

УДК 533.6.011:535.2

© 1991 г.

Н. Н. БАУЛИН, О. В. ЗВЕРЕВ, Н. Н. ПИЛЮГИН,  
С. Г. ТИХОМИРОВ

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЯЗКОГО УДАРНОГО СЛОЯ НА АЭРОБАЛЛИСТИЧЕСКОЙ УСТАНОВКЕ**

Моделирование условий, характерных для течений газов в ударном слое около тел, входящих в атмосферы планет, проводится в баллистических трассах, так как в них удается наиболее полно по числам Маха и Рейнольдса воссоздать картину течения около свободно летящего тела [1].

В [2] приведены результаты измерений яркости излучения воздуха на длине волны  $\lambda=0,63$  мкм при движении сферических моделей в баллистической трассе со скоростями 3,7–5,9 км/с и при давлениях в набегающем потоке  $p_{\infty} \approx 40-60$  мм рт. ст. Мощность излучения газа измерялась оптико-электронным способом с помощью радиометра, установленного в одном из сечений трассы. При обработке экспериментальных данных в [2] предполагалось, что во всей возмущенной зоне преобладает излучение газа от лобовой части ударного слоя, ограниченной ударной волной и плоскостью, касательной к телу в критической точке, ударная волна вблизи оси симметрии считалась эквидистантной телу, а температура и давление в этом объеме предполагались постоянными и равными их значениям за прямой ударной волной. Было получено удовлетворительное соответствие рассчитанной и измеренной спектральных излучательных способностей воздуха в ударном слое.

Предположения о газодинамической картине течения, используемые в [2], требуют обоснования на базе более точных расчетов распределения параметров в ударном слое около летящих моделей. Интересно также сравнение данных, полученных по расчетным моделям с экспериментами в более широком диапазоне условий, чем рассматривалось в [1, 2]. С этой целью в данной работе приведены результаты измерений яркости излучения воздуха при  $\lambda=0,63$  мкм из ударного слоя около моделей при скоростях 5,7–6,2 км/с и давлениях в набегающем потоке  $p_{\infty}=20-130$  мм рт. ст. Для расчета распределений газодинамических параметров использован метод тонкого вязкого ударного слоя, аналогичный изложенному в [3], который позволил определить профили температуры, давления и равновесных концентраций в ударном слое около тела. На основе этого вычислен спектральный поток излучения от ударного слоя  $P_{\lambda m}$  для экспериментальных условий. Показано хорошее соответствие теоретически рассчитанных значений  $P_{\lambda m}$  с экспериментальными данными и выявлен диапазон применимости предложенной модели расчета, рассмотренной в [1, 2].

**1. Измерения в баллистическом эксперименте.** Мощность собственного излучения воздуха на длине волны  $\lambda=0,63$  мкм измерялась оптико-электронным способом с помощью радиометра, снимающего показания в одном из сечений трассы.

Методика измерения мощности излучения газа с помощью радиометра подробно описана в [2]. С целью повышения чувствительности и расширения частотной характеристики усилителя, преобразующего ток ФЭУ в напряжение, была применена новая по сравнению с [2] схема усилителя, собранного на основе высокочастотных малошумящих транзисторов. При этом отношение выходного напряжения усилителя ко входному току составило 28 кОм при полосе пропускания 60 МГц.

Для обеспечения максимально возможной точности измерений в качестве регистрирующей аппаратуры применялся цифровой запоминающий осциллограф С9-8 имеющий период дискретизации 50 нс.

Калибровка радиометра осуществлялась по той же методике, что и в [2], в серии экспериментов до и после каждого баллистического опыта. С этой целью измерялась зависимость электрического напряжения  $U_k$  от величины мощности  $P_k$  излучения лазера ЛГН-207А на длине волны  $\lambda=0,63$  мкм. Излучение лазера ослаблялось специальным набором нейтральных фильтров с известными коэффициентами ослабления мощности до уровня, ожидаемого в экспериментах. Каждая точка калибровочной зависимости  $U_k=F(P_k)$  вычислялась как среднее арифметическое ряда наблю-

дений. Полученная эмпирическая кривая сглаживалась по методу наименьших квадратов с использованием функции двух параметров. При этом установлено, что зависимости  $U_k = F(P_k)$  в диапазоне  $0 < U_k \leq 400$  мВ близки к линейным. Относительная ошибка для калибровочной кривой была максимальна для малых значений  $P_k \sim 10^{-10}$  Вт и не превышала 30%.

В баллистическом эксперименте с помощью ФЭУ регистрировался сигнал  $U(t)$ , на основе которого и калибровочной зависимости  $U_k = F(P_k)$ , полученной с учетом пропускания защитного стекла  $R_g = 0,98$  и светофильтра, находился поток излучения  $P(t)$ .

В экспериментах использовались два разных интерференционных светофильтра, для которых коэффициент пропускания  $R_\lambda$  вблизи максимума ( $\lambda_0 = 0,63$  мкм), согласно паспортным данным, описывается выражением

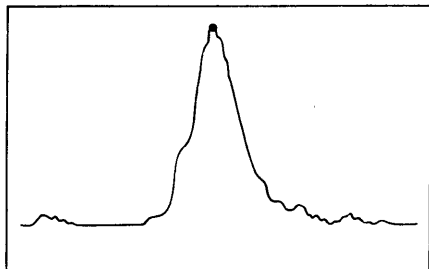
$$R_\lambda = R_0 \exp [ - (\lambda - \lambda_0)^2 / a^2 ]$$

где  $R_0 = 0,36$  и  $a = 9,008 \cdot 10^{-3}$  мкм — для первого светофильтра и  $R_0 = 0,15$ ,  $a = 7,207 \cdot 10^{-3}$  мкм — для второго. Как показано в [2], максимум  $P_m$  кривой  $P(t)$  на осциллограмме регистрируется без искажения. Используя для обработки те же предположения, что и в [2], была определена спектральная объемная излучательная способность ударного слоя  $\langle I_\lambda \rangle$  на основе измеренного  $P_m$  по формуле

$$\langle I_\lambda \rangle = P_m \left( R_g \int_{\Delta\Omega} R_\lambda d\lambda \Delta\Omega_m V \right)^{-1} \quad (1.1)$$

где  $\Delta\Omega_m$  — максимальный телесный угол, определяемый площадью щели радиометра [2], и  $V$  — величина излучающего объема, определяемая в соответствии с [2].

На фиг. 1 приведена типичная осциллограмма, полученная в эксперименте с выхода усилителя, при скорости модели  $V_\infty = 5,92$  км/с, давлении набегающего потока  $p_\infty = 20$  мм. рт. ст. и диаметре тела  $d = 4,81$  мм. Временной интервал от начала развертки до места положения маркера (максимума сигнала) составлял 0,9 мкс. Напряжение в точке расположения маркера составляло 59,2 мВ.



Фиг. 1

В табл. 1 представлены результаты некоторых типичных измерений и данные обработки полученных осциллограмм, где для каждого эксперимента указаны диаметр  $d$  модели, ее материал, масса  $m$ , скорость  $V_\infty$ , давление воздуха  $p_\infty$  в набегающем потоке,  $P_m^e$  — величина потока излучения — соответствует максимуму сигнала на осциллограмме  $P(t)$ , спектральный объемный коэффициент излучения  $I_\lambda^e$  определен из экспериментальных значений  $P_m^e$ .

**2. Расчет параметров вязкого ударного слоя для экспериментальных условий.** Рассматривалось осесимметричное обтекание сферически затупленного тела гиперзвуковым химически равновесным потоком вязкого газа. Уравнения ламинарного многокомпонентного вязкого ударного слоя в безразмерных переменных в системе ортогональных криволинейных координат  $x, y$ , связанных с поверхностью тела, приведены в [4].

На ударной волне при  $y = y_s(x)$  использованы модифицированные соотношения Рэнкина — Гюгонно. На непроницаемой поверхности тела ( $y = 0$ ) задавались условия прилипания, температура  $T_w(x)$  находилась из баланса тепла на поверхности в соответствии с рекомендациями работы [1]. Соотношения Стефана — Максвелла для определения диффузионных потоков были преобразованы, следуя [5], к удобной для интегрирования форме. Вычисление равновесного состава воздуха и спектрального коэффициента поглощения проводились по методике, подробно изложенной в [4, 6].

Эксперимент	$d$ , мм	Материал	$m$ , г	$V_{\infty}$ , км/с	$p_{\infty}$ , мм рт. ст.	$P_m^e \cdot 10^{-10}$ , Вт	$I_{\lambda}^e$ , Вт/см <sup>2</sup> · мкм · стер.
1	4,615	Медь	0,45	6,191	34	24,56	31,88
2	4,615	»	0,455	5,869	35	10,84	14,07
3	4,615	»	0,455	6,076	28	11,425	14,84
4	4,81	»	0,502	5,920	20	4,96	5,69
5	4,925	Метеорит	0,493	5,692	46,5	21,03	22,47
6	4,80	Сихотэ-Алинь Медь	0,500	6,126	130	61,35	212,4

Численное решение задачи получено методом [3], основанным на применении конечно-разностной схемы [7] повышенной точности. При численном решении вводились переменные типа Дородницына

$$\xi = x, \quad \eta = \frac{1}{\Delta} \int_0^y \rho dy, \quad \Delta = \int_0^{y_s} \rho dy \quad (2.1)$$

$$u = u^*(\xi) \frac{\partial f}{\partial \eta}, \quad T = T^*(\xi) \theta_1, \quad \rho r_w v = - \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

$$\Psi = r_w \Delta u^* f, \quad \varepsilon = \frac{\rho_{\infty}}{\rho_s}, \quad T_0 = \frac{V_{\infty}^2}{2C_{p\infty}}$$

$$T^*(\xi) = \cos^2 \xi, \quad u^*(\xi) = \sin \xi$$

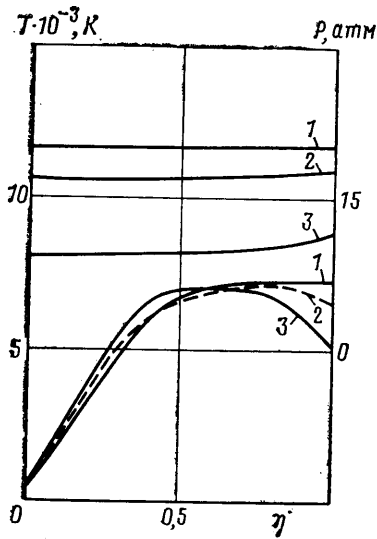
где  $V_{\infty} u$ ,  $\varepsilon V_{\infty} v$  — компоненты вектора скорости, соответствующие осям  $x$  и  $y$ ,  $\rho_{\infty} V_{\infty}^2 p$ ,  $\varepsilon^{-1} \rho_{\infty} \rho$ ,  $T_0 T$ ,  $\mu_0 \mu$ ,  $\lambda$  — соответственно давление, плотность, температура, коэффициенты вязкости и теплопроводности. Все линейные размеры отнесены к характерному радиусу  $R_0$ , нормальная координата — к  $\varepsilon R_0$ . Индексы  $\infty$ ,  $s$  и  $w$  относятся к параметрам набегающего потока, за прямым скачком уплотнения и величинам на поверхности тела.

Рассмотрим типичные результаты расчетов параметров вязкого ударного слоя для условий баллистических экспериментов, соответствующих табл. 1.

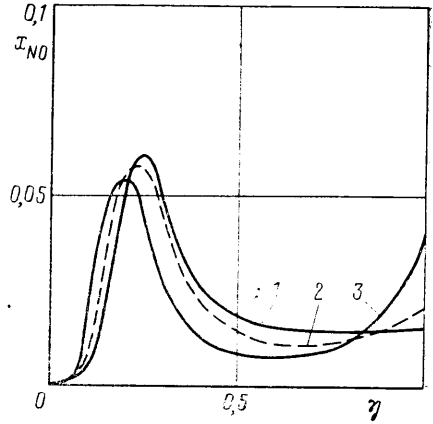
На фиг. 2 приведены характерные профили температуры  $T(\eta)$  (нижние кривые 1—3) и давления  $p(\eta)$  (верхние кривые 1—3) поперек ударного слоя при разных  $x$ . Кривые 1 на этой фигуре соответствуют  $x=0$ , 2 —  $x=0,35$ , 3 —  $x=0,7$  для  $V_{\infty}=6,01$  км/с,  $p_{\infty}=35$  мм рт. ст. и  $d=4,615$  мм. При  $x < 0,7$  температура и давление в основной части ударного слоя изменяются сравнительно мало. На фиг. 3 в качестве примера приведены аналогичные расчеты для молярно-массовой концентрации  $x_{NO}$  молекул NO для тех же условий обтекания, что и на фиг. 2. Аналогично ведут себя концентрации других компонентов.

Расчеты показали, что температура поверхности медной модели, летящей со скоростью  $V_{\infty}=5-7$  км/с при  $p_{\infty}=20-130$  мм рт. ст., к моменту пролета места установки радиометра (7,2 м от дульного среза) достигает 500—700 К в критической точке и влиянием переизлучения поверхности можно пренебречь.

В табл. 2 представлены результаты расчетов для каждого эксперимента с условиями, взятыми из табл. 1. В ней указаны: давление  $p_s$  и температура  $T_s$  за скачком уплотнения при  $x=0$ , спектральный поток  $P_m^T$  и средняя излучательная способность  $I_{\lambda}^T$  при  $\lambda=0,63$  мкм.



Фиг. 2



Фиг. 3

Вычисление  $P_m^T$  проводилось по формуле

$$P_m^T = R_g \int_{\Delta\lambda} R_\lambda d\lambda \Delta\Omega_m \int I_\lambda dV \quad (2.2)$$

$$\int_V I_\lambda dV = 2\pi\epsilon R_0^3 \int_0^{x_1} \sin x dx \int_0^{y_s(x)} I_\lambda(x, y) (1 + \epsilon y)^2 dy$$

где  $I_\lambda = k_\lambda B_\lambda(T)$  — спектральная излучательная способность газа,  $k_\lambda$  — спектральный коэффициент поглощения из [8],  $B_\lambda(T)$  — функция Планка,  $\Delta\Omega_m = 4,53 \cdot 10^{-5}$  стер. — максимальный телесный угол [2],  $V$  — величина излучающего объема, ограниченного ударной волной  $y_s(x)$ , телом и лучом  $x_1 = 0,7$ .

Для вычисления двойного интеграла в (2.2) использовалась формула Симпсона,  $\langle I_\lambda^T \rangle$  рассчитана по формуле (1.1). В табл. 2 приведены также величины относительных отклонений  $\delta$ , измеренных и теоретически найденных  $P_m$ :  $\delta = |P_m^e - P_m^T| / P_m^e$ . Значения  $P_m^e$  и  $P_m^T$  удовлетворительно согласуются между собой в широком диапазоне условий, что служит подтверждением принятых в [1, 2] предположений.

Для выяснения влияния погрешности, возникающей при выборе границы излучающего объема для расчета  $P_m$ , были выполнены также методические расчеты  $P_m^T$  с несколько большим объемом, ограниченным лучом при  $x_1 = 0,9$ . При этом, несмотря на увеличение излучающего объема  $V$  в 1,5 раза, величина  $P_m$  увеличивается всего на 10%. Это показывает, что предположение работы [1] о выборе излучающего объема  $V$  выполняется с хорошей точностью.

Полученные экспериментальные данные для  $P_{\lambda m}^e$  позволяют найти спектральный объемный коэффициент излучения  $\langle I_\lambda^e \rangle$  для ударного слоя в более широком диапазоне давлений  $p_\infty$  и чисел Маха  $M_\infty$ , чем в [2]. Рассчитанные по данным из табл. 1 и 2 зависимости  $\langle I_\lambda^T \rangle(p_\infty, M_\infty)$  хорошо ложатся на установленную в [2] зависимость

$$\lg \langle I_\lambda \rangle / p_s^\nu = f(1/M_\infty) \equiv a - b/M_\infty$$

Эксперимент	$p_s$ , атм	$T_s$ , К	$P_m^T \cdot 10^{-10}$ , Вт	$I_\lambda$ , Вт/см <sup>2</sup> ·мм·стер.	$\delta$ , %
1	20,7	7570	16,4	21,30	33,2
2	19,1	7280	10,6	13,8	2,2
3	16,4	7400	9,16	11,9	19,8
4	11,1	7130	4,0	4,59	19,4
5	23,9	7190	17,5	18,7	16,8
6	77,4	8050	74,59	249,0	21

Коэффициенты  $\nu$ ,  $a$ ,  $b$  определены по методу наименьших квадратов с использованием данных  $I_\lambda^e$  из табл. 1:  $\nu=1,73$ ,  $a=1,81$ ,  $b=48,64$ .

Средний разброс теоретических точек из табл. 2 относительно этой зависимости не превышает 15–20%.

Таким образом, более точные расчеты параметров вязкого ударного слоя и дополнительные эксперименты в более широком диапазоне параметров подтверждают предположения работ [1, 2, 6], в которых сформулированы приближенные правила моделирования  $I_\lambda$  воздуха в ударном слое.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев Е. П., Пилюгин Н. Н., Таганов О. К., Тихомиров С. Г. Исследование излучения газов в аэробаллистическом эксперименте. М.: Изд-во МГУ, 1988. 135 с.
2. Баулин Н. Н., Зверев О. В., Пилюгин Н. Н., Тихомиров С. Г. Исследование излучения ударного слоя около моделей, летящих в воздухе с гиперзвуковыми скоростями // Теплофизика высоких температур. 1989. Т. 27. № 2. С. 306–311.
3. Еремейцев И. Г., Пилюгин Н. Н., Юницкий С. А. Исследование гиперзвукового вязкого ударного слоя около затупленных тел при неравномерном обтекании // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 3. С. 154–159.
4. Гершбейн Э. А., Пейгин С. В., Тирский Г. А. Сверхзвуковое обтекание тел при малых и умеренных числах Рейнольдса // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Механика жидкости и газа. 1985. Т. 19. С. 3–85.
5. Васильевский С. А., Соколова И. А., Тирский Г. А. Определение и вычисление эффективных коэффициентов переноса для химически равновесных течений частично диссоциированных и ионизированных смесей газов // ПМТФ. 1986. № 1. С. 68–79.
6. Еремейцев И. Г., Зверев О. В., Пилюгин Н. Н. Исследование излучения смесей воздуха с ксеноном в ударном слое около моделей, летящих с гиперзвуковой скоростью // Теплофизика высоких температур. 1989. Т. 27. № 3. С. 549–556.
7. Петухов И. В. Численный расчет двумерных течений в пограничном слое // Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М.: Наука, 1964. С. 304–325.
8. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.

Москва

Поступила в редакцию  
3.V.1990