

# The Influence of Non-Equilibrium Electron States Population on Radiative Heat Flux at Superorbital Reentry Spacecraft Conditions

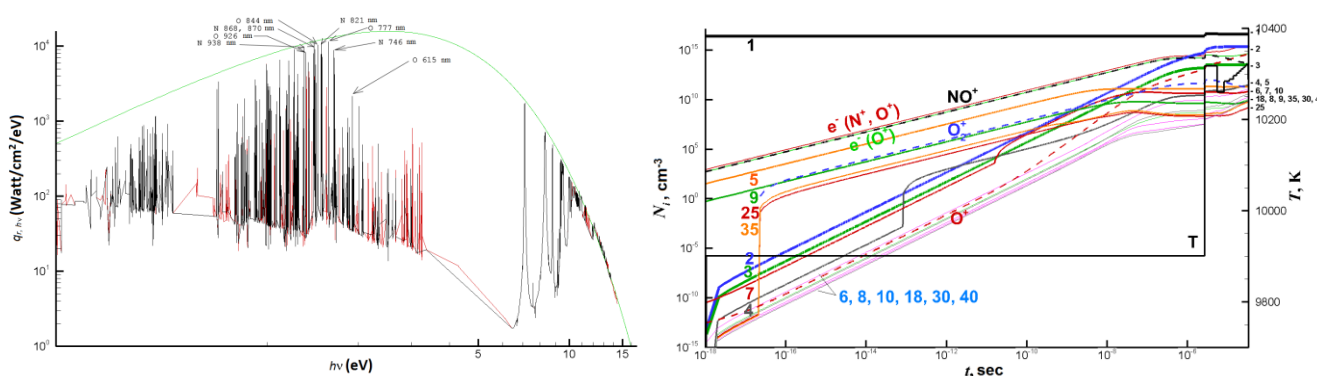
K.A. Prutko

FGUP «TSNIImash», Korolev, Moscow Region, 141070, Russia  
kirillkame@narod.ru

## Abstract

The problem of choosing the physicochemical model, which can adequately describe the processes in a shock wave, is the general problem to be solved when the purpose is to calculate the radiative heat transfer of the returning spacecraft with velocity greater than 10 km/sec. The most accurate is the collisional-radiative model which can be applied for calculating of radiative heat transfer in a shock wave. It accounts for electron transitions for atoms and ionization due to collisions by particles and consumption and emanation of photons. This model precisely describes the mechanisms involved in the real gas and doesn't require additional assumptions of excited states population and choosing ionization rates for electron collision. This paper includes analysis of radiation flux moving forward from high temperature gas in two assumptions: equilibrium population of electron states for atoms, non-equilibrium population obtained by solving kinetics for atom levels.

Keywords: collisional-radiative model, shock wave, superorbital reentry.



High temperature scribe radiative spectrum for equilibrium with all the energy levels involved and with 40 levels involved (from the left). Non-equilibrium population of electron states of the scribe ( $T=10000$  K,  $p=0.1$  atm,  $L=15$  cm, from the right).

Radiative flux:

Model applied	$q_r$ , MWatt/m <sup>2</sup>
Optically thin gas, non-equilibrium population	$7.68 \times 10^{-2}$
Optically thick gas, non-equilibrium population	3.84
Optical thickness depending of local gas, non-equilibrium population	3.59
Equilibrium population	5.76

УДК 533.49

# Влияние неравновесного заселения электронных состояний на радиационный поток высокотемпературного воздуха при сверхорбитальных скоростях СА

К.А. Прутько

ФГУП «ЦНИИмаш», Россия, МО, г. Королёв, 141070, ул. Пионерская, д.4  
kirillkame@narod.ru

## Аннотация

При расчете радиационного теплового потока около аппаратов входящих в атмосферу со скоростью  $V > 10$  км/с важной задачей является выбор физико-химической и радиационной моделей, которые могли бы адекватно описать протекающие процессы за ударной волной. Лучшей моделью для решения задачи переноса излучения в ударном слое является радиационно-столкновительная модель, которая описывает всю совокупность процессов, происходящих в высокотемпературном газе. К этим процессам относятся: возбуждение электронных состояний атомов, ступенчатая ионизация, излучение и поглощение фотонов. Данная модель наиболее точно описывает механизмы, происходящие в реальном газе, и не требует делать дополнительных предположений о заселенности возбужденных состояний и выбора константы скорости ионизации атомов электронным ударом. В данной работе на основе решения модельной задачи проводится сравнительный анализ вклада различных процессов в формирование структуры ударного слоя. Проводится сравнение величин радиационного потока, падающего на поверхность спускаемого аппарата, при допущении равновесного заселения атомов и при детальном расчете поуровневой кинетики в ударном слое.

Ключевые слова: радиационно-столкновительная модель, ударная волна, сверхорбитальный вход.

## 1. Введение

При входе спускаемых аппаратов (СА) в атмосферу Земли со второй космической скоростью, он испытывает на себе нагрев, как за счет конвективного переноса тепла, так и за счет радиационного переноса энергии в ударном слое. На некотором участке траектории радиационный нагрев может достигать величин, сравнимых с конвективным нагревом [1], что приводит к необходимости учитывать перенос излучения. Ранее было предложено несколько физических моделей, описывающих явление нагрева за счет излучения ударного слоя СА. При больших скоростях входа ( $V \sim 10 \div 11$  км/с) молекулы быстро диссоциируют, и в основной части ударного слоя преобладают процессы, связанные с ионизацией и излучением атомов. Поэтому одной из самых простых и правдоподобных моделей является модель, рассматривающая воздух, содержащий лишь атомарные компоненты азота и кислорода, а также их ионы и электроны, а заселение электронных состояний этих атомов считается равновесным и определено Больцмановским распределением [1]. Однако данная модель подходит не для всех аппаратов и условий полета. Она хорошо применима для СА с радиусом сферического сегмента  $R > 1$  м и для высоты полета  $H < 75$  км. Для аппаратов же меньшего радиуса ударный слой перед телом будет иметь меньшую толщину [2], и равновесная

область в этом слое может занимать незначительную часть, что приведет к ошибкам при расчете радиационного переноса энергии по равновесной модели. Ударный слой имеет три характерные области: I – область невязкого течения с параметрами газа, близкими к равновесию, II – пограничный слой, III – релаксационная зона за головным скачком уплотнения. На рис. 1 приведен характерный профиль ударного слоя. Для оценки влияния неравновесности на излучаемую энергию были проведены расчеты, как по равновесной, так и неравновесной модели для аппарата Apollo 4 на высоте  $H = 59.79$  км,  $V = 10.25$  км/с.

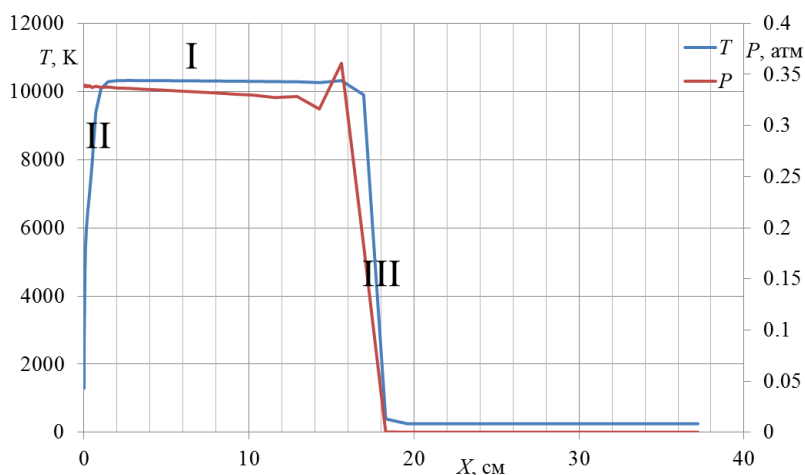


Рис. 1. Характерное распределение параметров ударного слоя Apollo 4 на высоте  $H = 59.79$  км,  $V = 10.25$  км/с

Подтверждением используемой радиационной модели являются данные, приведенные на рис. 2, заимствованные из [3]. Из этого рисунка следует, что при  $H = 57$  км,  $V = 10.5$  км/с лучистый поток от зоны релаксации не превышает 10% от полного потока.

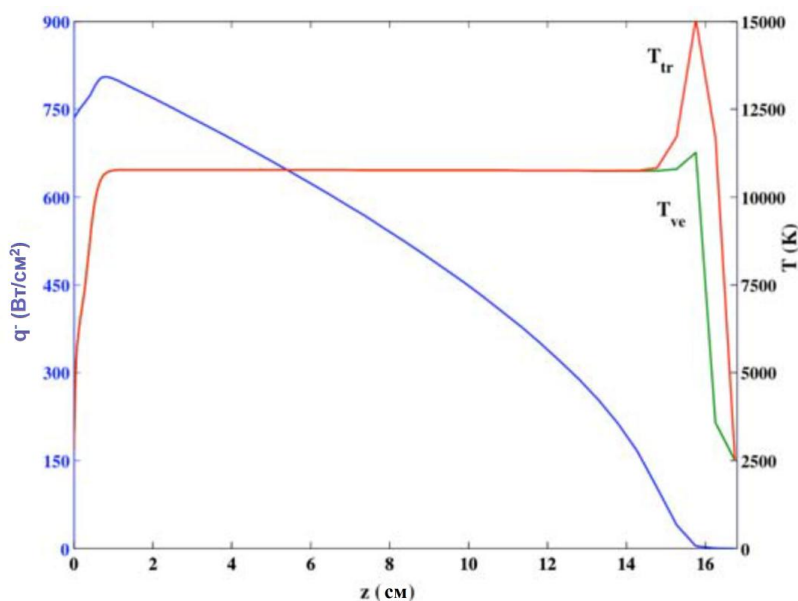


Рис. 2. Вклад радиационного потока, направленного к стенке, и температура в ударном слое

Целью настоящей работы является выбор процессов и их кинетических параметров для создания радиационно-столкновительной модели высокотемпературного воздуха и выбор алгоритма решения задач переноса излучения при неравновесном заселении электронных состояний.

## 2. Постановка задачи

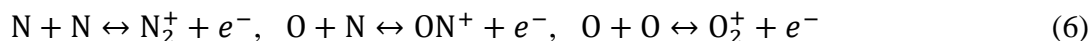
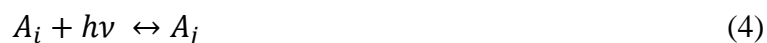
Учитывая выше приведенные данные, при решении задачи об излучении ударного слоя используются следующие предположения:

- концентрация молекул в рассматриваемой области мала;
- температура газа постоянна.

На самом деле, температура газа снижается за счет процесса ионизации, который требует больших затрат энергии. Но для данной модельной задачи для расчета скоростей ионизации и межуровневых переходов решение находится в приближении термостата, и температура считается постоянной.

Для определения неравновесной кинетики газа учитывались следующие процессы:

1. Переход между уровнями за счет удара электрона с атомами.
2. Ионизация атомов ударом электрона.
3. Трехчастичная рекомбинация.
4. Переход между уровнями за счет испускания и поглощения фотонов.
5. Фотоионизация и рекомбинация иона и электрона с испусканием фотона.
6. Ассоциативная ионизация и диссоциативная рекомбинация.



Буквой  $A$  – обозначен атом кислорода или атом азота, нижними индексами  $i$  и  $j$  обозначены энергетические уровни электронных состояний атомов ( $i < j$ ),  $h\nu$  – фотон с частотой  $\nu$ ,  $A^+$  – положительный ион атома,  $e^-$  – электрон.

В рассматриваемой области решается нестационарная задача о заселении уровней атомов азота и кислорода посредством перечисленных выше процессов. Для решения задачи ударный слой был разделен на 15 подслоев с разными параметрами газа (температура и давление в этих слоях слабо различаются). По температуре рассчитывались скорости ионизации для процесса электронного удара. В переходах участвуют 40 уровней азота и 40 уровней кислорода, что приводит нас к записи системы, состоящей из 80 уравнений. К этой системе добавляются еще 5 уравнений для вычисления концентраций ионов:  $N^+$ ,  $O^+$ ,  $NO^+$ ,  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ . Передвигаясь с малым шагом по времени производится расчет заселенностей во всей рассматриваемой области.

Такие процессы как возбуждение и дезактивация электронных состояний за счет удара атома тяжелой частицей, а также ионизация и рекомбинация за счет удара тяжелой частицей учтены не были, поскольку при данных условиях они играют незначительную роль (скорость данных реакций намного меньше скоростей выбранных процессов). Эти процессы могут играть роль только тогда, когда концентрация электронов очень мала, и процесс удара электроном имеет очень маленькую вероятность. Чтобы начались процессы с участием электронов, нужно чтобы газ был достаточно ионизован. Процессом для ионизации воздуха был выбран механизм ассоциативной ионизации (6), чья скорость реакции превышает скорость процесса ионизации тяжелой частицей при больших температурах ( $T \approx 10000$  К).

Для описания процесса электронного удара были выбраны скорости реакций, которые можно посчитать по формулам Дравина [4].

Для оптически разрешенных переходов ( $l_i \neq l_j$  – орбитальные квантовые числа):

$$K(i, j) = 4\pi v_e a_0^2 \alpha \left( \frac{E_H}{k_B T_e} \right)^2 I_1(a) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

где  $v_e = [8RT_e/(\pi M_e)]^{1/2}$ ,  $a_0 = 0.529 \times 10^{-10}$  м,  $E_H = 13.6$  эВ,  $\alpha = 0.05$ ,

$$I_1(a) = 0.63255 a^{-1.6454} \exp(-a), \quad a = (E_i - E_j) / (k_B T_e).$$

Для оптически запрещенных переходов ( $l_i = l_j$ ):

$$K(i, j) = 4\pi v_e a_0^2 \alpha \left( \frac{E_j - E_i}{k_B T_e} \right)^2 I_2(a) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

где  $I_2(a) = 0.23933 a^{-1.4933} \exp(-a)$ .

Для ионизации

$$K(i, c) = 1.46 \times 10^{-10} T_e^{1/2} \left( \frac{E_H}{E_{ionize} - E_i} \right)^2 \xi y \psi_1(y) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

где  $\xi = 3$  для основного состояние,  $\xi = 1$  для всех возбужденных уровней;

$$y = \frac{(E_{ionize} - E_i)hc}{k_B T_e} \quad \text{и} \quad \psi_1(y) = \frac{\exp(-y)}{1+y} \left\{ \frac{1}{20+y} + \ln \left[ 1.25 \left( 1 + \frac{1}{y} \right) \right] \right\}.$$

Для связанно-связанных переходов были использованы коэффициенты Эйнштейна из базы данных NIST [5]. Также была учтена оптическая толщина газа для каждого перехода. Процесс фотоионизации был учтен с помощью данных, взятых из базы данных TOPbase [6]. Интегральная оптическая толщина для ионизации каждого из уровней также была учтена.

Скорости ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации были посчитаны с помощью следующих формул:

$$K_f = C_f T^{n_f} e^{-\frac{\vartheta_f}{T}} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

$$K_r = C_r T^{n_r} \left( 1 - e^{-\frac{\vartheta_r}{T}} \right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

где индекс  $f$  обозначен для реакции ассоциативной ионизации, а индекс  $r$  – для диссоциативной рекомбинации,  $C$  – константа для данной реакции,  $n_{(f,r)}$  – степень, в которую возводится температура,  $\vartheta$  – характерная температура реакции.

На рис. 3 приведена динамика заселения электронных состояний атома кислорода в плоском слое воздуха ( $V = 1740$  м/с,  $p = 1$  атм,  $T = 15000$  К,  $L = 15$  см). Выделенный объем газа движется слева направо со скоростью  $V = 1740$  м/с и проходит расстояние  $L = 15$  см. По мере продвижения, заселенности электронных состояний кислорода меняются. По нижней горизонтальной оси отмечено время  $t$ , отсчитываемое с момента входа выделенного объема газа в нагретую область (до этого момента газ считался холодным), по верхней горизонтальной оси отмечено расстояние, пройденное выделенным объемом газа. По вертикальной оси слева отмечены концентрации уровней. На графике отмечены заселенности тех уровней, которые участвуют в сильных переходах (числа Эйнштейна  $A \geq 10^6 \text{ с}^{-1}$ ). Каждая кривая подписана соответствующим номером уровня и обозначена соответствующим цветом. Заселенности уровней 6, 10, 18, 30, 40 ведут себя примерно одинаково, поэтому отдельно для каждой номер не поставлен. Различия начинают проявляться при большем удалении от точки входа. Прерывистыми толстыми линиями отмечены концентрации ионов:  $O^+$ ,  $NO^+$ ,  $O_2^+$ . Зеленой и красной тонкими линиями отмечены концентрации электронов, произведенных ионизацией атомов, молекул кислорода,  $NO^+$ , и произведенными ионизацией всех частиц, соответственно. Вблизи точки входа наибольший вклад в появление электронов дают реакции ассоциативной ионизации. Затем, когда электронов становится достаточно много, ионизация электронным ударом начинает преобладать. На отметке  $L = 15$  см можно

заметить, что концентрации некоторых более низких уровней (уровней с меньшей энергией) ниже концентраций более высоко лежащих уровней. Это объясняется кратностью вырождения уровней  $g$ . Например, уровень 25 имеет меньшую концентрацию, чем уровни 30, 35, 40. Основные параметры приведенных уровней приведены в табл. 1. Числа  $n, l, S, L$  – есть главное квантовое число, орбитальное квантовое число, число суммарного спинового момента атома, число суммарного орбитального момента атома, соответственно. В таблице также указаны основная часть электронной конфигурации, конфигурация внешней электронной оболочки и терм состояния.

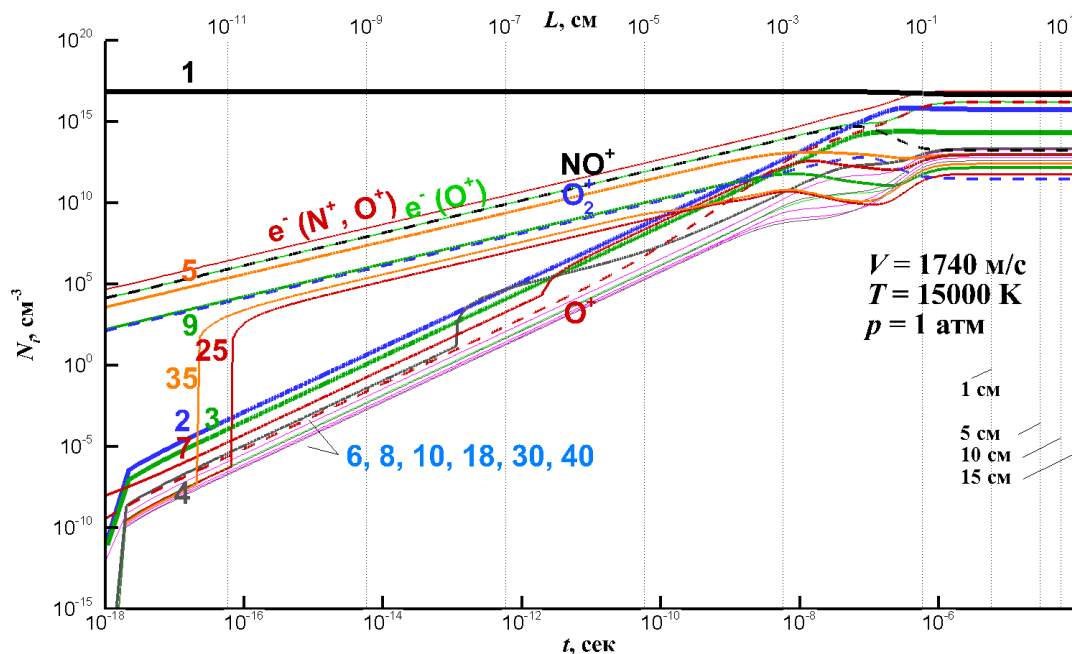


Рис. 3. Динамика заселения электронных уровней в высокотемпературном слое ( $p = 1$  атм,  $T = 15000$  К,  $L = 15$  см)

Таблица 1

Электронные состояния атомарного кислорода

Уровень	Энергия, эВ	$g$	$n$	$l$	$S$	$L$	Осн.	Внешняя	Терм
1	0.00967	9	2	1	1	1	$2s^2$	$2p^4$	3P
2	1.96736	5	2	1	0	2	$2s^2$	$2p^4$	1D
3	4.18973	1	2	1	0	0	$2s^2$	$2p^4$	1S
4	9.14605	5	3	0	2	0	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	3s	5S*
5	9.52133	3	3	0	1	0	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	3s	3S*
6	10.74059	15	3	1	2	1	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	3p	5P
7	10.9888	9	3	1	1	1	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	3p	3P
8	11.83756	5	4	0	2	0	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	4s	5S*
9	11.93034	3	4	0	1	0	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	4s	3S*
10	12.07858	25	3	2	2	2	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	3d	5D*
18	12.75365	25	4	2	2	2	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	4d	5D*
25	13.03877	3	6	0	1	0	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	6s	3S*
30	13.11607	15	6	1	2	1	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	6p	5P
35	13.23722	15	6	2	1	2	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	6d	3D*
40	13.33736	25	7	2	2	2	$2s^2.2p^3.(4S^*)$	7d	5D*

На рис. 3 видны резкие скачки концентраций, которые свидетельствуют о том, что газ для некоторых переходов стал оптически толстым, и за счет этого скорость заселения отдельных уровней увеличивается. Стоит отметить, что выбранное давление  $p = 1$  атм соответствует давлению в ударном слое при спуске аппарата, вошедшего в атмосферу со скоростью  $V \sim 10$  км/с и достигшего высоты  $H = 50$  км. При таком большом давлении в газе, а также при высокой температуре  $T = 15000$  К реакции проходят с большими скоростями, что легко увидеть на рис. 3. Электронные состояния достигают своих равновесных концентраций уже на расстоянии  $L = 1$  см от точки входа.

Подтверждением тому служит рис. 4. На нем видно, что заселение электронных состояний на различных расстояниях от точки входа совпадает, и практически соответствует равновесному заселению (концентрации для разных уровней соединены отрезками, которые образуют линию на графике). Единственное отличие от равновесия проявляется в пике, соответствующему энергии  $E = 12.73$  эВ (17 уровень). Дело в том, что ограничившись для линейчатых переходов только 40 уровнями, не были учтены переходы, соответствующие обеднению 17 уровня, и это привело к его перезаселению. При выборе уровней электронных состояний об этом следует помнить, и не исключать необходимые для переходов уровни. Данное отклонение, тем не менее, несущественно влияет на картину излучения, поэтому исправлений в данном направлении решено было не делать.

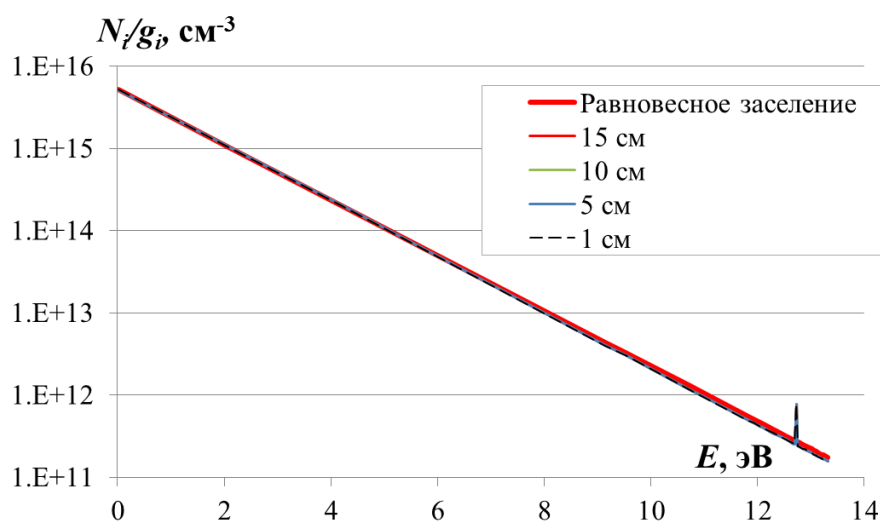


Рис. 4. Заселение электронных состояний на различных расстояниях от точки входа ( $p = 1$  атм,  $T = 15000$  К)

На рис. 5 приведен пример динамики заселения электронных уровней в слое воздуха при температуре  $T = 10000$  К и давлении  $p = 0.1$  атм. Данные параметры могут соответствовать параметрам в ударном слое при входе аппарата со скоростью  $V \sim 10$  км/с и достигшего высоты  $H \sim 70$  км. При данных температуре и давлении реакции протекают существенно медленнее, чем в предыдущем случае. Картина заселения, тем не менее, очень похожа на ту, что представлена на рис. 3, однако не успевает развиться до того состояния, которое было достигнуто при более высоком давлении и температуре. Если сравнивать рис. 3 и рис. 5, то можно сказать, что заселение электронных состояний, соответствующее  $L = 15$  на рис. 5, примерно соответствует заселению, соответствующему  $L \sim 1$  мм на рис. 3. То есть, чем выше давление и температура в газе, тем быстрее протекают процессы, и тем быстрее достигается равновесие. И, наоборот, чем ниже давление и температура, тем медленнее протекают реакции, и равновесие может быть не достигнуто даже на расстоянии  $L = 15$  см от точки входа. На рис. 6 представлены заселения электронных состояний на различных расстояниях  $L$  от точки входа при  $p = 0.1$  атм и  $T = 10000$  К.

На рис. 6 видно, что на расстоянии  $L = 1$  см и  $L = 5$  см равновесие не достигается даже между высокими уровнями (заселенности формируют ломанную кривую, вершины которых соответствуют определенным уровням). И только при  $L = 10$  см и  $L = 15$  см верхние уровни находятся в равновесии между собой, но не достигают равновесия с нижними уровнями.

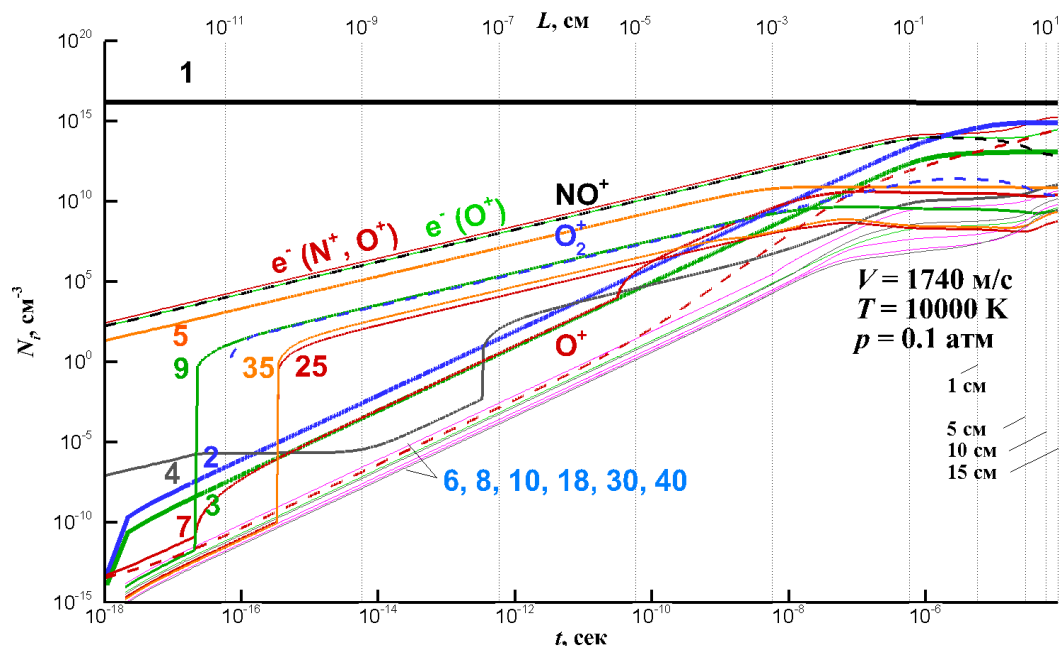


Рис. 5. Динамика заселения электронных уровней в высокотемпературном слое ( $p = 0.1$  атм,  $T = 10000$  К,  $L = 15$  см)

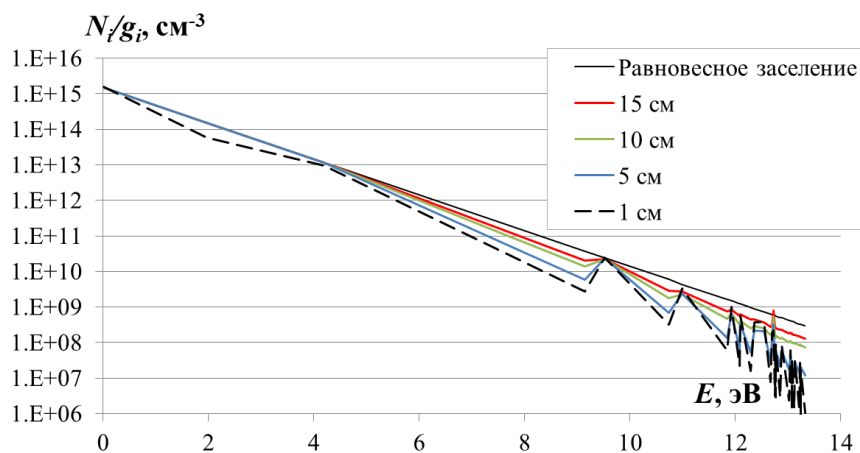


Рис. 6. Заселение электронных состояний на различных расстояниях от точки входа ( $p = 0.1$  атм,  $T = 10000$  К)

В табл. 2 представлена информация по сильным линиям и для одного слабого перехода между уровнями 1 и 4 атома кислорода. Как можно заметить, у всех сильных линий суммарный спин не изменяется (число мультиплетности уровня, представленное в терме, не изменяется). Для каждого перехода выписан коэффициент Эйнштейна  $A$  и длина волны излучаемого фотона. На рис. 7 представлена схематическая диаграмма переходов. На диаграмме длинами волн представлены сильные переходы, на которые чаще всего обращают внимание при анализе плазмы: 615 нм, 777 нм, 844 нм, 926 нм. Для каждого уровня поставлен его порядковый номер, его электронная конфигурация и терм. Для представленных уровней, номер которых превышает 4, основная часть электронной конфигурации совпадает с конфигурацией четвертого уровня



Таблица 2

Связанно-связанные переходы атома кислорода

Переход	Термы	$A, c^{-1}$	$\lambda, nm$
1 – 4	3P - 5S*	3.14E+03	135
1 – 5	3P - 3S*	2.65E+08	130
1 – 9	3P - 3S*	7.33E+07	104
1 – 25	3P - 3S*	1.51E+07	95
1 – 35	3P - 3D*	9.48E+06	94
4 – 6	5S* - 5P	3.69E+07	777
5 – 7	3S* - 3P	3.22E+07	844
6 – 8	5P - 5S*	9.87E+06	1130
6 – 10	5P - 5D*	2.47E+07	926
6 – 18	5P - 5D*	4.33E+06	615
7 – 9	3P - 3S*	9.26E+06	1316

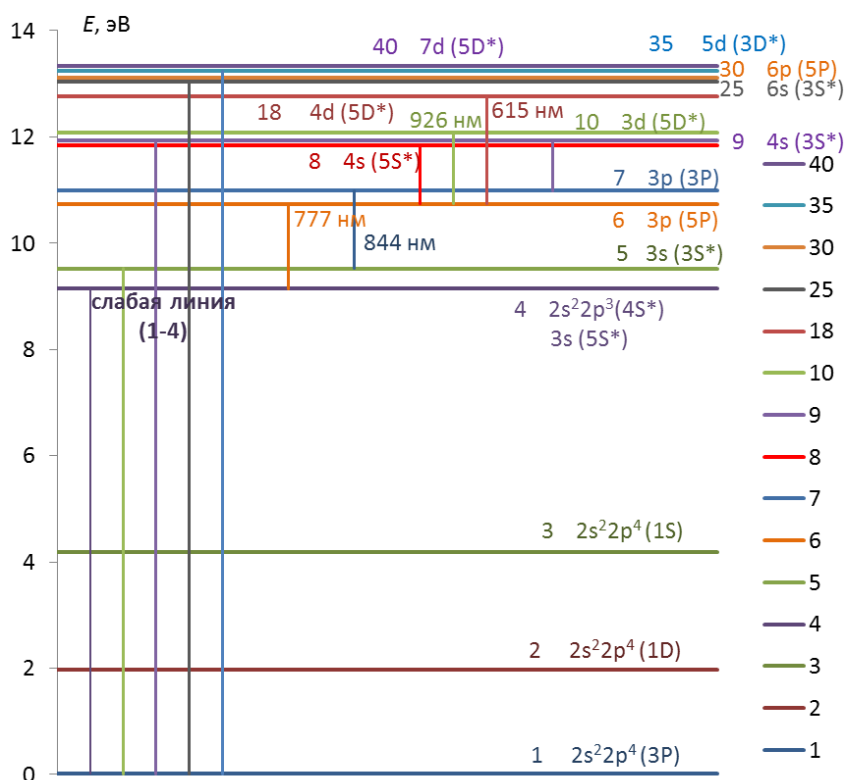


Рис. 7. Диаграмма линейчатых переходов атомарного кислорода

По приведенным выше данным можно объяснить поведение заселенностей электронных состояний кислорода в ударном слое. На фронте ударной волны принимается, что заселено только основное состояние атома. Вначале начинают образовываться электроны за счет ассоциации атомов. Оптические (сильные) переходы между электронными состояниями соответствуют также и большим скоростям реакций для возбуждения этих электронных состояний электронным ударом. То есть по оптическим переходам, представленным в табл. 2 (кроме перехода 1 – 4), можно определить какие уровни больше всего будут населены сразу после фронта волны. Таким образом, вполне понятно, почему уровни 5, 9, 25, 35 имеют большую концентрацию, чем остальные уровни. Оптически запрещенные переходы с основного уровня электронным ударом с меньшей скоростью начинают заселять уровни 2, 3, 4, 6, 7. По мере удаления от фронта, заселенности электронных состояний начинают распределяться так, что большую концентрацию имеет тот уровень, который имеет меньшую энергию со-

стояния. В данном случае еще играет роль кратность вырождения уровней  $g$ , что приводит к тому, что уровень 40 с энергией состояния 13.34 эВ и  $g = 25$  сильнее заселен, чем уровень 25 с энергией 13.04 эВ и  $g = 3$ .

На рис. 8 обозначены те же оси, что и на рис. 3, и добавлена вертикальная ось справа для скорости ионизации, а также сверху горизонтальная ось отсчитывает расстояние от фронта ударной волны в ударном слое. Скорость потока в ударном слое составляет 1740 м/с. На данном рисунке обозначены концентрации ионов, образованных в результате ассоциативной ионизации (прерывистые линии) и концентрации атомарных ионов, образованных в результате электронного удара (сплошные линии).

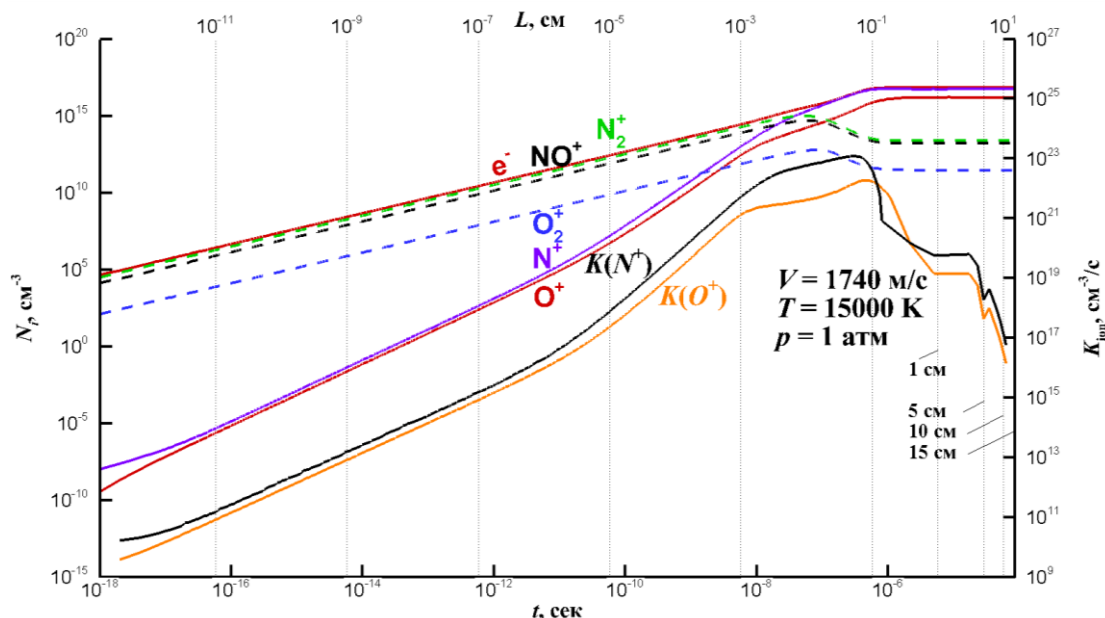


Рис. 8. Концентрации ионов, электронов и скорости ионизации атомарных азота и кислорода

Сразу после точки входа наибольший вклад в образование электронов дают реакции ассоциативной ионизации. Дальше от точки входа, когда концентрация электронов становится значительной ( $N_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) наклон скоростей ионизации за счет электронного удара становится больше (по вертикальной оси отмечены скорости ионизации в логарифмическом масштабе). На расстоянии  $L \sim 0.1$  мм от точки входа, вклад в концентрацию электронов от процесса электронного удара и ассоциативной ионизации сравнивается ( $N_e \sim 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), и далее от точки входа процесс ионизации электронным ударом начинает преобладать. При достижении  $L = 1$  мм концентрации ионов кислорода и азота выходят на полку, и скорости ионизации начинают падать.

### 3. Радиационный тепловой поток

Сначала были произведены 2 расчета переноса излучения по равновесной модели в одномерной постановке задачи ( $p = 0.3$  атм,  $T = 10000$  К,  $L = 15$  см):

- расчет, учитывающий все связанно-связанные переходы ( $N = 2092$ ), доступные из базы данных NIST для кислорода и азота;
- расчет, учитывающий связанно-связанные переходы между первыми 40 энергетическими уровнями кислорода и азота.

Давление  $p = 0.3$  атм соответствует давлению в ударном слое при входе аппарата со скоростью  $V \sim 10$  км/с и достигшего высоты  $H \sim 60$  км.

Процессы ионизации и торможения электронов в поле ионов также были учтены. Результатом стало небольшое различие в полном радиационном потоке линейчатых переходов

от плоского слоя газа (различие составило 5 %). Результаты представлены в табл. 3. Спектры излучения приведены на рис. 9. Спектр от переходов с участием 40 уровней атомов кислорода и азота отмечен на рисунке черным цветом. Он перекрывает спектр атомов при учете всех уровней, который отмечен красным цветом. На рисунке хорошо видно, что остаются неучтенными довольно много линий, однако их интенсивность не очень велика, поэтому различие в интегральном тепловом потоке столь мало. Из данного результата можно сделать вывод, что нет необходимости в расчете всех связанно-связанных переходов, а можно выбрать только те, которые дают наибольший вклад в излучение. Такой подход может сократить вычислительные затраты при расчете радиационного потока и уменьшить время вычислений. Также на рисунке отмечены сильные линии атомарного кислорода и атомарного азота. Практически все они очень сильно светят (очень близко подходят к функции Планка), за исключением линии  $\lambda = 615$  нм.

Таблица 3

**Радиационный поток высокотемпературного слоя с учетом разного количества уровней**

Количество учтенных уровней	$q_r$ , МВт/м <sup>2</sup>
Все уровни	3.77
40 уровней	3.59

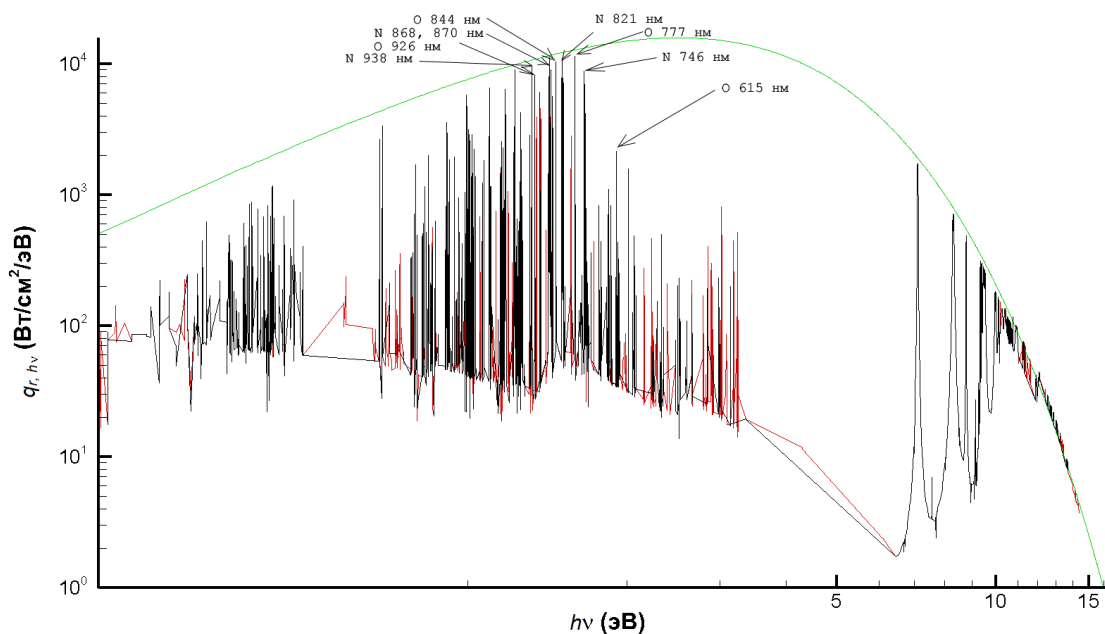


Рис. 9. Спектр излучения воздуха. — — с учетом всех переходов, — — с учетом переходов между 40 уровнями, — — функция Планка

Далее будут представлены расчеты по неравновесной модели с учетом переходов между 40 уровнями атомов азота и кислорода ( $p = 0.3$  атм,  $T = 10000$  К,  $L = 15$  см). Расчеты производились в трех предположениях:

- 1) оптически прозрачный газ;
- 2) оптически толстый газ;
- 3) газ, с оптической толщиной, зависящей от местных параметров слоя.

Заселенность электронных состояний кислорода на расстоянии  $L = 1$  см от точки входа для случая 3 представлена на рис. 10. Заселенность на расстоянии при  $L = 15$  см для случая 3 представлена на рис. 11. По данным графикам видно, что заселенность верхних электронных уровней в высокотемпературном слое после точки входа ( $L = 1$  см) далека от равновесного

заселения, и концентрации этих состояний на 1.5–2 порядка меньше равновесных концентраций. По мере удаления от точки входа ( $L = 15$  см), заселенности уровней приближаются к равновесным значениям и отличаются не более чем в 2 раза от равновесных значений.

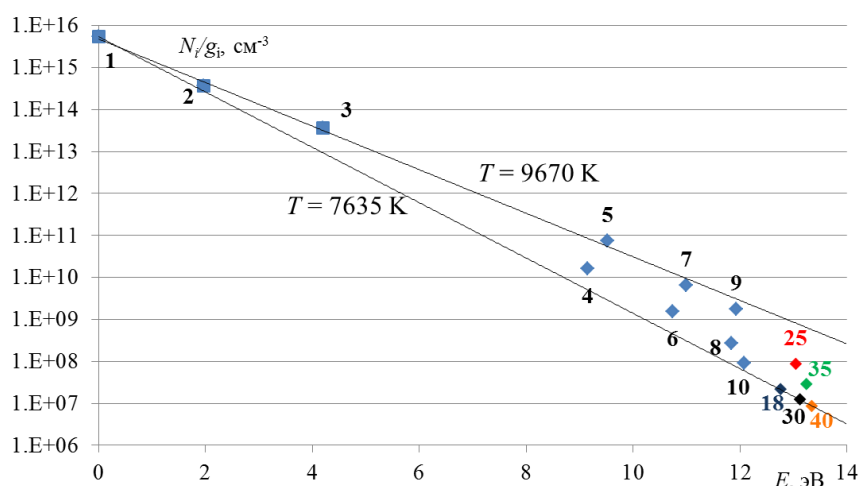


Рис. 10. Заселенность электронных состояний кислорода на расстоянии  $L = 1$  см от точки входа

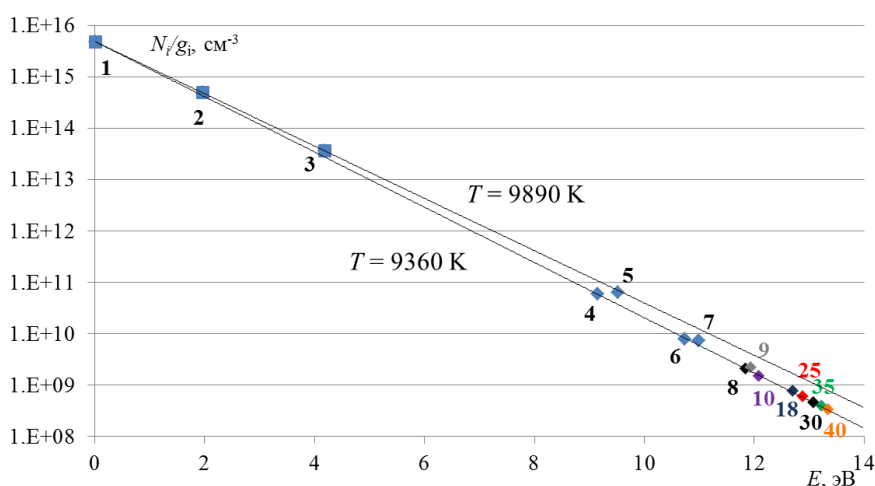


Рис. 11. Заселенность электронных состояний кислорода на расстоянии  $L = 15$  см от точки входа

На рис. 10 и 11 проведены прямые линии, которые обозначают, какое должно быть равновесное заселение электронных состояний атомов при температуре, которая отмечена около каждой линии. На рис. 10 видно, что уровни 5 и 9 имеют практически равновесное заселение при температуре  $T = 9670$  К, как и первые три уровня, которые обычно находятся в равновесии между собой. Седьмой уровень также близок к равновесию, поскольку скорости реакций переходов между 5 и 7, а также 7 и 9 уровнями довольно высоки. 25 и 35 электронные состояния сильнее заселены, чем уровни 18, 30 и 40, поскольку участвуют в сильных переходах с первым уровнем. Можно заметить, что уровни с высокой энергией лежат практически на прямой, что может значить, что они должны находиться в равновесии между собой. 4 уровень стоит выше этой прямой. Несмотря на то, что переход 1–4 слабый, факт того, что вначале заселен только основной уровень, данный переход все же сильнее заселяет 4-е электронное состояние, чем высоко лежащие уровни. Заселенность 4-го уровня, по-видимому, обуславливает более высокое заселение 6, 8 и 10 уровня по сравнению с 30 и 40, поскольку переходы 4 – 6, 6 – 8 и 6 – 10 – сильные.

На рис. 11 на расстоянии 15 см от точки концентрации высоких уровней начинают выравниваться между собой и лежат практически на одной прямой. Если провести линию для равновесной заселенности при температуре  $T = 9360$  К, то они хорошо ложатся на нее. Эта подобранная температура дает примерную оценку того, насколько недозаселены электронные состояния атома с высокой энергией по сравнению с первыми тремя уровнями. Разница между равновесными температурами заселения для низких и высоких уровней составляет 530 К.

Результаты расчета радиационного потока для слоя с параметрами  $p = 0.3$  атм,  $L = 15$  см,  $T = 10000$  К, представлены в табл. 4. По этим данным можно заключить, что газ в ударном слое можно считать оптически толстым, поскольку различие в радиационном потоке для второго и третьего случая расчета невелики и составляют 7%. При предположении оптически прозрачного слоя газа, по всей видимости, верхние уровни атомов сильно обедняются при высвечивании, а также фотоионизация проходит медленно. Все это ведет к тому, что радиационный поток становится очень маленьким (примерно в 50 раз меньше, чем при оптически толстом газе), что не соответствует действительности. По расчетам, проведенным на разработанном программном коде, радиационный поток от равновесно заселенного газа превышает радиационный поток, посчитанный по неравновесной модели в приближении оптически толстого газа, на 50%.

Таблица 4

**Радиационный поток ударного слоя к стенке аппарата при разных подходах**

Используемая модель	$q_r$ , МВт/м <sup>2</sup>
Оптически прозрачный газ, неравновесное заселение	$7.68 \times 10^{-2}$
Оптически толстый газ, неравновесное заселение	3.84
Оптическая толщина зависит от местных параметров газа, неравновесное заселение	3.59
Равновесное заселение	5.76

Далее, в табл. 5 представлены результаты расчетов для радиационного потока при следующих параметрах газа:  $p = 0.1$  атм, 0.3 атм, 1 атм;  $T = 10000$  К, 12500 К, 15000 К;  $L = 5$  см, 10 см, 15 см. На рис. 12 представлены радиационные потоки при разных параметрах при температуре  $T = 10000$  К. На рис. 13 отмечены радиационные потоки при разных параметрах при температуре  $T = 10000$  К, отнесенные к радиационным потокам при давлении  $p = 0.1$  атм для газовых слоев с разными толщинами.

Таблица 5

**Радиационный поток высокотемпературных слоев с разными параметрами**

	$T = 10000$ К			$T = 12500$ К			$T = 15000$ К		
	5 см	10 см	15 см	5 см	10 см	15 см	5 см	10 см	15 см
0.1 атм	1.03	1.51	1.90	8.21	11.89	14.56	25.50	36.02	43.58
0.3 атм	1.87	2.87	3.59	14.92	20.58	24.55	50.39	67.48	79.33
1 атм	3.88	5.68	6.96	29.18	38.12	44.20	99.18	124.72	141.35

Из рис. 13 видно, что при повышении давления для плоских слоев разной толщины и одинаковой температуры, радиационный поток растет схожим образом. При повышении давления от  $p = 0.1$  атм до  $p = 0.3$  атм при постоянных прочих параметрах, концентрации возрастают в 3 раза. Логично было бы предположить, что и радиационный поток должен возрасти в 3 раза, однако по рис. 13 видно, что такое увеличение не происходит. Такое поведение можно объяснить тем, что некоторые линии при данных параметрах газа достигли функ-

ции Планка, т.е. газ для данных линий стал оптически толстым. При дальнейшем повышении давления дополнительный вклад в излучение будут давать крылья данных линий (меньший вклад, по сравнению с линиями, для которых газ оптически прозрачный) и линии, не достигшие функции Планка.

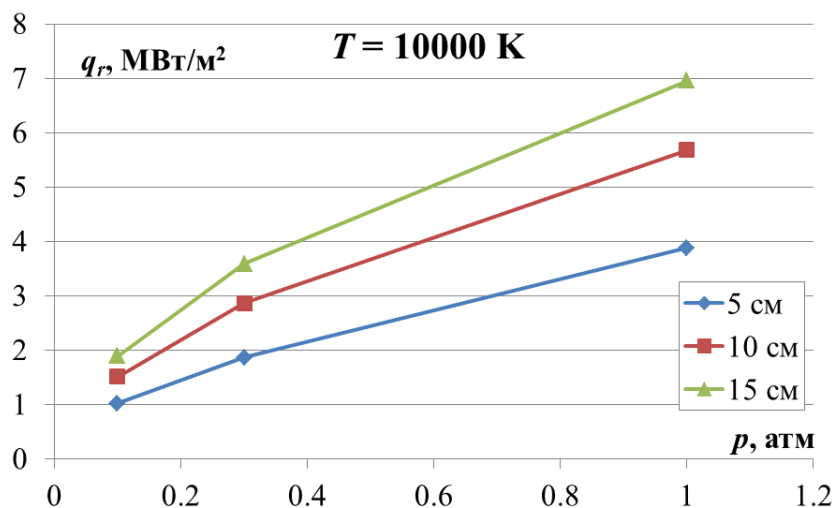


Рис. 12. Радиационные потоки высокотемпературных слоев газа

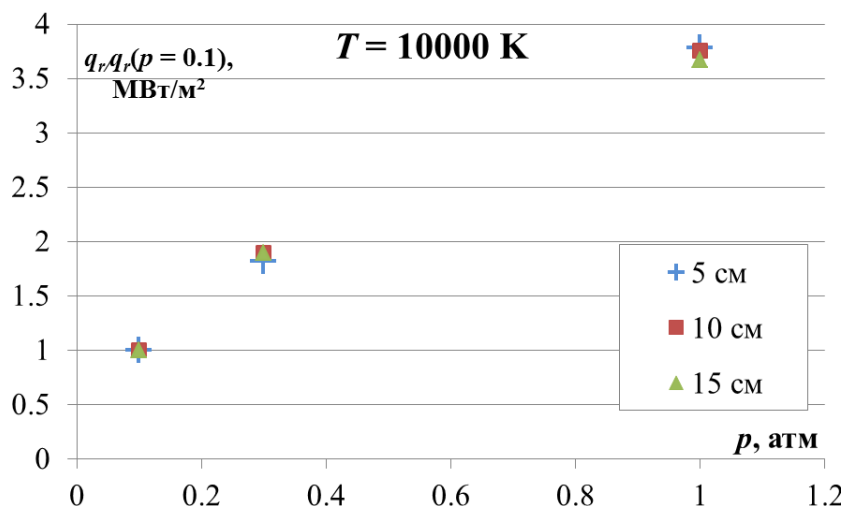


Рис. 13. Приведенные радиационные потоки высокотемпературных слоев газа

На рис. 14 представлен спектр излучения для слоя толщиной  $L = 15$  см,  $p = 0.3$  атм и  $T = 10000$  К. На нем видно, какой вклад дают линии в общий радиационный поток (синяя линия). Порядка 37 % в радиационный поток дают вклад линии с энергией  $E = 1 \div 2$  эВ, для которых газ является оптически прозрачным, и радиационный поток от этих линий  $1.33$  Вт/см<sup>2</sup>/эВ от всего потока, равного  $3.59$  Вт/см<sup>2</sup>/эВ. Остальное излучение происходит от линий с энергией  $E = 7 \div 11$  эВ, которые достигли функции Планка. Их радиационный поток составляет  $2.26$  Вт/см<sup>2</sup>/эВ. При увеличении давления до 1 атмосферы, излучение от линий с энергией  $E = 7 \div 11$  эВ не увеличится в  $10/3$  раз, поскольку эти линии достигли функции Планка, однако излучение линий с энергией  $E = 1 \div 2$  эВ увеличится как раз в  $10/3$  раз, т.е. станет  $4.43$  Вт/см<sup>2</sup>/эВ, что подтверждают проведенные расчеты.

На рис. 15 приведен вклад в полный радиационный поток высокотемпературного газа на разных толщинах. По данному рисунку видно, что по мере увеличения толщины ударного слоя вклад в радиационный поток уменьшается. Действительно, первые 5 см газа дают вклад порядка 54 % от полного радиационного потока, следующие 5 см дают вклад 26 %, и последние 5 см газа дают вклад только 20 %. Такое поведение можно объяснить тем, что при увели-

чении толщины газового слоя, для некоторых переходов газ становится оптически толстым, и дальнейшее увеличение толщины уже не так сильно увеличивает радиационный поток. В таком случае вклад в излучение дают линии, для которых газ все еще оптически прозрачен, и крылья линий, достигших функции Планка.

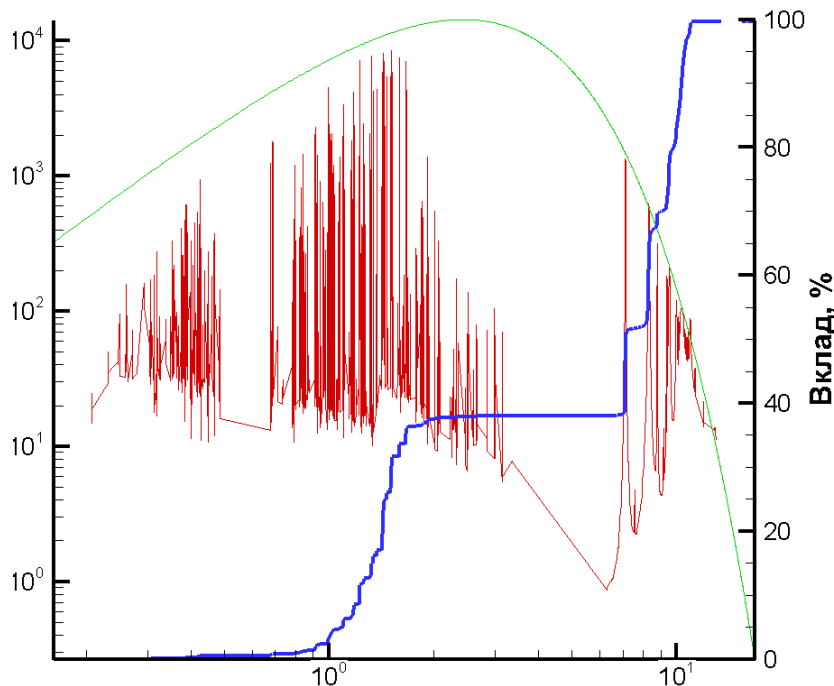


Рис. 14. Вклад линий в полный радиационный поток от высокотемпературного газа

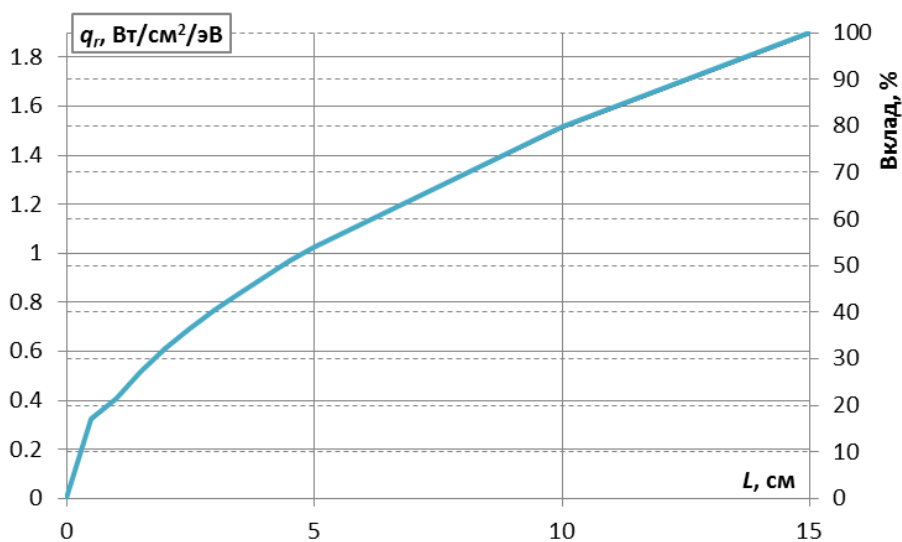


Рис. 15. Вклад линий в полный радиационный поток от высокотемпературного газа

#### 4. Заключение

1. При расчете переноса излучения за сильными ударными волнами и в ударном слое около спускаемых аппаратов с радиусом сферического сегмента  $R < 1$  м и на высотах  $H > 75 \div 80$  км необходимо учитывать неравновесное заселение электронных состояний атомов.
2. Для расчета лучистого теплообмена можно сократить количество учитываемых уровней атомов, поскольку вклад излучения верхних уровней составляет малую долю от полного излучения.

3. Для ударных слоев, образуемых перед спускаемыми аппаратами ( $V \sim 10$  км/с), большую часть которых составляет равновесная область, расчет поуровневой кинетики можно проводить в приближении оптически толстого газа.
4. По полученным с помощью программы результатам равновесное заселение уровней дает завышение лучистого потока на 50 % по сравнению с неравновесной моделью.

## Литература

1. Власов В.И., Залогин Г.Н., Лунев В.В., Чураков Д.А. Лучисто-конвективный теплообмен спускаемых аппаратов // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2012. Т.13, вып.1. 11с. <http://chemphys.edu.ru/issues/2012-13-1/articles/299/>
2. Власов В.И., Залогин Г.Н., Прутько К.А., Чураков Д.А. Влияние излучения атомов на лучистый теплообмен аппаратов при входе их в атмосферу со второй космической скоростью. Космонавтика и ракетостроение. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014.
3. Johnston C.O. A Comparison of EAST Shock-Tube Radiation Measurements with a New Radiation Model. 46<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 7–10 January 2008, Reno, Nevada. AIAA 2008-1245.
4. Drawin, H. W., "Collision and Transport Cross Sections," Plasma Diagnostics, edited by W. Lochte-Holtgreven, North-Holland, Amsterdam, 1968, pp. 842–875.
5. Ralchenko, Yu, et al., "NIST Atomic Spectra Database, Version 4.0," National Institute of Standards and Technology (NIST) Physics Lab, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>, November 2011.
6. Cunto W. TOPbase at the CDS // Astronomy and Astrophysics. 1993. Vol.275. Pp. L5–L8. <http://vizier.u-strasbg.fr/topbase/topbase.html>

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2015 г.