

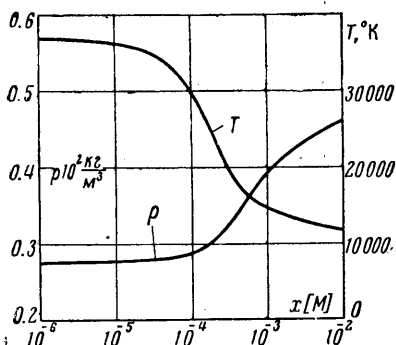
РЕЛАКСАЦИЯ И ИЗЛУЧЕНИЕ ЗА ПРЯМЫМ СКАЧКОМ УПЛОТНЕНИЯ

А. К. АРТАМОНОВ, В. Н. АРХИПОВ, Г. Е. СТАРЧЕНКО

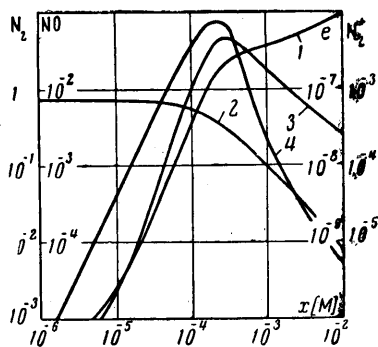
(Москва)

1. Постановка задачи. Пусть на неподвижный прямой скачок набегает равновесный сверхзвуковой поток воздуха, состоящего из 75.52% (по весу) молекулярного азота N_2 , 23.14% молекулярного кислорода O_2 и 1.34% аргона Ar . Считаем, что всюду за скачком поступательная и вращательная энергия имеют свои равновесные значения, а процессы колебательного и электронного возбуждения, диссоциация и ионизация протекают неравновесно.

Предполагаем, что ионизация однократная и температура свободных электронов T_e всюду равна поступательной температуре T тяжелых частиц. Учитываем излучение, связанное с переходами между различными состояниями N_2 и N_2^+ . Пренебрегаем влиянием вязкости, диффузии и теплопроводности, а также вкладом излучения в давление и плотность.



Фиг. 1



Фиг. 2

2. Основные уравнения. Одномерное стационарное движение смеси газов за скачком описывается следующими уравнениями:

$$u \frac{dp}{dx} + p \frac{du}{dx} = 0, \quad \rho u \frac{du}{dx} + \frac{dp}{dx} = 0$$

$$\rho u \frac{dh}{dx} = u \frac{dp}{dx} - q_R, \quad u \frac{dE_i}{dx} = \frac{E_i^* - E_i}{\tau_i}, \quad E_i^* = \frac{R}{\mu_i} \frac{\theta_i u_i}{1 - u_i} \quad (2.1)$$

$$\rho u \frac{dc_i}{dx} = \sigma_i - \frac{\beta_i c_i}{\tau_{Ri}} \quad (i = 1, \dots, n), \quad u_i = \exp \frac{-\theta_i}{T}$$

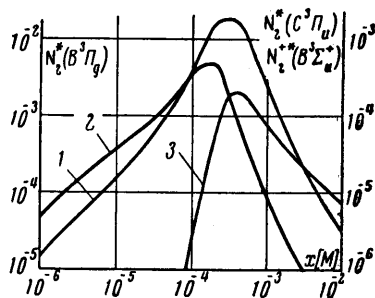
$$p = \frac{R}{\mu} \rho T, \quad h = h(c_i, T, E_i), \quad \frac{1}{\mu} = \frac{c_1}{\mu_1} + \dots + \frac{c_n}{\mu_n}$$

[Здесь p — давление, ρ — плотность, u — скорость, T — температура, h — энтальпия, μ — молекулярный вес смеси; c_i — массовая доля, μ_i — молекулярный вес, E_i — колебательная энергия, σ_i — функция химического источника [1], τ_i — время колебательной релаксации, τ_{Ri} — «вре-

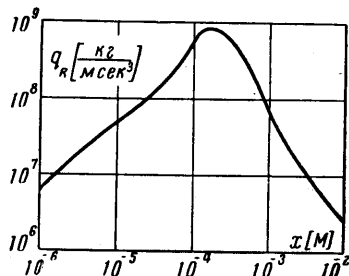
мья жизни» в возбужденном состоянии i -й компоненты смеси; q_R — скорость притока тепла за счет излучения, β_i — коэффициенты ($\beta_i = 0$ — для невозбужденных и $\beta_i = 1$ — для возбужденных компонент смеси); θ_i — характерная колебательная температура i -й компоненты, R — универсальная газовая постоянная, n — число компонент смеси. Граничные условия при $x = 0$ определяются из условий на скачке.

3. Химические процессы. Учитываем следующие процессы:

1. $O_2 + M_i + 5.1 \text{ eV} \rightleftharpoons O + O + M_i$
2. $N_2 + M_i + 9.8 \text{ eV} \rightleftharpoons N + N + M_i$
3. $NO + M_i + 6.5 \text{ eV} \rightleftharpoons N + O + M_i$
4. $NO + O + 1.4 \text{ eV} \rightleftharpoons O_2 + N$
5. $N_2 + O + 3.3 \text{ eV} \rightleftharpoons NO + N$
6. $N + O + 2.8 \text{ eV} \rightleftharpoons NO^+ + e$
7. $N + N + 5.8 \text{ eV} \rightleftharpoons N_2^+ + e$
8. $O + O + 6.9 \text{ eV} \rightleftharpoons O_2^+ + e$
9. $O_2^+ + O + 1.6 \text{ eV} \rightleftharpoons O_2 + O^+$
10. $N^+ + N_2 + 1.0 \text{ eV} \rightleftharpoons N + N_2^+$
11. $O + M_i + 13.6 \text{ eV} \rightleftharpoons O^+ + M_i + e$
12. $N + M_i + 14.5 \text{ eV} \rightleftharpoons N^+ + M_i + e$
13. $N_2 + M_i + 15.6 \text{ eV} \rightleftharpoons N_2^+ + M_i + e$
14. $O_2 + M_i + 12.1 \text{ eV} \rightleftharpoons O_2^+ + M_i + e$
15. $N_2 + M_i + 7.3 \text{ eV} \rightleftharpoons N_2^* (B^3\Pi_g) + M_i$
16. $N_2 + M_i + 11.03 \text{ eV} \rightleftharpoons N_2^* (C^3\Pi_u) + M_i$
17. $N_2^+ + M_i + 3.1 \text{ eV} \rightleftharpoons N_2^{+*} (B^3\Sigma_u^+) + M_i$
18. $N_2^* (B^3\Pi_g) \rightarrow N_2^* (A^3\Sigma_u^+) + h\nu$
19. $N_2^* (C^3\Pi_u) \rightarrow N_2^* (B^3\Pi_g) + h\nu$
20. $N_2^{+*} (B^3\Sigma_u^+) \rightarrow N_2^+ (X^2\Sigma_g^+) + h\nu$



Фиг. 3



Фиг. 4

Здесь M_i — катализатор; индексом * обозначены молекулы в возбужденных состояниях. Возбужденные молекулы $N_2^* (A^3\Sigma_u^+)$, $N_2^* (B^3\Pi_g)$, ... обозначаются в соответствии с принятыми в физике следующими правилами (см. [2], стр. 248—249).

Электронное состояние характеризуется проекцией орбитального момента электронов на ось молекулы или квантовым числом Λ , суммарным спином электронов S и свойствами симметрии. Состояния с $\Lambda = 0, 1, 2, \dots$ обозначаются буквами $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$. Проекция спина на ось может принимать $2S + 1$ значений, в соответствии с чем расщепляется каждый терм. Мультиплетность терма $2S + 1$ указывается слева сверху ($^3\Sigma, ^3\Pi, \dots$).

При отражении в плоскости, проходящей через ось молекулы, проекция электронного орбитального момента меняет знак; соответственно этому термы с отличным от нуля орбитальным моментом двукратно вырождены. Если $\Lambda = 0$, отражение вообще не меняет электронной энергии; волновая функция умножается на $+1$ или -1 . Это свойство симметрии Σ термов указывается справа сверху (Σ^+, Σ^-).

Если молекула состоит из одинаковых атомов, появляется еще одно свойство симметрии, а именно, энергия инварианта относительно одновременного изменения знака координат всех электронов и ядер. Волновая функция умножается при этом на $+1$ или -1 , что обозначается индексом g и u справа внизу ($\Sigma_u, \Pi_g, \dots$). Последовательные электронные состояния обозначаются буквами: X (основное), $A, B, \dots$.

Учитываем также колебательную релаксацию O_2 и N_2 .

Константы скоростей реакций 1—10 заимствованы из работы [3], а реакций 11 и 12, когда M_i — тяжелые частицы, — из работы [4]. Для

реакций 13 и 14, когда M_i — частицы O_2 и N_2 — из работы [5]. Скорости реакций ионизации электронным ударом (11—14) вычислены на основе данных работы [2]. Константы скоростей реакций возбуждения электронным ударом (15—17) были определены с использованием работ [6,7].

Ввиду отсутствия сведений о сечениях возбуждения при столкновении с тяжелыми частицами, для этих сечений был принят тот же характер зависимости от энергии, что и для соответствующих процессов ионизации [5]. Времена колебательной релаксации заимствованы из работы [8].

4. Излучение. При расчете поля излучения в неравновесной среде перепоглощение не учитываем. Принимаем допущения работы [9]. Энергия, излучаемая в 1 сек на единичном интервале частот в каждом единичном объеме, может быть выражена следующим образом:

$$q_{R\nu} = N' A_{mn} h \nu q'(\nu, T_\nu) \quad (4.1)$$

Здесь N' — число возбужденных молекул в единице объема, A_{mn} — коэффициент Эйнштейна, определяемый как число спонтанных переходов в 1 сек на одну молекулу с возбужденного уровня m на более низкий уровень n ; q' — функция распределения осциллятора для испускания [9], T_ν — колебательная температура.

Для всего интервала частот

$$q_R = \int_0^\infty q_{R\nu} d\nu \quad (4.2)$$

Вводя эффективную частоту перехода ν° [10], получаем

$$q_R = N' A_{mn}^\circ h \nu^\circ$$

$$A_{mn}^\circ = A_{mn}(\nu^\circ) = 1 / \tau_R \quad (4.3)$$

Если имеется система k полос, то

$$q_R = q_{R1} + \dots + q_{Rk} \quad (4.4)$$

5. Результаты расчетов. При расчетах учитывался вклад в излучение первой и второй положительных систем полос N_2 и первой отрицательной системы полос N_2^+ . Времена жизни заимствованы из работ [9,11].

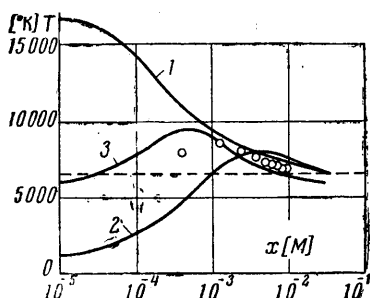
На фиг. 1—4 приведены распределения параметров воздуха за скачком при $u_\infty = 10$ км/сек, $p_\infty = 24.13$ кг/м·сек², $T_\infty = 253.4^\circ$ К. На фиг. 1 — плотность ρ и температура T . На фиг. 2 — массовые доли электронов (кривая 1) и невозбужденных компонент N_2 (кривая 2), N_2^+ (кривая 3), NO (кривая 4). На фиг. 3 — массовые доли возбужденных компонент: $N_2^*(B^3\Pi_g)$ — кривая 1, $N_2^*(C^3\Pi_u)$ — кривая 2 и $N_2^{+*}(B^3\Sigma_u^+)$ — кривая 3. На фиг. 4 приведено распределение q_R . На всех фигурах x — расстояние от скачка в м. Анализ результатов показывает, что наибольший вклад в излучение дает вторая положительная полоса N_2 . Влияние излучения на газодинамические параметры потока в рассматриваемом случае невелико.

Суммарный лучистый поток в направлении оси x , определенный по формуле

$$q = \frac{1}{2} \int_0^l q_R dx \quad (l — \text{длина неравновесной зоны}), \quad (5.1)$$

оказался равным 42 вт/см². Эксперимент [12, 13] дает 40 вт/см².

Были также рассчитаны параметры за скачком в азоте для $u_\infty = 6.4$ км/сек, $p_\infty = 1$ мм рт. ст., $T_\infty = 294^\circ$ К. На фиг. 5 приведены распределения за скачком поступательной температуры T (кривая 1), колебательной температуры T_ν азота N_2 (кривая 2) и температуры электронного возбуждения T_{ee} азота N_2 (кривая 3). Пунктиром нанесено равновесное значение температуры. Для сравнения приведены экспериментальные значения T_{ee} [14] для азота.

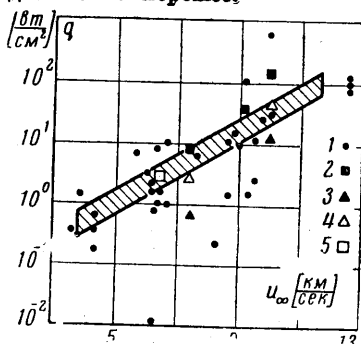


Фиг. 5

На фиг. 6 приведены результаты расчетов суммарных лучистых тепловых потоков от неравновесной зоны за прямым скачком в воздухе. Для сравнения также приведены экспериментальные результаты (1), заимствованные из работы [13] (заптрехована область результатов, полученных в лаборатории AVCO-Everett). Согласие расчетных значений потоков с экспериментальными достаточно хорошее.

Следует отметить, что область спектра, охваченная в экспериментах [13, 14], была несколько шире, чем рассмотренная в настоящей работе. Максимумы рассчитанного излучения оказались расположенными ближе к ударной волне, чем в экспериментах [13, 14].

Фиг. 6. Суммарные лучистые тепловые потоки от неравновесной зоны за прямым скачком в воздухе: 1 — эксперимент [13], 2 — расчет для высоты $H = 45$ км, 3 — расчет для $H = 75$ км, 4 — расчет для $H = 60$ км, 5 — расчет для $H = 48$ км



Судя по работам [15, 16], учет релаксации электронной температуры T_e может привести к некоторому уменьшению расчетных значений лучистых тепловых потоков от неравновесной зоны, а также к смещению максимума излучения, поскольку в зоне релаксации $T_e < T$. Необходимо также уточнение констант скоростей реакций при высоких температурах. Заметим, что учет высвечивания приводит к нарушению бинарного подобия в распределении массовых долей возбужденных компонент, в силу чего лучистый тепловой поток оказывается зависящим от высоты. Это соответствует экспериментальным данным (фиг. 6).

Авторы благодарят Л. С. Кривонос за помощь.

Поступила 10 VII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Ting Y. Li. Recent advances in non-equilibrium dissociating gas dynamics, ARS — Journ. 1961, vol. 31, No 2, 170—178.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.
3. Wray K., Teare J. D., Kivel B., Hammerling P. «Relaxation processes and reaction rates behind shock front in air and component gases». AVCO-Everett Res. Lab., Res. Rep. 83, Dec. 1959.
4. Hall J. G., Eschenroeder A. Q., Marrone P. V. «Blunt-nose inviscid airflows with coupled non-equilibrium processes». JASS, 1962, vol. 29, No 9.
5. Lin S. C., Teare J. D. «Rate of ionization behind shock waves in air». Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No 3, 355—375.
6. Stewart D. T. Electron excitation function of first negative bands of N_2^+ . Proc. Phys. Soc. 1956, A69, 437—440.
7. Stewart D. T., Gabathuler E. Some electron collision cross section for nitrogen and oxygen. Proc. Phys. Soc. A72, 1958, 287—289.
8. Treanor C. E., Marrone P. V. Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No 9, 1022—1026.
9. Hansen C. F. A radiation model for nonequilibrium molecular gases. AIAA — Journ. 1964, vol. 2, No 4, 611—616.
10. Пеннер С. С. Количественная молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М., Изд. иностр. лит., 1963.
11. Bennet R. G., Dalby F. W. Experimental determination of the oscillator strength of the first negative bands of N_2^+ . J. Chem. Phys. 1959, vol. 31, No 2, 434—441.
12. Тир Т., Георгиев С., Аллен Р., Неравновесное излучение от фронта ударной волны. В кн.: Исследование гиперзвуковых течений. М., «Мир», 1964.
13. Allen R. A., Rose P. H., Camm J. C. Non-equilibrium and equilibrium radiation at super- and satellite re-entry velocities. JAS — Paper (1963), No 63—77.
14. Allen R. A. Non-equilibrium shock front rotational, vibrational and electronic temperature measurements. Journ. Quant. Spectr. Radiat. Transfer., 1965, v. 5, № 3, 511—523.
15. Печек Г., Байрон С. Приближение к равновесной ионизации за ударной волной в аргоне. В кн.: Ударные трубы. Изд. иностр. лит., М., 1962, стр. 471—507.
16. Биберман Л. М., Якубов И. Т. Установление ионизационного равновесия за фронтом ударной волны в атомарном газе. ЖТФ, 1963, т. 33, № 11, 1344—1353.