishankov

FGUP "TSNIImash", Russia, Moscow Region, Korolev, 141070
lishankov@phystech.edu

Abstract

A set of equations governing the one-dimensional nonequilibrium flow of argon is formulated. A three-level atomic model, in which the excited level consists of four levels with very close energies, is considered. The used collisional-radiative model includes two-step ionization by atom-atom and atom-electron collisions, radiative transitions, three-body recombination. The electron gas temperature is one of the defining factors for ionization rate and differs from the temperature of heavy particles. The results of numerical solution are in good agreement with experimental data.

Key words: relaxation zone, two-step ionization, argon, electron gas temperature.



Distribution of degree of ionization of argon in relaxation zone with the initial flow parameters: $M = 18$, $P = 3$ torr and $T = 296$ K

УДК 533.49

Зона релаксации за ударной волной в аргоне с учётом ионизации и излучения

С.И. Лишанков

ФГУП «ЦНИИМАШ», Россия, Московская область, Королёв, 141070
lishankov@phystech.edu

Аннотация

Сформулирован набор уравнений, описывающих одномерное неравновесное течение аргона в зоне релаксации за фронтом сильной ударной волны. Рассмотрена трёхуровневая атомная модель, в которой в качестве возбуждённого состояния взято объединение четырёх близких по энергиям уровней. Используемая столкновительно-радиационная модель включает в себя двуступенчатую ионизацию атомным и электронным ударом, радиационные переходы, трёхчастичную рекомбинацию. Электронная температура является одним из определяющих факторов для скорости ионизации и отличается от температуры тяжёлых частиц. Результаты численного расчёта находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Ключевые слова: зона релаксации, двуступенчатая ионизация, аргон, электронная температура.

1. Введение

Целью данной работы является изучение процесса ионизации аргона в области релаксации за ударной волной. Рассматривается одномерное стационарное течение смеси газов, состоящей из аргона в основном и возбуждённом состоянии, его ионов и электронов. Переход через ударную волну и соответствующее изменение параметров (таких, как плотность, скорость, температура, давление) считаем мгновенным и рассматриваем релаксацию газа за фронтом ударной волны. Это соответствует ударно-релаксационной модели.

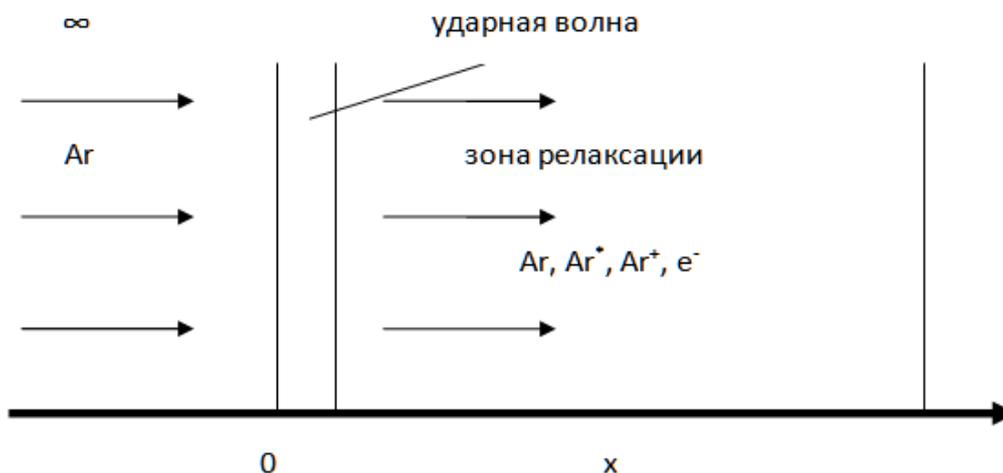


Рис 1. Общая постановка задачи

Таким образом, задача разделяется на 2 части: изменение параметров на ударной волне и изменение параметров в зоне релаксации.

Рассмотрим её первую часть. В качестве начальных данных имеем значения давления, температуры и скорости потока на бесконечности.

При переходе через скачок выполняются следующие законы сохранения:

$$\rho_{\infty} U_{\infty} = \rho_s U_s \text{ – закон сохранения массы;}$$

$$P_{\infty} + \rho_{\infty} U_{\infty}^2 = P_s + \rho_s U_s^2 \text{ – закон сохранения импульса;}$$

$$\frac{5RT_{\infty}}{2M_{Ar}} + \frac{U_{\infty}^2}{2} = \frac{5RT_s}{2M_{Ar}} + \frac{U_s^2}{2} \text{ – закон сохранения энергии.}$$

Также, учитываем выражения для скорости звука $a = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$; числа Маха $M = \frac{U}{a}$ и уравнение состояния идеального газа $P = \frac{\rho}{\mu} RT$.

Считаем, что ударный переход является замороженным, то есть состав смеси газов не успевает измениться на скачке. Этого достаточно, чтобы найти параметры газа сразу за скачком уплотнения.

Перейдём к рассмотрению собственно зоны релаксации. После скачка газ сильно нагревается и, вследствие этого, начинает релаксировать (атомы возбуждаются, а потом и ионизируются, а также излучают). Появляются возбуждённые атомы, ионы и электроны. В этой области закон сохранения массы для каждой отдельной компоненты смеси выглядит так: $\frac{d(\rho_i u)}{dx} = \dot{\rho}_i$, эти уравнения записываются для атомов в основном состоянии, возбуждённых атомов и электронов.

В этих уравнениях справа стоят выражения для изменения плотностей компонент вследствие реакций возбуждения, ионизации, рекомбинации и излучения, они будут выписаны подробнее позже. В целом, столкновительные реакции делятся на два типа: соударения атомов с атомами и атомов с электронами. Что касается излучения, учтём переход ионов в возбуждённые атомы (с получением электрона) и так называемое «гашение» – переход атомов на энергетически более низкие уровни за счёт излучения.

2. Методика расчёта

Для начала необходимо определить параметры газа в начале зоны релаксации. Нахождение параметров газа при переходе через скачок уплотнения не представляет проблемы и прямо следует из законов сохранения:

$$\bar{u}_s = \frac{\gamma - 1 + \frac{2}{M_{\infty}^2}}{\gamma + 1} \text{ – безразмерная скорость (в отношении к } u_{\infty}\text{);}$$

$$\bar{\rho}_s = \frac{1}{\bar{u}_s} \text{ – безразмерная плотность;}$$

$$P_s = P_{\infty} \left(1 + \frac{2\gamma}{1+\gamma} (M_{\infty}^2 - 1) \right) \text{ – давление;}$$

$$T_s = T_{\infty} \left(1 + \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} (M_{\infty}^2 - 1) \left(1 + \frac{1}{M_{\infty}^2} \right) \right) \text{ – температура.}$$

Эти значения параметров смеси считаются входными данными для расчёта в зоне релаксации. Также считаем, что концентрации компонент газа c_i не меняются при переходе через скачок в соответствии с предположением о замороженном ударном переходе.

Первым шагом для решения задачи является выбор атомной модели для описания процессов, протекающих в газе. Используем трёхуровневую атомную модель аргона [1]. Она достаточно проста для рассмотрения и при этом позволяет учесть все основные процессы, происходящие в реальности.

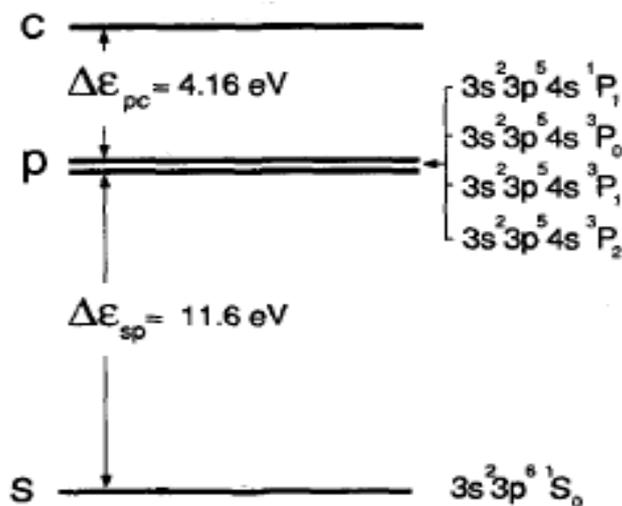


Рис. 2. Схема уровней, которые учитывались при моделировании

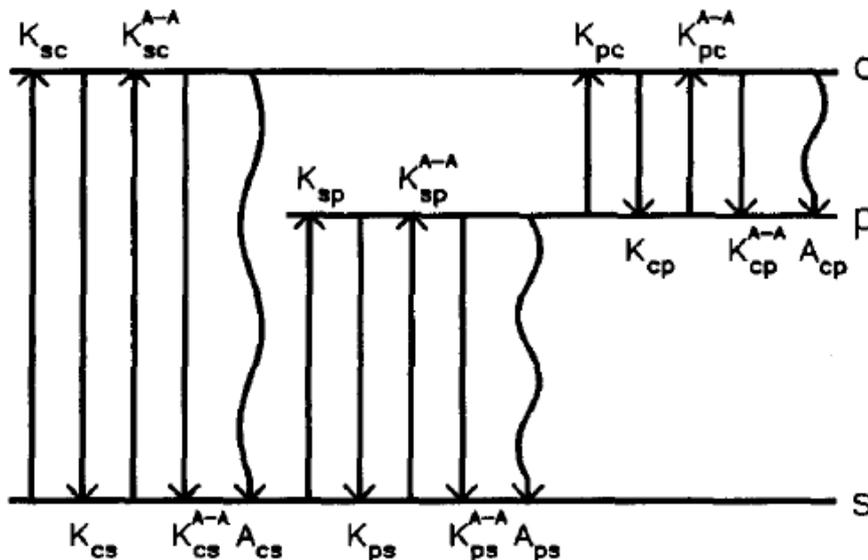
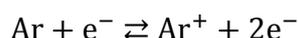


Рис. 3. Схема атомных уровней и реакций между ними

Здесь индексы s , p и c обозначают соответственно атомы в основном, возбуждённом и ионизованном состояниях. В качестве возбужденного уровня берётся объединение 4-х уровней, близким по энергиям друг к другу.

Выпишем рассматриваемые реакции.

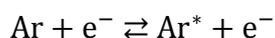
- Ионизация электронным ударом из основного состояния и обратная реакция:



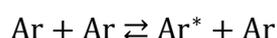
- Ионизация атомным ударом из основного состояния и обратная реакция:



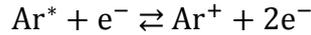
- Возбуждение электронным ударом и обратная реакция:



- Возбуждение атомным ударом и обратная реакция:



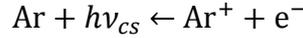
- Ионизация электронным ударом из возбуждённого состояния и обратная реакция:



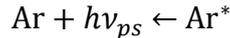
- Ионизация атомным ударом из возбуждённого состояния и обратная реакция:



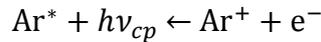
- Фото-рекомбинация:



- Переход с возбуждённого на основное состояние:



- Рекомбинация с излучением:



Далее, зная константы скоростей всех реакций, можем записать кинетические уравнения для концентраций атомов аргона в основном и возбуждённом состояниях и электронов

$$\frac{d(\rho_i u)}{dx} = \dot{\rho}_i,$$

где правые части выглядят следующим образом для каждой из компонент:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_s}{\partial t} = & N_e N_p K_{ps} + N_e^3 K_{cs} + N_p A_{ps}^{eff} + N_e^2 A_{cs}^{eff} + (N_A - N_e)(N_p K_{ps}^{A-A} + N_e^2 K_{cs}^{A-A}) - N_e N_s K_{sp} \\ & - N_e N_s K_{sc} - (N_A - N_e) N_s (K_{sp}^{A-A} + K_{sc}^{A-A}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_p}{\partial t} = & N_e N_s K_{sp} + N_e^3 K_{cp} + N_e^2 A_{cp}^{eff} + (N_A - N_e)(N_s K_{sp}^{A-A} + N_e^2 K_{cp}^{A-A}) - N_e N_p K_{pc} - N_e N_p K_{ps} \\ & - N_p A_{ps}^{eff} - (N_A - N_e) N_p (K_{ps}^{A-A} + K_{pc}^{A-A}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} = & N_e N_s K_{sc} + N_e N_p K_{pc} + (N_A - N_e)(N_s K_{sc}^{A-A} + N_p K_{pc}^{A-A}) - N_e^3 (K_{cs} + K_{cp}) \\ & - N_e^2 (A_{cs}^{eff} + A_{cp}^{eff}) - (N_A - N_e) N_e^2 (K_{cs}^{A-A} + K_{cp}^{A-A}) \end{aligned}$$

Здесь N_i – концентрации компонент смеси. Число ионов всегда равно числу электронов, поэтому не надо решать добавлять уравнение для концентрации ионов. Решая эту систему уравнений, можно найти концентрации всех компонент газа. Для нахождения остальных параметров воспользуемся законами сохранения.

Чтобы найти температуру тяжёлых частиц, воспользуемся законом сохранения энергии.

С одной стороны, энтальпию газа h можно представить следующим образом:

$$h = \frac{5}{2} \frac{R}{\mu_A} (T + \alpha T_e) + \frac{\alpha I}{m_A},$$

где T и T_e – температуры тяжёлых частиц и электронов соответственно; α – степень ионизации; I – потенциал ионизации аргона. Из этого соотношения можно выразить T через энтальпию и температуру электронов.

Энтальпию также можно найти из закона сохранения энергии с учётом потерь на излучение

$$U \frac{d}{dx} \left(h + \frac{U^2}{2} \right) = -\frac{q}{\rho}$$

Учитывается излучение в непрерывном спектре за счёт тормозного излучения и излучения в свободно-связанных переходах. Общая формула для него выглядит так [2]:

$$q = \frac{D(\alpha\rho)^2}{m_A^2\sqrt{T_e}h}(h\nu_c + kT_e)Z_{eff}^2,$$

где

$$D = \frac{64e^6\pi^{3/2}}{3\sqrt{6}m_e^{3/2}\sqrt{k}c^3}$$

Таким образом, найдём температуру тяжёлых частиц T .

Для нахождения электронной температуры [3] необходимо решить уравнение

$$\frac{dT_e}{dx} = 2\left(\frac{m_e}{m_A}\right)\frac{\nu_{eA} + \nu_{eI}}{U}(T - T_e) - \frac{2}{3}\frac{\dot{\alpha}_e}{\alpha}\frac{\Theta_{ion}}{U},$$

где ν_{eA} и ν_{eI} – частоты соударений электронов с атомами и ионами, соответственно; Θ_{ion} – потенциал ионизации аргона, выраженный в градусах Кельвина; $\dot{\alpha}_e$ – скорость изменения степени ионизации за счёт соударений с электронами.

Чтобы решить это уравнение, необходимо задать значение электронной температуры в нулевой точке зоны релаксации. Но точного значения мы не знаем, так как, во-первых, концентрация электронов равна нулю, и, во-вторых, сложно сказать, какую энергию имеют электроны, полученные после первой ионизации. Для расчёта использовалось значение T_e , совпадающее с T сразу за ударной волной. Но электронная температура быстро уменьшается до определённого значения, которое и является начальным в зоне релаксации. Также, расчёт показывает, что если взять другое предельное значение T_e , т.е. T_∞ , температура электронов также быстро выйдет на то же самое начальное значение [3].

3. Результаты

При переходе через скачок давление, плотность и температура испытывают резкое увеличение. Затем, на протяжении зоны релаксации они приходят к своим квазиравновесным значениям, которые медленно меняются за счёт излучения газа.

Рисунки 4, 5, 6 соответствуют следующим параметрам набегающего потока: $M=18$, $P=3$ торр и $T=296$ К.

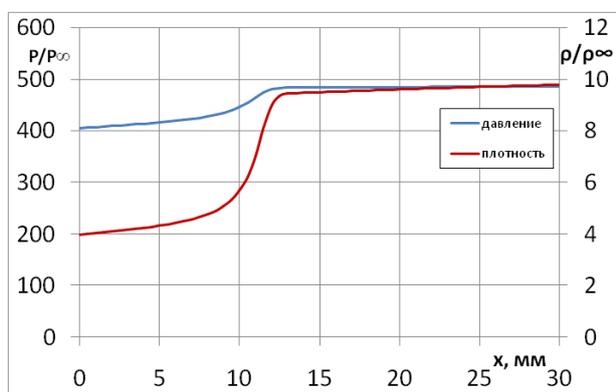


Рис. 4. Распределение плотности и давления в зоне релаксации

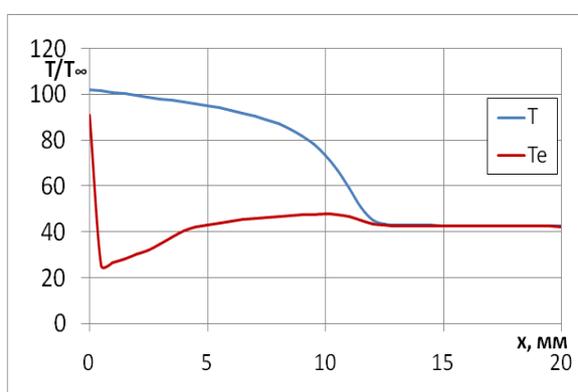


Рис. 5. Распределение температур в зоне релаксации

В начале зоны релаксации, при отсутствии электронов, реакции идут только за счёт соударений с атомами, достаточно медленно. Но, как только концентрация электронов достигает определённого значения, скорость ионизации резко возрастает и основную роль в

реакциях играют столкновения с электронами. И, по достижении максимального значения, степень ионизации, так же как и другие параметры газа, медленно меняется за счёт потерь на излучение.

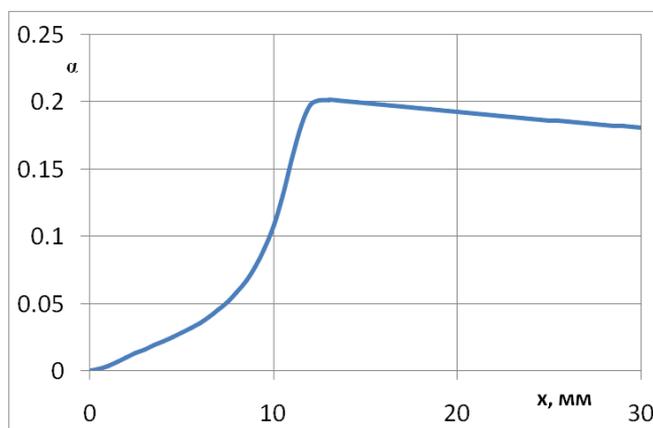


Рис. 6. Распределение степени ионизации в зоне релаксации

На рисунках 7, 8 приведены сравнения степени ионизации, полученной численно и экспериментально. Экспериментальные данные взяты из работы [2], где они были получены интерференционным методом и их погрешность составляет 10%. Сплошной линией обозначен результат расчёта, а точками – экспериментальные данные.

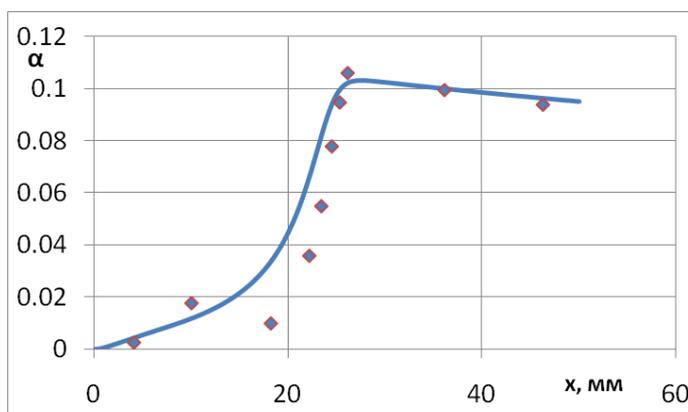


Рис. 7. Степень ионизации при параметрах набегающего потока: $M=15$, $P=5$ торр, $T=295$ К

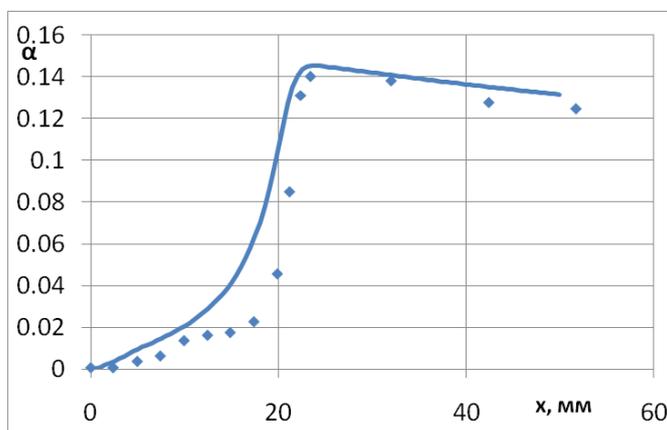


Рис. 8. Степень ионизации при параметрах набегающего потока: $M=16.3$, $P=3$ торр, $T=296$ К

4. Заключение

1. В работе исследована структура зоны релаксации в аргоне за ударной волной с учётом ионизации и излучения в рамках трёхуровневой атомной модели.
2. Учёт потерь энергии на излучение приводит к отсутствию равновесия и постепенному изменению параметров газа вместо сохранения их значений после ионизации.
3. Результат расчёта в целом согласуется с экспериментальными данными.

Литература

1. Braun C.G., Kunc J.A. An Analytical Solution of a Collisional-Radiative Model for Nonequilibrium Argon Plasmas. - *The Physics of Fluids*. 1988. № 31. Pp. 671–681.
2. Peter E. Oettinger, Daniel Bershader A Unified Treatment of the Relaxation Phenomenon in Radiating Argon Plasma Flows. - *AIAA Journal* - 1967. № 9. Pp. 1625–1632.
3. Martin I.Hoffert, Hwachii Lien Quasi-One-Dimensional, Nonequilibrium Gas Dynamics of Partially Ionized Two-Temperature Argon. - *The Physics of Fluids*. 1967. № 10. Pp. 1769–1777.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966. - 688 с.

Статья поступила в редакцию 18 ноября 2015 г.