

5. Probstein R. F., Kemp N. H. Viscous aerodynamic characteristics in hypersonic rarefied gas flow. *J. Aerospace Sci.*, 1960, vol. 27, No. 3, p. 174.
6. Probstein R. F. Heat transfer in rarefied gas flow. *Theory and Fundament. Res. Heat Trans.*, London — New York — Paris, Pergamon Press, 1963, pp. 33—60.
7. Kao H. C. Hypersonic viscous flow near the stagnation streamline of a blunt body. 1. A test of local similarity. *AIAA Journal*, 1964, vol. 2, No. 11, pp. 1892—1906.
8. Naice S. E., Rutowski R. W., Chan K. K. Stagnation — point heat — transfer measurements in hypersonic low — density flow. *J. Aerospace. Sci.*, 1960, vol. 27, No. 5, pp. 387, 388.
9. Wittliff C. E., Wilson M. R. Low density stagnation point heat transfer in the hypersonic shock tunnels. *ARS Journal*, 1962, vol. 32, pp. 275, 276.
10. Vidal R. J., Wittliff C. E. Hypersonic low density studies of blunt and slender bodies. In: *Rarefied Gas Dynamics*. New York — London, Acad. Press, 1963.
11. Ferri A., Zakkay V. Measurement of stagnation point heat transfer at low Reynolds number. *J. Aerospace Sci.*, 1962, vol. 29, No. 7, p. 847.
12. Ferri A., Zakkay V., Ting L. On blunt — body heat transfer at hypersonic speed and low Reynolds numbers. *Z. Aerospace. Sci.*, 1962, vol. 29, No. 7, p. 884.
13. Cheng H. K. Hypersonic shock layer theory of the stagnation region at low Reynolds member. *Proc. Heat Trans. and Fluid Mech. Inst. (Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1961)*, pp. 161—175.
14. Hickman R. S., Gildt W. H. Heat transfer to a hemisphere — cylinder at low Reynolds numbers. *AIAA Journal*, 1963, vol. 1, No. 3.
15. Лиз Л. Ламинарный теплообмен на тупоносных телах при больших сверхзвуковых скоростях. Сб. ст. «Научные проблемы искусственных спутников», М., Изд-во иностр. лит., 1959, стр. 243—279.

## РЕЛАКСАЦИЯ И НЕРАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОЗДУХЕ

М. Б. ЖЕЛЕЗНЯК, А. Х. МНАЦАКАНЯН, И. Т. ЯКУБОВ  
(Москва)

Рассматривается релаксация за ударными волнами в воздухе при скоростях от 8 до 12 км/сек. Получены профили параметров газа за фронтом. Вычислены населенности излучающих состояний атомов и молекул. Найдены спектральные распределения излучения зоны релаксации. В ряде интервалов спектра интенсивность излучения проходит через максимум, превышающий равновесный уровень. Проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными в ударных трубах. Вычислены лучистые потоки тепла от зоны релаксации. Проведены оценки вклада этого излучения в радиационный нагрев затупленных тел при гиперзвуковом обтекании.

Кинетика релаксационных процессов за сильными ударными волнами в воздухе изучалась в ряде работ [1—4]. Были выяснены процессы, определяющие ход химической и ионизационной релаксации, вычислены времена релаксации. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом [5, 6]. Однако вопрос о характере излучения неравновесной плазмы (неравновесного излучения) остался открытым, так как его решение требовало более детального рассмотрения задачи.

Интерес к неравновесному излучению в значительной степени связан с радиационным нагревом при гиперзвуковом обтекании. После экспериментального обнаружения максимума неравновесного излучения [7] предполагалось, что неравновесные лучистые потоки могут значительно усилить аэродинамический нагрев. Эта возможность многократно обсуждалась в литературе. Однако предложенные рецепты расчета неравновесного излучения [7—10] основываются на отрывочных сведениях об отдельных процессах и не описывают всей совокупности наблюдаемых явлений.

Причины появления максимума излучения за сильными ударными волнами и его исчезновения с ростом скорости волны  $V$ , рассматривались в [11, 12]. Появление максимума излучения связано с тем, что температура электронов  $T_e$  в зоне релаксации превышает температуру газа в равновесии. Эти работы носят скорее качественный характер, так как в них не были учтены все важные процессы. Расчет  $T_e$  должен проводиться с учетом обмена энергии электронов со всеми компонентами плазмы в тесной взаимосвязи с расчетом температуры колебаний молекул [3].

В первых двух разделах данной работы записываются уравнения молекулярной и ионизационной релаксации, приводятся значения скоростей основных процессов. В третьем разделе обсуждаются начальные условия, определяемые состоянием газа перед фронтом. В четвертом разделе приведены результаты расчета кинетики релаксации. Пятый и шестой разделы посвящены расчету излучения неравновесной зоны в атомарных линиях и молекулярных полосах. Проводится сопоставление с экс-

периментом, которое является необходимым этапом, позволяющим корректировать результаты теории. В седьмом и восьмом разделах вычисляются неравновесные лучистые потоки тепла. Вклад неравновесного излучения в аэродинамический нагрев сопоставляется с равновесным радиационным и конвективным нагревом.

1. Процессы релаксации за фронтом описываются системой уравнений кинетики и уравнениями, выражающими законы сохранения потоков массы, импульса и энергии. Уравнения кинетики записываются относительно концентраций  $N_2$ ,  $NO$ ,  $N$ ,  $O$ ,  $N_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N$ ,  $O$ , концентраций их возбужденных состояний и температур различных компонент плазмы: поступательной температуры тяжелых частиц  $T_a$ , электронов  $T_e$ , колебательной температуры  $T_v$  молекул  $N_2$ .

Концентрацию  $i$ -й компонент плазмы  $n_i$  выразим в относительных молярных долях  $[X_i]$  (моль/моль перед фронтом волны)

$$n_i = n_1 \rho [X_i], \quad \rho = \rho_2 / \rho_1 \quad (1.1)$$

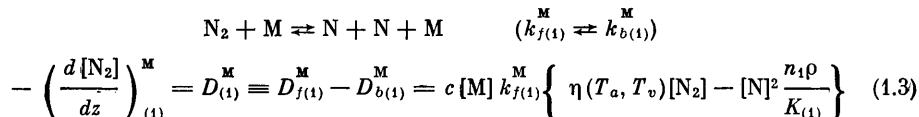
Здесь  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — плотность газа перед и за фронтом волны,  $n_1$  — концентрация частиц в невозмущенном газе перед фронтом.

Уравнения кинетики имеют вид

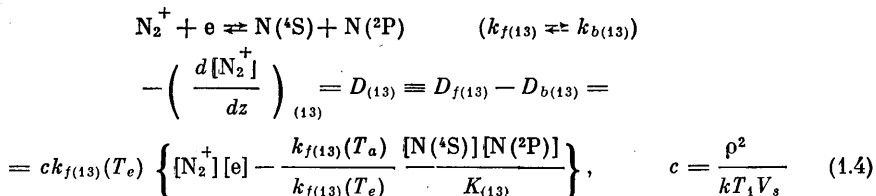
$$\frac{d[X_i]}{dz} = \sum_{j, M} D_j^M, \quad z = x p_1 \quad (1.2)$$

Здесь  $x$  — расстояние, отсчитываемое от фронта;  $p_1$  — давление газа перед фронтом;  $D_j^M$  — скорость изменения  $i$ -й компоненты в  $j$ -й реакции,  $M$  обозначает каталитическую частицу, если таковая участвует в реакции.

Так, например, для реакции диссоциации  $N_2$  при столкновении с частицей  $M$



Для реакции диссоциативной рекомбинации и ассоциативной ионизации



Здесь и далее нижний индекс в скобках обозначает номер реакции, указанной ниже в таблице,  $T_1$  — температура невозмущенного газа,  $k$  — постоянная Больцмана,  $D_{f(b)}$ ,  $k_{f(b)}$  — скорость протекания и константа скорости прямой (обратной) реакции,  $K_j$  — константа равновесия  $j$ -й реакции. Множитель  $\eta(T_a, T_v) < 1$  при  $T_v < T_a$  в (1.3) учитывает влияние незавершенности колебательной релаксации на скорость диссоциации<sup>4</sup>. При записи (1.4) учтено различие средних скоростей (т. е. температур) частиц, участвующих в прямом и обратном процессах.

Использованные в расчетах значения констант скоростей с указанием литературных данных приведены в таблице. Наиболее важные константы кратко обсуждаются в примечаниях к таблице. Константы равновесия заимствованы из [14].

#### Примечания к таблице:

1) значения температур выражены в  $10^4$  °K; константы скоростей — в  $10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек, сечений — в  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>;

2)  $k$  получено усреднением  $\sigma$ ;

3) использовалась величина коэффициента диссоциативной рекомбинации  $N_2^+$ . Предположено, что в реакции 13 возникают атомы в состояниях  $^4S$  и  $^2P$  (результаты вычислений значительно не изменяются, если в качестве продуктов взять комбинации  $^4S$  и  $^2D$  или  $^2D$  и  $^2D$ ). Аналогичная гипотеза о возникновении возбужденного атома  $O$  при рекомбинации  $O_2^+$  высказывалась в [23]. Отметим, что полученные в [3, 22] скорости ассоциативной ионизации были отнесены к полной концентрации атомов  $N$ , что и приводит к кажущемуся несоответствию;

4) сечение тушения; оценка в кулон-борновском приближении;

5) предположительное значение;

6) при записи реакции 15 с  $M = N_2$  предполагается, что передача колебательной энергии  $N_2$  электронным степеням свободы атомов происходит нерезонансно.

Перечень реакций и констант скоростей<sup>1</sup>

Процесс	Константа скорости или сечение	Источник
$N_2 + M \rightarrow N + N + M$		
$M = N_2$	$k_1 = 2.5 T_a^{-1.6} \exp \frac{-11.3}{T_a}$	[15]
$M = N$	$k_1 = 1.4 \cdot 10^7 T_a^{-1.6} \exp \frac{-11.3}{T_a}$	[15]
$M = O, NO$	$k_1 = 30 T_a^{-0.5} \exp \frac{-11.3}{T_a}$	[1]
$NO + M \rightarrow N + O + M$		
$M = O, N, N_2$	$k_2 = 6.7 T_a^{-1.5} \exp \frac{-7.5}{T_a}$	[1]
$M = NO$	$k_2 = 130 T_a^{-1.5} \exp \frac{-7.5}{T_a}$	[1]
$N_2 + O \rightarrow N + NO$	$k_3 = 1.2 \exp \frac{-3.75}{T_a}$	[1]
$N + O \rightarrow NO^+ + e$	$k_4 = 5.4 \cdot 10^{-3} T_a^{0.5} \exp \frac{-2.32}{T_a}$	[1]
$N + e \rightarrow N^+ + 2e$	$k_5 = 2.8 \cdot 10^8 T_e^{-0.5} \exp \frac{-13.35}{T_e}$	[16]
$O + e \rightarrow O^+ + 2e$	$k_6 = k_5$	
$O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$	$k_7 = 0.16 T_a^{0.5} + 0.37 T_a + 0.23 T_a^{1.5}$	[17] a
$O^+ + N_2 \rightarrow N_2^+ + O$	$\sigma_8 = 10$	[17]
$A + B^+ \rightarrow A^+ + B$	$\sigma_9 = 3$ (A, B = O, N, NO, N <sub>2</sub> )	[1]
$N^+ + NO \rightarrow N_2^+ + O$	$\sigma_{10} = 3$	[1]
$N^+ + NO \rightarrow O^+ + N_2$	$\sigma_{11} = 3$	[1]
$N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$	$\sigma_{12} = 3$	[1]
$N_2^+ (X^2\Sigma_g^+, A^2\Pi_u) + e \rightarrow$ $\rightarrow N(^2P) + N(^4S)$	$k_{13} = 7.8 \cdot 10^8 T_e^{-0.33}$	[18] b
$N_2^+ (B^2\Sigma_u^+) + M \rightarrow$ $\rightarrow N_2^+ (X^2\Sigma_g^+) + M,$ $M = e$	$\sigma_{14} = 13$	[10] d
$M = N_2$		
$N(^4S) + M \rightarrow N(^2D) + M$	$\sigma_{14} = 10$	[19]
$M = e$	$k_{15} = 35 T_e^{0.5} \left(1 + \frac{T_e}{1.4}\right) \exp \frac{-2.8}{T_e}$	[20] e
$M = N, O$	$\sigma_{15} = 10^{-2}$	
$M = N_2 (\Delta v = 2)$	$\sigma_{15} = 3$	
$N_2 (v = 1) + e \rightarrow$ $\rightarrow N_2 (v = 0) + e$	$k_{16} = 0.45 \exp \frac{-1.0}{T_e}$	[21] e [27]

<sup>1</sup> Используемая модель, принятая в [13], не является вполне удовлетворительной, однако за сильными волнами ее применение оправдано (см. также обсуждение (2.2)). Как будет видно, колебательная релаксация проходит весьма быстро, различие между  $T_v$  и  $T_a$  сравнительно невелико и величина  $\eta$  близка к единице.

Уравнения (1.2) могут быть записаны относительно каждого из электронно-возбужденных состояний атомов и молекул. Однако целесообразно разбить все состояния на две группы. В первую из них входят сильно возбужденные состояния, дающие малый вклад в статистическую сумму. Состояния этой группы за фронтом быстро становятся квазистационарными, т. е. они успевают «подстраиваться» под относительно медленно меняющиеся концентрации основных компонент плазмы [24]. Систему квазистационарных уравнений относительно населенностей этих состояний удастся решить в общем виде, получив в результате константу скорости ступенчатой реакции [16].

Вторую группу образуют низколежащие уровни, дающие заметный вклад в статистическую сумму. Для определения их населенности необходимо решение кинетических уравнений типа (1.2) в каждой конкретной задаче. Ко второй группе состояний относятся термы основной электронной конфигурации атомов  $N(^4S, ^2D, ^2P)$  и  $O(^3P, ^1D, ^1S)$  (в дальнейшем просто термы атомов). Ввиду близости энергий этих термов уравнения (1.2) решались относительно трех объединенных населенностей, определенных следующим образом:

$$[X_1] = [N(^4S)] + [O(^3P)], \quad [X_2] = [N(^2D)] + [O(^1D)], \quad [X_3] = [N(^2P)] + [O(^1S)]$$

Скорости возбуждения термов атомов при столкновениях с атомами, молекулами и электронами для переходов  $1 \rightarrow 2$  приведены в таблице. Отношение сечений переходов  $1 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 3$  к сечению перехода  $1 \rightarrow 2$  при возбуждении молекулами и атомами было выбрано таким же, как и для электронов [20].

Влияние излучения на кинетику релаксации в воздухе невелико [2], и им пренебрегалось. Также мало существенны радиационные потери энергии, поэтому баланс полной энергии имеет стандартный вид.

2. Релаксационное уравнение для колебательной энергии  $\epsilon$  молекул  $N_2$  записывается в виде

$$\frac{d\epsilon}{dz} = \sum_i U_i, \quad \epsilon(\theta) = \frac{\hbar\omega}{e^\theta - 1}, \quad \theta = \frac{\hbar\omega}{kT} \quad (2.1)$$

Здесь  $U_i$  — вклад  $i$ -го процесса в баланс  $\epsilon$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $\omega$  — частота колебаний.

Для столкновений  $N_2$  с нейтральными частицами

$$U_1 = \frac{\rho}{\rho_1 V_s} \frac{\epsilon(\theta_a) - \epsilon}{\tau_v} \quad (2.2)$$

Изменение  $\epsilon$  при диссоциации  $U_2$ , рекомбинации  $U_3$  и вследствие изменения полного числа диссоциирующих молекул  $U_4$  учтено согласно работе [13]. Использование этих соотношений оправдано, когда распределение молекул по колебательным уровням успевает подстраиваться под более быстро меняющиеся параметры плазмы. Этот вопрос рассматривался в [41], где было показано, что лишь при весьма малых временах (малых расстояниях от фронта) применение модели [13] незаконно.

Согласно измерениям [25]

$$\tau_v = \frac{4.15 \cdot 10^6}{n_1 \rho T_a} \exp \frac{23.5}{(10T_a)^{1/3}} \quad [\text{сек}]$$

Суммирование по  $i$  проводится по нейтральным частицам, эффективность которых (относительно  $N_2$  [25]) определяется множителем  $\alpha_i$ . Из имеющихся экспериментальных данных [26] можно сделать вывод о большей эффективности атомов, однако количественные результаты при высоких температурах отсутствуют; полагалось  $\alpha_N = \alpha_O = 5$ .

Взаимодействие колебательно-возбужденных молекул  $N_2$  с электронами учитывается согласно [27]

$$U_5 = cQ_{ve}[e], \quad Q_{ve} = \frac{\hbar\omega}{Q(\theta_v)} \sum_{k=1}^m k(e^{-k\theta_v} - e^{-k\theta_e}) \sum_{n=0}^{\infty} P_{n+k,n} e^{-n\theta_e} \quad (2.3)$$

Здесь  $P_{n+k,n}$  — вероятность перехода молекулы из состояния  $n+k$  в  $n$  при столкновениях с электронами,  $Q(\theta_v)$  — колебательная статсумма  $N_2$ . В [27] показано, что в силу резонансного характера столкновения  $P_{n+k,n} \approx P_{1,0}$  (см.  $k_{(16)}$  в таблице);  $Q_{ve}$  вычислено в предположении, что максимальное число передаваемых квантов  $m$  может быть весьма велико. В действительности  $m$ , по-видимому, существенно огра-

ничено. В [27] рассматривался случай малых  $T_v$ , где это обстоятельство не играло роли. При больших  $T_v$ , реализующихся за фронтом волны, необходимо учесть конечность  $m$ . Полагалось  $m = 8 \div 10$ . Тогда суммирование в (2.3) дает

$$Q_{ve} = P_{10}(T_e) [r(\theta_v)\varepsilon(\theta_v)Q(\theta_v) - r(\theta_e)\varepsilon(\theta_e)Q(\theta_e)]$$

$$r(\theta) = 1 - (m + 1)e^{-m\theta} + me^{-(m+1)\theta} \quad (2.4)$$

И, наконец, член  $-U_e$  учитывает изменение колебательной энергии  $N_2$  при возбуждении термов атомов

$$U_e = 2\hbar\omega \sum_{i,j=1}^3 D_{ij}^{N_2} \quad (2.5)$$

Уравнение баланса энергии электронов

$$\frac{dT_e}{dz} = \sum_i Q_i - \frac{T_e}{[e]} \frac{d[e]}{dz} + \frac{2}{3} T_e \frac{d \ln \rho}{dz} \quad (2.6)$$

Обмен энергией между электронами и колебаниями молекул

$$Q_i = -U_e [N_2] / [e] \quad (2.7)$$

Потери энергии на ионизацию атомов

$$Q_2 = [(E_c - E_N)D_5 + (E_c - E_O)D_{(6)}] / 1.5 [e] \quad (2.8)$$

Здесь  $E_N, E_O$  — потенциал ионизации N и O,  $E_c$  — средняя энергия термов атомов. Затраты энергии на возбуждение термов атомов

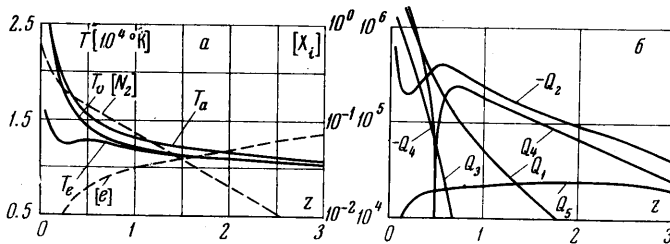
$$Q_4 = \frac{1}{1.5 [e]} \left[ \sum_{i,j=1}^3 (E_i - E_j) D_{ij}^e \right] \quad (2.9)$$

сумма берется по всем реакциям возбуждения электронным ударом  $i \neq j$ . Потери энергии на возбуждение и ионизацию молекул малы.

При ассоциативной ионизации электрон получает энергию  $\sim T_a$  [28]. Соответственно при диссоциативной рекомбинации электронный газ энергию теряет. Эти процессы дают вклад в (2.6)

$$Q_3 = [T_a (D_{f(4)} + D_{f(13)}) - T_e (D_{b(4)} + D_{b(13)})] [e]^{-1} \quad (2.10)$$

Упругие соударения с ионами ( $Q_5$ ) определяются выражением, общепринятым в литературе. Роль остальных процессов мала (см. [3]).



Фиг. 1

3. Начальные значения переменных определяются условиями перехода потока через фронт ударной волны. Кинетическая энергия затрачивается на сжатие и нагрев газа, на возбуждение вращательных степеней свободы и на полную диссоциацию молекул  $O_2$  (энергия диссоциации  $O_2$  сравнима с поступательной температурой)<sup>1</sup>. Это дает начальные значения  $T_a, \rho$ . Предполагается, что во фронте диссоциация  $N_2$  еще не началась. Следовательно, исходная концентрация N равна нулю. То же самое относится к  $NO, N_2^+, NO^+, N^+, O^+$ .

Начальной концентрацией электронов, возникающей главным образом благодаря переносу излучения, можно пренебречь. Это обусловлено наличием за фронтом мощного источника электронов — ассоциативной ионизации.

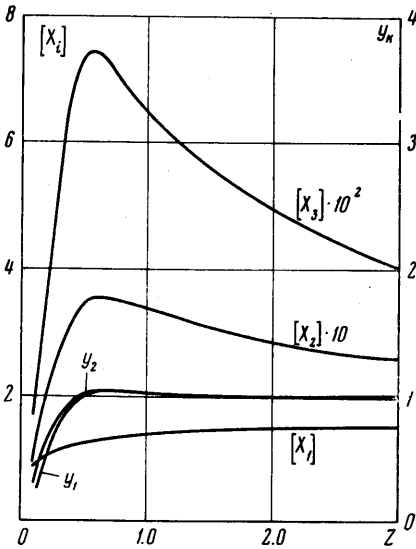
Известная неопределенность в начальных значениях  $T_e$  и  $T_v$  несущественна, так как  $T_e$  и  $T_v$  быстро выходят на квазистационарные значения (определяемые уравнениями (2.1) и (2.6), в которых  $dT_e/dz = 0, d\varepsilon/dz = 0$ ).

<sup>1</sup> Перед фронтом при поглощении опережающего излучения [29]  $O_2$  частично диссоциирует, атомы O возникают в состояниях  $^3P, ^1S$ . Это определяет начальные значения для заселенности термов атомов.

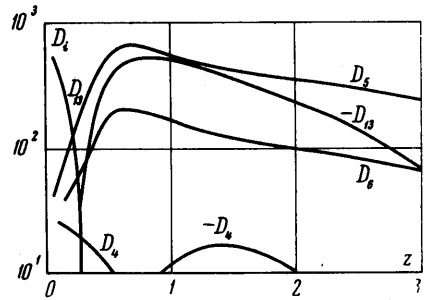
4. Система уравнений кинетики интегрировалась численно на ЭЦВМ «Минск-22»; использовалась неявная разностная схема. Расчеты профилей параметров газа проводились для волн в интервале скоростей  $8 \leq V_s \leq 12$  км/сек. Хотя ход концентрации электронов и длина релаксации не претерпели заметных изменений по сравнению с [3], для других важных с точки зрения излучения параметров плазмы получены новые результаты. Это связано с уточнением скоростей ряда процессов (п. 1, 2). Обсудим результаты расчета для  $V_s = 10$  км/сек (фиг. 1—3).

На фиг. 1, а представлены профили основных параметров за фронтом;  $V_s = 10$  км/сек,  $p_1 = 0.1$  мм рт. ст.; здесь и далее  $z$  в единицах  $10^{-4}$  атм·см. Уменьшение скорости диссоциации  $N_2$  [15] привело к тому, что  $T_a$  и  $[N_2]$  в начале релаксации возросли. Кроме того, уменьшение  $\tau_v$  [25] радикально повысило значения колебательной температуры  $T_v$ . В результате в отличие от слабых волн [1],  $T_v$  быстро становится квазистационарной и приближается к  $T_a$ . Однако далее по мере роста  $n_e$  колебания интенсивно «охлаждаются» при столкновениях с электронами и  $T_v$ , отрываясь от  $T_a$ , сближается с  $T_e$ . Было проведено варьирование величин, определяющих скорость диссоциации и колебательной релаксации  $N_2$ . Оказалось, что используемые экспериментальные значения [15, 25] позволяют наилучшим образом описать всю совокупность экспериментальных данных по неравновесному излучению (п. 5, 6). Баланс энергии электронов показан на фиг. 1, б, вклады отдельных процессов  $Q_i$  — в  $10^4$  К/см·атм. Более высокие значения  $T_a$  и  $T_v$  привели к увеличению нагрева электронов колебаниями  $N_2$ , поэтому  $T_e$  существенно превышает равновесное значение. В значительной части неравновесной зоны электроны теряют энергию главным образом в процессе ионизации. Возбуждение термов атомов является основным каналом потерь энергии в начальный период. Однако после того как термы атомов становятся квазистационарными, они, подстраиваясь под уменьшающееся значение  $T_e$ , «подогревают» электроны ударами второго ряда.

Ввиду того, что совокупность термов атомов играет заметную роль в кинетике, на фиг. 2 даны профили их населенности  $[X_i]$ . Вследствие столкновений с электронами (роль атомов и молекул при  $V_s \geq 10$  км/сек невелика)  $[X_i]$  достигают бальмановских значений при  $T_e(z)$ , следуя затем ходу  $T_e$ .



Фиг. 2



Фиг. 3

ведет к усилению остальных каналов исчезновения  $N_2$ . Так, реакции перезарядки 9 идут в сторону уменьшения  $N_2$ , а следовательно, появления ионов  $N_2^+$ , которые затем рекомбинируют. В результате «ступенчатая» диссоциация  $N_2 \rightarrow N_2^+ \rightarrow N + N$  протекает быстрее непосредственной  $N_2 \rightarrow N + N$ .

Для других  $V_s$  получены аналогичные результаты.

5. Для расчета излучения в спектральных линиях использована теория неравновесной плазмы [16, 24], основанная на представлениях о диффузии электронов в пространстве энергии. В [24] получено следующее выражение для  $y_k$  — приведенной населенности  $k$ -го возбужденного состояния атома

$$y_k = r_{1k}y_1 + r_{ke}y_e^2, \quad y_k = n_k / n_k^0, \quad y_e = n_e / n_e^0 \quad (5.1)$$

Градусами обозначены величины, соответствующие равновесию при локальных значениях  $T_e(z)$ . Формулу (5.1) удобно переписать в виде

$$[N]_k = [N]_1 \left( r_{1k} + r_{ke} \frac{[e][N^+]}{[N]} \frac{n_1 \rho}{K} \right) \frac{[N]_k^0}{[N]_1^0} \quad (5.2)$$

Здесь  $[N]_k$ ,  $[N]_1$  — молярные доли атомов N в  $k$ -м и основном состояниях,  $K$  — константа ионизационного равновесия  $N \rightleftharpoons N^+ + e$ .

Коэффициенты  $r_{1k}$  и  $r_{ke}$  равны

$$r_{1k} = \sum_{i \geq k} S_i / \sum_{i \geq 1} S_i, \quad r_{ke} = 1 - r_{1k}, \quad S_i = \frac{K_i}{\langle z_{i, i+1} \rangle} \quad (5.3)$$

Здесь  $K_i$  — константа ионизационного равновесия  $(N)_i \rightleftharpoons N^+ + e$ ,  $\langle z_{i, i+1} \rangle$  — эффективная вероятность возбуждения при столкновении электрона с атомом в  $i$ -м состоянии. Оценки показывают, что распределение электронов по энергиям можно считать максвелловским. Для наиболее важных уровней при  $T_e = (8 \div 10) 10^3$  °K имеем<sup>1</sup>

$$r_{12} = 0.1 + 0.15 \left( \frac{T_e}{10^4} \right)^{-3}, \quad r_{13} = 0.17 \left( \frac{T_e}{10^4} \right)^{-3},$$

$$r_{14} = 3 \cdot 10^{-2} \left( \frac{T_e}{10^4} \right)^{-1} \quad (5.4)$$

Индексы 2, 3, 4 соответствуют уровням 3s, 3p, 3d атома N; индекс 1 объединяет термы атомов, которые при расчете (5.4) предполагались равновесными по  $T_e$ . Ввиду неквазистационарности термов атомов в приведенных формулах необходимо модифицировать выражение для  $S_1$  (суммирование по термам атомов)

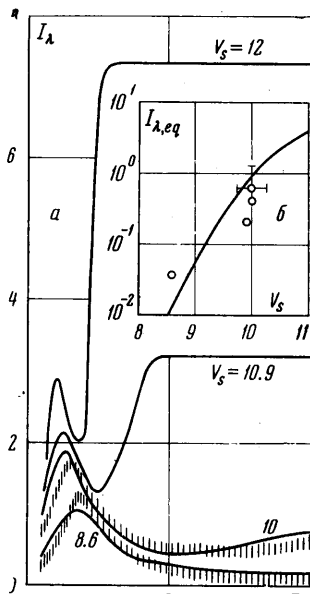
$$S_1 = \frac{K_1}{\beta \langle z_{12} \rangle}, \quad \beta = \sum_{\alpha=1}^3 y_\alpha \langle z_{\alpha 2} \rangle / \sum_{\alpha=1}^3 \langle z_{\alpha 2} \rangle \quad (5.5)$$

Формулы, полученные в [24], позволяют учесть влияние радиационных переходов и столкновений атом — атом. Роль радиационных переходов в рассматриваемых условиях мала. Информация о сечениях столкновений атом — атом пока явно недостаточна. Однако если предположить, что они сопоставимы по эффективности с атом-электронными столкновениями, то положение пика излучения сильно сдвигается к фронту и не соответствует эксперименту.

На фиг. 4, а для разных скоростей волны представлены профили расчетной интенсивности излучения  $I(z)$  для интервала длин волн  $0.55 < \lambda < 1.0$  мк, которая определяется линиями N и O (главным образом переходы 3p — 3s; вклад континуума и полос мал [30]). Поскольку реабсорбция отсутствует,  $I(z)$  следует ходу населенности излучающих состояний, вычисляемых согласно (5.1). Обсудим эту зависимость на примере  $V_s = 10$  км/сек. В начале релаксации  $y_e^2 \ll 1$  и второй член в (5.1) мал, что соответствует режиму развития ионизации, поэтому  $y_k < 1$ . Однако, как уже отмечалось в п. 4, локальные значения  $T_e$  превышают равновесные. В результате возникает максимум излучения.

Начальный подъем  $I(z)$  обусловлен нарастанием величины  $\beta$ , которая при малых  $z$  невелика (фиг. 2). Спад  $I(z)$  после прохождения через максимум обусловлен снижением  $T_e$ . При этом, поскольку вклад второго члена в (5.1) еще мал, населенности возбужденных состояний и, следовательно,  $I(z)$  спадают несколько ниже своего равновесного уровня и лишь затем выходят на него.

Профили  $I(z)$  для других  $V_s$  определяются теми же факторами. Хотя с ростом  $V_s$  интенсивность в пике возрастает, ее отношение к равновесному уровню падает, и явление максимума неравновесного излучения постепенно исчезает. Это объясняется тем, что молекулы  $N_2$  диссоциируют быстрее, ослабевает нагрев электронов и  $T_e$  в пике оказывается недостаточно высокой.



Фиг. 4

<sup>1</sup> Эти величины были предоставлены В. С. Воробьевым, которому авторы выражают свою признательность.

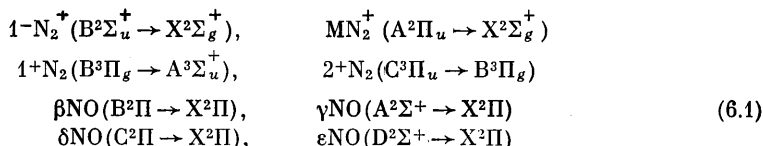
Экспериментальные данные [5, 7] по неравновесному излучению весьма немногочисленны. В [3] приведены осциллограммы интенсивности  $I_\lambda$  для  $\lambda = 6.1, 0.51 \text{ мк}$  в условиях  $p_1 = 0.2 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $V_s = 9.5 \text{ км/сек}$  и  $p_1 = 0.1 \text{ мм рт. ст.}$ ,  $V_s = 10.9, 11.3 \text{ км/сек}$ . В работе [7] имеются осциллограммы лучистых потоков в интервалах  $0.55 < \lambda < 1.0, 0.40 < \lambda < 0.42$  для  $p_1 = 0.1 \text{ мм рт. ст.}$  и  $V_s = 8.6, 9.8, 10 \text{ км/сек}$ . В [7] дана зависимость  $I_\lambda$  в максимуме от  $\lambda$  для  $V_s = 10 \text{ км/сек}$  в интервале от 0.25 до 2.0 мк в зависимости от  $V_s$  интегральных потоков в некоторых областях спектра.

Для сравнения теории с экспериментом приведены осциллограммы из [7], показанные на фиг. 4, а штриховкой ( $V_s = 10$  и  $V_s = 8.6$ ). Значения  $I_\lambda$  здесь и далее даны в единицах  $\text{вт/см}^2 \cdot \text{стер} \cdot \text{мк}$ . Осциллограммы, данные в [7] в относительных единицах, были пронормированы по  $I_{\lambda, eq}$  расчетному равновесному уровню [30], представленному на фиг. 4, б. Там же проводится сравнение  $I_{eq}$  с измерениями [7] (точки — интегральные измерения, светлая точка — интегрирование спектральных измерений). Отмечая неплохое соответствие в целом, обратим внимание на тенденцию теоретических данных на фиг. 4, б превышать экспериментальные при некоторых  $V_s$ . Обсудим это обстоятельство, вернувшись к рассмотрению фиг. 4, а.

Расчетные и экспериментальные профили  $I_\lambda$  при  $V_s \sim 10 \text{ км/сек}$  вслед за максимумом проходят и через минимум. Хотя этот минимум не выражен достаточно ярко, имеются основания полагать, что его появление не вызвано погрешностями теории и эксперимента. В таком случае интенсивность излучения в минимуме не есть равновесное значение, что обычно предполагается при обработке осциллограмм<sup>1</sup>. По-видимому, точки для  $V_s \sim 10 \text{ км/сек}$  на фиг. 4, б соответствуют значениям в минимуме осциллограмм.

6. В настоящее время отсутствует удовлетворительная теория, описывающая распределение молекул по электронно-возбужденным состояниям. Это связано с многообразием и сложностью процессов в молекулярных газах. Поэтому в каждом случае требуется конкретное обсуждение всей совокупности имеющихся процессов.

Рассмотрены следующие системы полос:



Остановимся на  $1-N_2^+$  — системе, дающей наибольшие возможности для сравнения с экспериментом. Интенсивность излучения пропорциональна населенности излучающего уровня  $B^2\Sigma_u^+$  (обозначенного далее  $B^+$ ). В уравнении учтены столкновения с электронами, колебательно-возбужденными молекулами и высвечивание

$$\frac{d[B^+]}{dz} = D_{14}^e + D_{14}^{N_2} - \frac{\rho[B^+]}{p_1 V_s \tau} \quad (6.2)$$

Здесь  $\tau$  — оптическое время жизни  $B^+$  (равное  $7 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$  [31]). Значения констант скоростей приведены в таблице.

Уравнение (6.2) квазистационарно, за исключением малых  $z$ , и его решение имеет вид формулы Штерна — Фольмера

$$[B^+] = [B^+]^0 y, \quad y = \frac{1 + \psi}{1 + \phi + (\tau n_e \langle \sigma_{14}^e v \rangle)^{-1}} \quad (6.3)$$

Здесь  $\psi$  и  $\phi$  есть соответственно отношение числа актов возбуждения и тушения  $B^+$  молекулами и электронами.

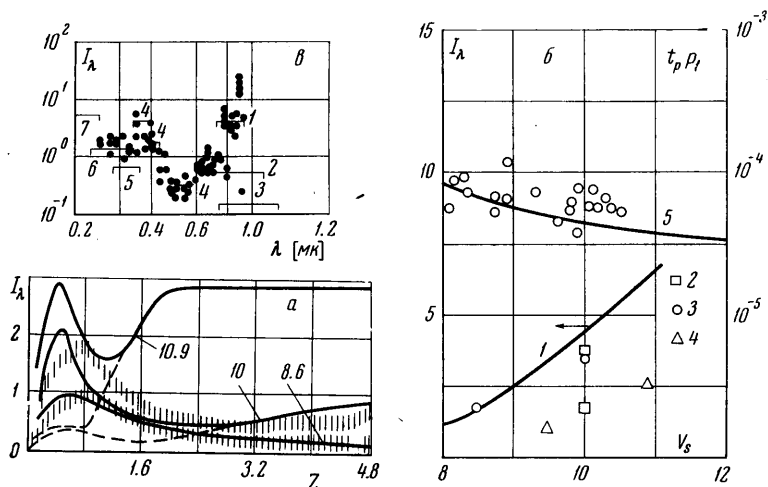
На фиг. 5, а дано сравнение расчетной и экспериментальной интенсивности излучения в интервале  $0.40 < \lambda < 0.42 \text{ мк}$  для  $V_s = 8.6, 10$  и  $10.9 \text{ км/сек}$ ,  $p_1 = 0.1 \text{ мм рт. ст.}$  Осциллограммы из [7] (штриховка) были пронормированы по уровню равновесного излучения с помощью [30]. Вклад тех или иных процессов в  $I_\lambda$  в зоне релаксации и в равновесии может быть различным. Так, в области пика преобладает  $1-N_2^+$ , а при приближении к равновесию возрастает роль атомарных линий (переходов  $4p - 3s$ ), вклад которых для  $V_s = 10$  и  $10.9$  дан пунктиром.

На фиг. 5, б дано сравнение расчетной (кривая 1) и экспериментальной [5, 7] (точки 2, 3, 4) интенсивности излучения  $1-N_2^+$  в интервале  $0.38 < \lambda < 0.40 \text{ мк}$  и  $p_1 = 0.1 \text{ мм рт. ст.}$  Значения 3, 4 пересчитаны с помощью [30] к данному интервалу от  $\lambda = 0.41$  и  $0.51$  соответственно. На этой же фигуре расчетное время (лабораторное)  $t_p$  достижения максимума свечения в указанном выше интервале длины волны (кривая 5) сравнивается с экспериментальными точками [7] ( $t_p p_1$  приведены в  $\text{мксек} \cdot \text{атм}$ ).

<sup>1</sup> Поэтому время  $t_{0.1}$ , часто вводимое для описания осциллограмм, не есть время достижения уровня  $I(z)$ , равного 1.1 от  $I_{eq}$ .



Экспериментальные данные для других систем полос при  $V_s > 8$  км/сек исчерпываются результатами [7]. На фиг. 5, в дано спектральное распределение излучения при прохождении через максимум;  $V_s = 10$  км/сек,  $p_1 = 0.1$  мм рт. ст. и показан расчетный уровень излучения всех компонент —  $I_\lambda$  (вт/см<sup>3</sup>·стер·мк). На фиг. 5, в



Фиг. 5

(и далее на фиг. 6) точками обозначены экспериментальные данные, цифрам соответствуют следующие источники излучения:

1	2	3	4
линии $3p - 3s$	$1^+N_2$	$MN_2^+$	$1^-N_2^+$
5	6	7	8
$2^+N_2$	$\beta NO$	$\gamma NO$	$\varepsilon$ и $\delta NO$

Обсудим механизмы возбуждения.

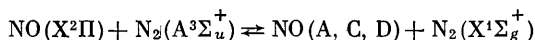
Оценки показывают, что состояние  $N_2^+(A^2\Pi_u)$  находится в равновесии<sup>1</sup> с основным состоянием  $N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$  по  $T_a$ .

Уровень  $A^3\Sigma_u^+$  молекулы  $N_2$  возбуждается при столкновениях  $N_2(X^1\Sigma_g^+)$  с электронами ( $\sigma \approx 5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [34]). При этом время установления бальмановской по  $T_e(z)$  заселенности уровня  $A^3\Sigma_u^+$  соизмеримо с  $t_p$ . Учет высвечивания и столкновений с электронами по схеме



позволяет вычислить интенсивность излучения.

Полосы NO играют большую роль, так как являются единственным источником излучения в интервале  $0.15 < \lambda < 0.35$  мк (нижняя граница определяется ультрафиолетовыми линиями атомов). Полосы NO могут возбуждаться электронами (с сечением  $\sigma = 10^{-18}$  см<sup>2</sup>, по данным И. П. Запесочного с сотрудниками) и столкновениями



с почти резонансной передачей электронного возбуждения [35]. Результаты расчета в указанном интервале  $\lambda$  приведены на фиг. 5, в.

7. Здесь результаты расчета спектральной интенсивности излучения используются для вычисления энергии, излучаемой зоной релаксации за плоской волной.

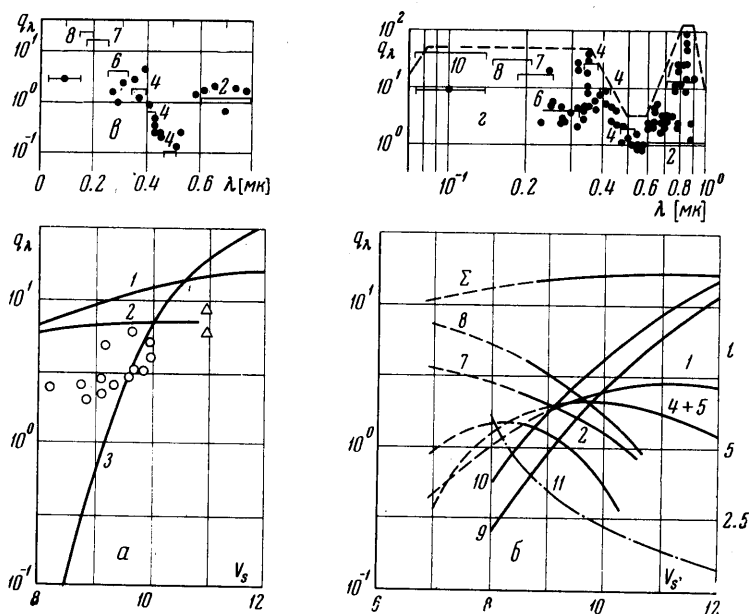
В широком диапазоне условий излучение молекулярных систем полос и спектральных линий, возникающих при переходах между возбужденными состояниями

<sup>1</sup> Укажем, что тем самым подтверждается сделанное в [32] предположение о положительном источнике частиц на уровне  $B^3\Sigma_u^+$ , действующем вблизи области взаимного возмущения  $A^2\Pi_u$  и  $B^2\Sigma_u^+$ . На основании этого предположения в [32] были объяснены кажущиеся аномальными измерения [33] вращательной температуры состояния  $B^2\Sigma_u^+$ .

атомов, не реабсорбируется. Поэтому лучистый поток определяется интегрированием интенсивности  $I(x)$  по зоне релаксации ( $l$  — длина зоны).

$$q_\lambda = \int_0^l I(x) dx \quad (7.1)$$

В качестве примера на фиг. 6, а приведены расчетные значения  $q_\lambda$  (в единицах  $\text{вт/см}^2(2\pi \cdot \text{стер}) \cdot \text{мк}$ ) в интервале длин волн  $0.55 < \lambda < 1.0 \text{ мк}$  (кривая 1). Основной вклад в этом интервале  $\lambda$  дают атомарные линии (а при  $V_s \leq 8 \text{ км/сек}$  также и  $1+$  система  $\text{N}_2$ ). Расчет выполнен для давления перед фронтом  $p_1 = 0.1 \text{ мм рт. ст.}$ ;  $q_\lambda$  от  $p_1$  зависит слабо. На фиг. 6, а приведены также экспериментальные точки из [7],  $p_1 = 0.1, 0.05 \text{ мм рт. ст.}$  Теория удовлетворительно согласуется с экспериментом. Обратим дополнительное внимание лишь на то, что при  $V_s \sim 10 \text{ км/сек}$  измерения [7] относятся, видимо, не к полной зоне релаксации, а лишь к ее части, длиной  $l_{0.1}$ ,



Фиг. 6

определяемой достижением минимума осциллограммы  $I(x)$  (см. обсуждение фиг. 4). Поток, вычисленному от этой части зоны, соответствует кривая 2 (фиг. 6, а). Кривая 3 построена по [30] в предположении, что интенсивность излучения всюду равна своему значению по достижении равновесия:

$$(q_\lambda)_{eq} = I_{eq} l_{0.1} \quad (7.2)$$

Как следует из сопоставления кривых 2 и 3, неравновесный лучистый поток в этом интервале  $\lambda$  при небольших  $V_s$  может во много раз превышать поток  $(q_\lambda)_{eq}$ .

Радиационные переходы на основные состояния могут быть сильно реабсорбированы. Для их расчета вводится  $\theta(x)$  — вероятность вылета фотона из данной точки объема за пределы излучающего слоя

$$q_\lambda = \int_0^l I(x) \theta(x) dx \quad (7.3)$$

Для линии  $i \rightarrow k$ , возникающей при переходе на какое-либо из состояний основной электронной конфигурации, имеем

$$q_{ik} = A_{ik} h \nu_{ik} \int_0^l n_i(x) \theta_{ik}(x) dx \quad (7.4)$$

$A_{ik}$  — вероятности спонтанного перехода,  $n_i$  — населенности излучающего состояния.

С учетом неоднородности неравновесной зоны  $\theta_{ik}$  имеет вид [37]

$$\theta_{ik} = 3 \left[ \pi \int_x^l k_0(x') \frac{\gamma^2(x')}{\gamma^2(x)} dx' \right]^{-1/2} \quad (7.5)$$

где  $k_0(x)$  и  $\gamma(x)$  — коэффициент поглощения в центре линии и ее полуширина. Формулы (7.4), (7.5) дают поток, излучаемый зоной релаксации в направлении обтекаемого тела. При учете реабсорбции потоки «к телу» и «от фронта», естественно, не равны друг другу.

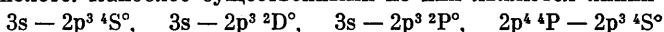
На фиг. 6, б представлены вклады различных компонент спектра в поток неравновесного излучения  $q$  (вт/см<sup>2</sup>) в зависимости от  $V_s$  для давления  $p_1 = 0.1$  мм рт. ст. Обозначения соответствуют фиг. 5, в, кроме кривых 9, 10, дающих вклад атомарных линий в вакуумном ультрафиолете (к телу и от фронта соответственно). Там же дан график полного лучистого потока

$$q = \sum_{\lambda} q_{\lambda} \quad (7.6)$$

Длина излучающего слоя полагалась равной той части зоны релаксации, где существенна неравновесность (кривая 11,  $l$  в см). Лучистые потоки из оставшейся части зоны релаксации можно считать как от равновесного слоя.

Обсудим роль наиболее интересных процессов.

При больших  $V_s$  основной вклад в  $q$  вносят атомарные линии, лежащие в вакуумном ультрафиолете. Наиболее существенными из них являются линии азота



Населенности излучающих уровней для них проходят через хорошо выраженный максимум. Вклад этого участка спектра при  $V_s = 10$  км/сек может быть сопоставлен с экспериментом. В [7] измерен поток от фронта в интервале  $0.07 < \lambda < 0.17$  мк, равный  $\approx 10$  вт/см<sup>2</sup>. Этот поток обусловлен главным образом указанными выше линиями, и, как видно из фиг. 6, б, расчет находится в разумном согласии с экспериментом. Обратим внимание на то, что и в условиях равновесия вклад этих спектральных линий в энергию, излучаемую плазмой, велик [30].

При  $V_s = 8 \div 9$  км/сек большой вклад в  $q$  дают полосы NO. Известно, что концентрация NO за фронтом волны проходит через ярко выраженный максимум, поэтому важная роль полос NO не представляется неожиданной. Отметим лишь, что ввиду конечности времени релаксации возбужденных состояний NO положение максимума заселенности излучающих состояний не совпадает с положением максимума NO, а находится на большем расстоянии от фронта. С ростом скорости профиль концентрации NO резко сужается и сдвигается к фронту. Это приводит к уменьшению роли полос NO. Экспериментальные данные в этом важном участке спектра, к сожалению, отсутствуют.

Спектральный интервал  $0.55 < \lambda < 1$  мк дает практически везде одинаковый вклад. Падение с ростом  $V_s$  вклада  $1^+N_2$  компенсируется возрастанием интенсивности атомарных линий.

Наконец, обратим внимание на то, что вклад  $1-N_2^+$  мал. К сожалению, именно эта система, образующая наиболее яркие детали спектра и представляющая собой удобный материал для измерений, привлекала наибольшее внимание исследователей.

Выше были рассмотрены волны с  $V_s \geq 8$  км/сек. Для более полного представления характера неравновесного излучения был выполнен расчет лучистых потоков также и для  $V_s = 6.9$  км/сек. При этом профили параметров в зоне релаксации заимствованы из [4]. Населенности излучающих состояний определялись по схеме, развитой выше. Результаты расчета потоков представлены на фиг. 6, б пунктиром, поскольку данные [4] опираются на частично устаревшие сведения о скоростях реакций. Кроме того, в кинетике заселения возбужденных состояний могут в большей степени сказаться столкновения тяжелых частиц; эти процессы изучены в настоящее время значительно меньше, чем электронные.

На фиг. 6, б представлены вклады лишь тех радиационных процессов, которые проходят через максимум. Ряд компонент спектра, важных для расчета энергии, излучаемой равновесной плазмой [38], через максимум не проходит и для определения неравновесных потоков представляет меньший интерес. К ним относятся рекомбинационные и тормозной континуумы, спектральные линии, соответствующие переходам с сильно возбужденных состояний, и др.

Сопоставим величины неравновесных лучистых потоков с имеющимися в литературе измерениями. В первую очередь остановимся на тех, которые получены интегрированием по спектру измеренных значений  $q_{\lambda}$ . В этом случае очевидна неравновесная природа спектра и ясен охваченный диапазон. Такие данные имеются лишь для  $V_s = 6.8$  км/сек,  $p_1 = 0.02$  мм рт. ст. [40] и для  $V_s = 10$  км/сек,  $p_1 = 0.1$  мм рт. ст. [7]. На фиг. 6, в и г приведены экспериментальные точки и показан расчетный уровень спектральных лучистых потоков тепла  $q_{\lambda}$  (вт/см<sup>2</sup>·мк). Из рассмот-

рения фиг. 6, *в* и *г* следует, что в целом расчет удовлетворительно описывает измененное распределение  $q$ . Исходя из этих экспериментальных данных, авторы [7] получили значение  $q \approx 40$   $\text{вт}/\text{см}^2$ , что соответствует интегралу от пунктирной кривой на фиг. 6, *г* и является, очевидно, оценкой сверху. Интегрирование расчетного распределения  $q$  приводит к величине  $q = 15$   $\text{вт}/\text{см}^2$ . При  $V_s = 6.8$   $\text{км}/\text{сек}$  аналогичный расчет дает  $q = 2.5$   $\text{вт}/\text{см}^2$ , что тоже соответствует эксперименту. Тем самым данные фиг. 6, *б* согласуются с имеющимися результатами измерений при  $V_s = 6.8$  и  $10$   $\text{км}/\text{сек}$ .

8. Здесь значения  $q$ , полученные интегрированием излучения от зоны релаксации за плоской волной, используются для оценки роли неравновесного радиационного нагрева при гиперзвуковом обтекании. Течения газа за плоской и отошедшей волной имеют существенные отличия. На оси обтекаемого тела они обусловлены, в первую очередь, различными профилями нормальной компоненты скорости. Обсудим в общих чертах влияние этого обстоятельства.

При малых  $p_1$  длина зоны релаксации за плоской волной велика. Она может превышать значение длины отхода волны при обтекании. Это соответствует тому, что за отошедшей волной завершающая стадия релаксации происходит в очень узкой зоне, примыкающей к пограничному слою, и всплеск интенсивности неравновесного излучения резко сужается. Учет этого эффекта привел бы к уменьшению неравновесного потока. С этой точки зрения данные, полученные в п. 7, при использовании их для отошедшей волны являются завышенными.

При больших  $p_1$  длина зоны релаксации много меньше длины отхода и профили интенсивности за плоской и отошедшей волной близки. При этом неравновесное излучение в реabsорбируемых компонентах спектра ослабляется при прохождении к телу. Этот фактор не учитывается, что также несколько завышает предлагаемую оценку.

Зависимость величины неравновесного потока  $q$  ( $\text{вт}/\text{см}^2$ ) от давления перед фронтом  $p_1$  ( $\text{мм рт. ст.}$ ) для  $V_s = 6.9, 8.6$  и  $10$  представлена на фиг. 7, *а, б, в* соответственно (кривые 2). Поток неравновесного излучения не остается постоянным с изменением давления  $p_1$ , он падает при его уменьшении. Это обусловлено выходом излучения, обедняющим населенности излучающих состояний (значения приведенных концентраций  $y$  падают). Поэтому так называемое «плато светящегося фронта», обсуждаемое в [8, 40], в наиболее интересном диапазоне параметров отсутствует. Величины потоков выходят на плато лишь при больших  $p_1$ .

На фиг. 7 приведены для сравнения значения равновесных лучистых потоков по данным [30] (кривые 1) и конвективных потоков [36] (кривые 3).

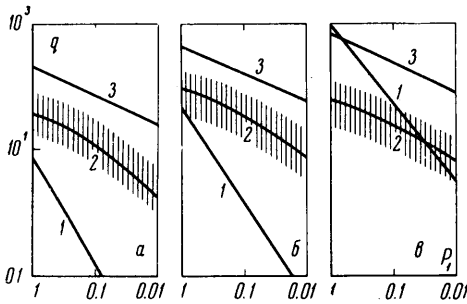
$$q_{eq} = \varepsilon \sigma T_{eq}^4, \quad q_c = 19.4 V_s^3 \delta^{3/2} R^{-1/2} \quad (\text{вт}/\text{см}^2) \quad (8.1)$$

Здесь  $\varepsilon$  — степень черноты слоя,  $T_{eq}$  — равновесная температура,  $\delta$  — отношение плотностей газа перед волной и в нормальных условиях,  $R$  — радиус затухания в  $m$ ,  $V_s$  — в  $\text{км}/\text{сек}$ . Толщина сжатого слоя была принята  $5$   $\text{см}$ , что соответствует  $R \approx 1$   $m$ .

Основным выводом, следующим из рассмотрения фиг. 7, является малость потока неравновесного излучения по сравнению с конвективным. Несмотря на предполагаемую значительную неопределенность (штриховка на фиг. 7) расчетов неравновесного излучения, вряд ли можно предположить, что оно может дать заметный вклад в аэродинамический нагрев.

При увеличении  $p_1$ ,  $p_1 > 1$   $\text{мм рт. ст.}$  неравновесный поток выходит на плато, в то время как  $q_c$  и  $q_{eq}$  продолжают расти. При уменьшении  $p_1$ ,  $p_1 < 0.01$   $\text{мм рт. ст.}$ , вычисление аэродинамического нагрева становится весьма сложным из-за эффекта возможной неравновесности в пограничном слое. Сколь-нибудь надежные данные для этой области пока отсутствуют. Можно лишь надеяться, что с точки зрения величины потока тепла эти условия представляют малый интерес.

Фиг. 7 построена для радиуса затухания  $R \approx 1$   $m$ . Представленные на фиг. 7 оценки сверху неравновесных лучистых потоков  $q$  от  $R$  не зависят. С уменьшением  $R$   $q_c$  возрастает, так что роль неравновесного излучения остается малой. При увеличении  $R$   $q_c$  уменьшается, впрочем не очень резко. Однако возможны такие значения  $R$ , при которых  $q_c$  снизится до уровня  $q$ . Столь большие значения  $R$  не обсуждаются. Заметим лишь, что  $q_{eq}$  с увеличением  $R$  растет.



Фиг. 7

Фиг. 7 охватывает волны с  $V_s \leq 10$  км/сек. При скоростях  $V_s \geq 11$  км/сек излучение наиболее важных компонент в зоне релаксации через максимум вообще не проходит, поэтому роль неравновесного излучения несущественна. Более того, учет неравновесности при расчете нагрева может лишь уменьшить значения лучистых потоков по сравнению с вычисленными в предположении полного равновесия.

Завершая обсуждение фиг. 7, обратим внимание на то, что неравновесный лучистый поток может более чем на порядок величины превышать значения, вычисленные для равновесного сжатого слоя. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при расчетах опережающего излучения и связанных с ним эффектов.

9. Проведенные расчеты удовлетворительно согласуются с имеющимися довольно немногочисленными результатами измерений. Отметим недостаток экспериментальной информации об излучении в атомарных спектральных линиях и системах полос NO. Одновременная развертка излучения двух, трех неабсорбированных идентифицированных линий могла бы дать ценную дополнительную информацию о ходе температуры электронов. Несмотря на то, что уже сейчас теория удовлетворительно описывает ход релаксационных процессов и спектр излучения, дальнейшие исследования позволили бы углубить представления об исследуемых явлениях.

Приведенные в разделе 8 оценки неравновесных лучистых потоков на тело, обтекаемое гиперзвуковым потоком воздуха, показали, что они невелики по сравнению с конвективными потоками тепла. В рассмотренном диапазоне параметров  $p_1 > 10^{-5}$  атм,  $V_s \geq 7$  км/сек,  $R \approx 1$  м роль излучения зоны релаксации в аэродинамическом нагреве можно пренебречь. Этот вывод, по-видимому, завершает дискуссию, возникшую в литературе после того, как в воздухе был обнаружен максимум неравновесного излучения.

В условиях, не охваченных данной работой (см. обсуждение в конце п. 8), роль неравновесного излучения еще полностью не ясна. Авторы, однако, надеются, что эти условия играют второстепенную роль. Подчеркнем еще раз, что вывод о малости неравновесных лучистых потоков относится к воздуху. Неравновесное излучение в других газах не рассматривалось.

Авторы благодарят сотрудников теоретического отдела ИВТ АН СССР, и в первую очередь, Л. М. Бибермана, В. С. Воробьева, А. Н. Лагарькова, Г. Э. Нормана за полезное обсуждение и интерес к работе.

Поступило 26 V 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Lin S. C., Teare J. D. Rate of ionization behind shock waves in air. II Theoretical interpretations. *Phys. Fluids*, 1963, vol. 6, No. 3, p. 355.
2. Биберман Л. М., Якубов И. Т. Состояние газа за фронтом сильной ударной волны. *Теплофизика высоких температур*, 1965, т. 3, № 3, стр. 340.
3. Железняк М. Б., Мнацаканян А. Х. Ионизационная релаксация за ударными волнами в воздухе. *Теплофизика высоких температур*, 1968, т. 6, № 3, стр. 390.
4. Лосев С. А., Полянский В. А. Неравновесная ионизация воздуха за фронтом ударной волны при скорости 5—10 км/сек. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1968, № 1.
5. Wilson J. Ionization rate of air behind high-speed shock waves. *Phys. Fluids*, 1966, vol. 9, No. 10, p. 1913.
6. Lin S. C., Neal R. A., Fyfe W. I. Rate of ionization behind shock waves in air. I Experimental Results. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No. 12, p. 1633.
7. Allen R. A., Rose P. H., Camm J. C. Non-equilibrium and equilibrium radiation at super-satellite re-entry velocities. IAS Paper N 63—77. 1963; Proc. VI Conf. Internat Phenom. d'Ionis, dans les gas, Paris, vol. 3, p. 381.
8. Teare J. D., Georgiev S., Allen R. A. Radiation from the non-equilibrium shock front. In «Hypersonic flow researches» (ed. F. R. Riddell) N. Y., Acad. Press, 1962, p. 281. (Рус. перев. В сб. «Исследование гиперзвуковых течений», М., «Мир», 1964).
9. Артамонов А. К., Архипов В. Н., Старченко Г. Е. Релаксация и излучение за прямым скачком уплотнения. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1966, № 3.
10. Надежин А. Д., Ромишевский Е. А. О неравновесном излучении сильной ударной волны. *ПМТФ*, 1969, № 1.
11. Якубов И. Т. О максимуме излучения неравновесного газа за сильными ударными волнами. *Теплофизика высоких температур*, 1967, т. 5, № 3, стр. 515.
12. Воробьев В. С., Якубов И. Т. О причинах образования пика излучения неравновесного газа за ударной волной. *ЖЭТФ, Письма*, 1966, т. 4, № 2, стр. 43.
13. Treanor C. E., Maggone P. V. Effect of dissociation on the rate of vibrational relaxation. *Phys. Fluids*, 1962, vol. 5, No. 9, p. 1022.
14. Гурвич Л. В., Ртищева Н. П. Аналитическое представление табулированных значений термодинамических свойств газов. *Теплофизика высоких температур*, 1965, т. 3, № 1, стр. 33.

15. Appleton J. P., Steinberg M., Liquornik D. J. Shock — tube study of nitrogen dissociation using vacuum ultra-violet light absorption. *J. Chem. Phys.*, 1968, vol. 48, No. 2, p. 599.
16. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. К теории ионизации и рекомбинации в низкотемпературной плазме. *ЖЭТФ*, 1969, т. 56, № 6, стр. 1992.
17. Stebbings R. F., Turner B. R., Rutherford J. A. Low — energy collisions between some atmospheric ions and neutral particles. *J. Geophys. Res.*, 1966, vol. 71, No. 3, p. 771.
18. Kasner W. H. Study of the temperature dependence of electron — ion recombination in nitrogen. *Phys. Rev.*, 1967, vol. 164, No. 1, p. 194.
19. Brocklehurst B., Downing F. A. Mechanisms of excitation of luminescence in nitrogen gas by fast electrons. *J. Chem. Phys.*, 1967, vol. 46, No. 3, p. 2976.
20. Smith K., Henry R. J., Burke P. G. Calculations on the scattering of electrons by atomic systems with configurations  $2p^2$ . *Phys. Rev.*, 1967, vol. 157, No. 1, p. 51.
21. Snelling D. R., Bair E. J. Nonadiabatic decomposition of  $N_2O$  in the deactivation of  $O(^1D)$  by  $N_2$ . *J. Chem. Phys.* 1967, vol. 47, No. 1, p. 228.
22. Смахов Г. Д., Лосев С. А. К определению константы скорости ассоциативной ионизации азота. *Теплофизика высоких температур*, 1969, т. 7.
23. Gullidge I. S., Packer D. M., Tilford S. G., Wilkinson. Intensity profiles on the 6300 Å OI lines in the night airglow. *J. Geophys. Res.*, 1968, vol. 73, No. 17, p. 5535.
24. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. К теории неравновесной низкотемпературной плазмы. В сб.: «МГД-метод получения электроэнергии», М., «Энергия», 1968, стр. 209.
25. Appleton J. P. Shock-tube study of the vibrational relaxation of nitrogen using vacuum ultra-violet light absorption. *J. Chem. Phys.*, 1967, vol. 47, No. 9, p. 3231.
26. Breshears W. D., Bird P. F. Effect of oxygen atoms on the vibrational relaxation of nitrogen. *J. Chem. Phys.*, 1968, vol. 48, No. 10, p. 4768.
27. Биберман Л. М., Мнацаканян А. Х. Об обмене энергией между электронным и молекулярным газом. «Electricity from MHD», vol. II, p. 107, Vienna, 1966.
28. Касьянов В. А., Подлубный Л. И. Образование молекулярных ионов в реакциях ассоциативной ионизации. Доклады Юбилейной научно-техн. конф., Московский энергетический институт, Физика, 1967, стр. 141.
29. Биберман Л. М., Севастьяненко В. Г., Якубов И. Т. Фотодиссоциация кислорода перед фронтом ударной волны в воздухе. *Теплофизика высоких температур*, 1964, т. 2, № 3, стр. 333.
30. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. *JSRT*, 1969, vol. 9, No. 1, p. 89, p. 113.
31. Jeunehomme M. Oscillator strengths of the first negative and second positive systems of nitrogen. *J. Chem. Phys.*, 1966, vol. 44, No. 8, p. 2672.
32. Мнацаканян А. Х., Подлубный Л. И. Вращательная релаксация двухатомных молекул с учетом взаимодействия электронных состояний. *Теплофизика высоких температур*, 1970, т. 8, стр. 33.
33. Allen R. A. Non-equilibrium shock front rotational, vibrational and electronic temperature measurements, *JSRT*, 1965, vol. 5, No. 3, p. 511.
34. Engelhardt A. G., Phelps A. V., Risk C. S. Determination of momentum transfer and inelastic collision cross-sections for electrons in nitrogen. *Phys. Rev.*, 1964, vol. 135, No. 6A, p. 1566.
35. Young R. A., John G. A. St. Experiments on  $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ , 2. Excitation of NO. *J. Chem. Phys.*, 1968, vol. 48, No. 2, p. 898.
36. Fay J. A., Riddel F. R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air. *J. Aerospace Sci.*, 1958, vol. 25, No. 1, p. 73.
37. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Лагарьков А. Н., Стулов В. П., Теленин Г. Ф., Шапиро Е. Г., Якубов И. Т. Течение воздуха за фронтом сильной ударной волны с учетом неравновесной ионизации и излучения. *Изв. АН СССР, МЖГ*, 1967, № 6, стр. 46.
38. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Норман Г. Э., Якубов И. Т. Радиационный нагрев при гиперзвуковом обтекании. *Космические исследования*, 1964, т. 2, вып. 3, стр. 441.
39. Воробьев В. С., Норман Г. Э. Энергия, излучаемая азотной плазмой в спектральных линиях. *Оптика и спектроскопия*, 1964, т. 17, № 2, стр. 180.
40. Samm J. C., Kivel B., Taylor R. L., Teare J. D. Absolute intensity of non-equilibrium radiation in air and stagnation heating at high altitudes. *JSRT*, 1961, vol. 1, No. 1, p. 53.
41. Куксенко В. В., Лосев С. А. Релаксация колебательной энергии и диссоциация двухатомных молекул. В сб. авторефератов докладов на II Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, Ереван, 1969.