



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Норкин, Н. Н. Пилюгин, Влияние температуры поверхности осесимметричного тела и опережающего излучения на распределение лучистого потока по его поверхности при гиперзвуковом обтекании, *Прикл. мех. техн. физ.*, 1975, том 16, выпуск 3, 61–68

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.80

6 февраля 2025 г., 21:27:54



**ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ
ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА И ОПЕРЕЖАЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЛУЧИСТОГО ПОТОКА
ПО ЕГО ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ГИПЕРЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ**

В. И. Норкин, Н. Н. Пилюгин

(Москва)

В работе получено решение задачи об обтекании осесимметричного тела установившимся гиперзвуковым невязким, объемно-излучающим потоком газа в гиперзвуковом приближении. На примере обтекания сферы потоком воздуха показано, что относительное распределение лучистого потока слабо зависит от учета переизлучения поверхности, в то время как величина лучистого потока в критическую точку существенно зависит от температуры тела T_w . По развитому методу рассчитаны распределения лучистого потока при обтекании сферы смесью газов CO_2 и N_2 (при $T_w=0$). Показано, что различное содержание CO_2 в исходной смеси набегающего потока газа слабо влияет на это распределение. Исследуется зависимость распределения лучистого потока и отхода ударной волны от граничного условия для энтальпии газа на скачке уплотнения, с учетом опережающего излучения. Для случая сильно излучающего газа получены асимптотические выражения при обтекании сферы. Проведены расчеты распределения лучистого потока при различных допущениях относительно граничного условия на скачках.

1. Система уравнений, описывающих осесимметричное течение невязкого нетеплопроводного химически равновесного излучающего газа, имеет безразмерный вид [1,2]

$$(1.1) \quad \begin{aligned} u \frac{du}{dx} + \varepsilon^2 v \frac{dv}{dx} &= -(\varepsilon/\rho) \frac{\partial p}{\partial x}; \\ (\varepsilon/H) \frac{\partial v}{\partial x} - u/RH &= -r \frac{\partial p}{\partial \psi}; \\ \frac{\partial y}{\partial \psi} &= 1/\rho u r; \quad \frac{\partial y}{\partial x} = H v/u; \\ (\rho u/H) \frac{\partial}{\partial x} (h + u^2 + \varepsilon^2 v^2) &= -\Gamma Q_R; \\ \frac{\partial c_j^*}{\partial x} &= 0, \quad j = 1, 2, \dots, N_s; \\ H &= 1 + \varepsilon y/R, \quad \varepsilon = \rho_\infty/\rho_{s0}; \\ r(x, y) &= r_w(x) + \varepsilon y \sin \alpha(x); \\ \rho &= \rho(p, T); \\ h &= h(p, T); \\ \Gamma &= 8K_{P_{s0}} \sigma T_{s0}^4 \varepsilon l / \rho_\infty V_\infty^3. \end{aligned}$$

Здесь lx , εly — координаты, направленные вдоль поверхности тела и по нормали к ней; uV_∞ и $\varepsilon V_\infty v$ — составляющие скорости в направлении этих координат; $\varepsilon^{-1} \rho_\infty \rho$ — плотность; $\rho_\infty V_\infty^2 p$ — давление; $V_\infty^2 h/2$ — энтальпия; $T_{s0} T$ — температура газа; c_j^* — массовые концентрации химических элементов; $K_{P_{s0}} K_P$ — коэффициент поглощения Планка, усредненный по всему спектру частот; $1/Rl$ — кривизна поверхности тела; $lr(x, y)$ — расстояние от оси симметрии до рассматриваемой точки; l — характерный линейный размер; N_s — число независимых химических элементов, индексы $\infty, s, 0, w$ отмечают соответственно параметры набегающего потока, параметры непосредственно за ударной волной, характерные значения параметров и их величины на поверхности тела; $\alpha(x)$ — угол между касательной к телу и направлением невозмущенного потока; Γ — параметр излучения; $\rho_\infty V_\infty l^2 \psi$ — функция тока, определяемая выражением [1]

$$d\psi = \rho u r dy - \rho v r H dx.$$

Сначала рассмотрим влияние собственного излучения поверхности тела при температуре T_w на поле течения и лучистый тепловой поток к телу. Из простых оценок ясно, что при $T_{s0} \sim 10^4 \text{K}$ и $T_w \sim 4 \cdot 10^3 \text{K}$ влияние собственного излучения поверхности тела на параметры течения и лучистый поток к телу вблизи критической точки невелико. Так как температура и давление газа при его движении вдоль оси x от критической точки тела падают, излучение тела может оказаться при этих режимах течения сравнимым с излучением газа, и это может привести к изменению распределения лучистого потока по боковой поверхности тела по сравнению со случаем, когда собственным излучением поверхности тела пренебрегается. Аналогичная постановка задачи возникает и в другом случае. Как известно, вблизи тела имеется пограничный слой. Этот пограничный слой в ряде случаев может оказаться оптически толстым (например, в нем присутствуют молекулы с большими сечениями поглощения MgO , SiO_2 , C_3 и т. д.). В этом случае можно показать, что он будет излучать как поверхность тела с эффективной температурой T_w , равной температуре газа на внешней границе пограничного слоя, которая сравнима с температурой газа в невязкой части ударного слоя.

Таким образом, в этой части работы предполагается, что поверхность (или пограничный слой) излучает как абсолютно черное тело при температуре T_w , а излучением потока газа, набегающего на ударную волну, можно пренебречь. Граничные условия на ударной волне имеют вид

$$(1.2) \quad \psi = \psi_s(x) = \frac{r_s^2(x)}{2} = [r_w(x) + \varepsilon y_s \sin \alpha]^2 / 2;$$

$$u_s(x) = \cos \beta \cos(\beta - \alpha) + \varepsilon \frac{\rho_{s0}}{\rho_s} \sin \beta \sin(\beta - \alpha);$$

$$p_s(x) = (j_\infty M_\infty^2)^{-1} + \left(1 - \varepsilon^2 \frac{\rho_{s0}^2}{\rho_s^2}\right) \sin^2 \beta;$$

$$h_s(x) = \frac{2h_\infty}{V_\infty^2} + \left(1 - \varepsilon^2 \frac{\rho_{s0}^2}{\rho_s^2}\right) \sin^2 \beta;$$

$$c_{js}^* = c_{j\infty}^*, \quad j = 1, 2, \dots, N_s; \quad \text{tg}(\beta_j - \alpha) = \frac{\varepsilon y_s'}{H},$$

где β — угол между касательной к ударной волне и направлением невозмущенного потока; M_∞ — число Маха; j_∞ — отношение теплоемкостей; $y_s = y_s(x)$ — уравнение, описывающее форму ударной волны.

На поверхности тела

$$\psi = 0, \quad v = 0.$$

Предполагая, что все искомые функции и их первые производные — величины порядка единицы, ищем решение системы уравнений (1.1) с граничными условиями (1.2) в виде следующих разложений [1]:

$$(1.3) \quad f(x, \psi, \varepsilon) = f_0(x, \psi) + \varepsilon f_1(x, \psi) + \dots,$$

где f — любая из функций u, v, p, ρ, h или T . Подставляя разложение (1.3) в систему уравнений (1.1), получим для главных членов (индекс 0 опускаем)

$$(1.4) \quad \frac{\partial u}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial p}{\partial \psi} = \frac{u}{Hr}; \quad \frac{\partial c_j^*}{\partial x} = 0, \quad j = 1, 2, \dots, N_s;$$

$$\rho u \frac{\partial}{\partial x} (h + u^2) = -\Gamma Q_R; \quad h = h(p, T); \quad \rho = \rho(p, T); \quad \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{v}{u};$$

$$\frac{\partial y}{\partial \psi} = \frac{1}{\rho u r}, \quad r = r_w(x).$$

Из уравнения переноса излучения можно показать, что в первом приближении по ε ударный слой для расчета лучистого потока может рассматриваться как локально-одномерный плоский слой [2].

Граничные условия в первом приближении по ε принимают вид

$$(1.5) \quad u_s = \cos \alpha(x); \quad p_s = \sin^2 \alpha(x);$$

$$h_s = \sin^2 \alpha(x);$$

$$\psi_s(x) = r_w^2(x)/2; \quad c_{js}^* = c_{j\infty}^*, \quad j = 1, 2, \dots, N_3.$$

Интегрируя систему уравнений (1.4) с граничными условиями (1.5), получаем

$$(1.6) \quad u(x, t) = \cos \alpha(t);$$

$$(1.7) \quad p(x, t) = \sin^2 \alpha(x) - \frac{1}{Rr_w(x)} \int_t^x \cos \alpha(t) \sin \alpha(t) r_w(t) dt;$$

$$(1.8) \quad c_j^* = c_{j\infty}^*, \quad j = 1, 2, \dots, N_3;$$

$$(1.9) \quad y(x, t) = \frac{1}{r_w(x)} \int_t^x \frac{r_w(t) \operatorname{tg} \alpha(t) dt}{\rho(x, t)};$$

$$(1.10) \quad v = u(dy/dx),$$

где t — координата, направленная вдоль поверхности ударной волны, отсчитываемая от оси симметрии и отмечающая место входа линии тока ψ в ударный слой.

Таким образом, распределение давления и касательной составляющей скорости в переменных (x, t) оказались такими же, как и в случае течения неизлучающего газа [1]. Рассмотрим случай объемно-излучающего газа. Уравнение энергии при сделанных предположениях имеет вид

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} = -\Gamma \left[K_P(T, p) T^4 - \frac{1}{2} K_P(T, T_w) T_w^4 \right],$$

где $K_P(T)$ — безразмерный коэффициент поглощения Планка, $K_P(T, T_w)$ — безразмерный модифицированный коэффициент поглощения Планка [3], равный:

$$K_P(T, T_w) K_{Ps0} = \int_0^\infty K'_\nu(T) B_\nu(T_w) d\nu \bigg/ \int_0^\infty B_\nu(T_w) d\nu,$$

($B_\nu(T)$ — функция излучения Планка).

Для воздуха при $T \leq 11\,000\text{K}$ достаточно точно выполняется соотношение

$$K_P(T, T_w) T_w^4 \simeq K_P(T) T^4 \left(\frac{T_w}{T} \right).$$

С учетом этого соотношения получим

$$(1.11) \quad u \frac{\partial T}{\partial x} = -\Gamma \frac{K_P T^4}{C_p \text{эф} \rho} \left[1 - \frac{T_w}{2T} \right].$$

Аппроксимируем комплекс уравнения (1.11) в виде

$$K_p T^4 / \rho C_{p\text{эф}} = F(p)\Phi(T).$$

В этом случае решение уравнения (1.11) с граничным условием (1.5) записывается в квадратурах

$$\int_{T(x,t)}^{T_s(x)} \frac{dT'}{\Phi(T') \left[1 - \frac{T_w}{2T'}\right]} = -\Gamma \int_x^t \frac{F[p(x',t)] dx'}{u(t)}.$$

В другом частном случае, когда $F(p)=1$, $\Phi(T)=T^n$ (n — степень аппроксимации), можно аппроксимировать правую часть уравнения (1.11) к виду

$$T^n \left(1 - \frac{1}{2} \frac{T_w}{T}\right) \approx (T - T_c)^n,$$

где

$$T_c = T_w/2n.$$

В этом случае распределение температуры находится в явном виде

$$(1.12) \quad T(x,t) = T_c + \left\{ (T_s(t) - T_c)^{1-n} + \frac{b(x-t)^{1-n}}{u(t)} \right\}^{1/(1-n)}, \quad b = \Gamma(n-1).$$

Распределение лучистого теплового потока, падающего от ударного слоя в точку с координатой x на теле, находится по формуле

$$(1.13) \quad q_w(x) = \frac{2q_R(x)}{\rho_\infty V_\infty^3} = \frac{\Gamma}{2} \int_0^x \frac{K_p T^4 \operatorname{tg} \alpha(t) r_w(t) dt}{\rho(x,t) r_w(x)}.$$

2. В качестве численного примера полученного решения рассмотрим обтекание сферы радиуса $R=1$ м гиперзвуковым потоком воздуха при $V_\infty=10$ км/с и $\rho_\infty=3 \cdot 10^{-7}$ г/см³. Термодинамические и оптические свойства равновесного состава воздуха взяты из работ [4, 5]. На фиг. 1 приводится относительное распределение лучистого потока по поверхности сферы $q(\theta)=q_R(\theta)/q_R(0)$, где $q_R(0)$ — лучистый поток в критическую точку $\theta=0$. На этой фигуре сплошная кривая 1 соответствует расчету по формулам (1.12), (1.13) при $T_w=0$; штриховая 2 — расчет при $T_w=8000$ К (температура, соответствующая внешней границе погранслоя). Кружками 3 отмечены результаты, полученные в работе [6] при тех же условиях и $T_w=0$. На этой же фигуре приводится относительное распределение лучистого потока, рассчитанного по изложенному выше методу, при обтекании сферы $R=0,4$ м гиперзвуковым потоком газа, состоящего из смеси CO_2 и N_2 при $T_w=0$, $V_\infty=10$ км/с, $\rho_\infty=0,84 \cdot 10^{-7}$ г/см³. Термодинамические и оптические свойства этой смеси брались соответственно из работ [7-9]. Кривая 4 на фиг. 1 соответствует 100% CO_2 в исходной смеси газа, кривая 5 — 90% $\text{CO}_2 + 10\%$ N_2 , кривая 6 — 16% $\text{CO}_2 + 84\%$ N_2 . Эти кривые свидетельствуют о слабости влияния начального состава смеси CO_2 и N_2 набегающего газа на относительное распределение лучистого потока. Из фиг. 1 видно, что относительное распределение лучистого потока по сфере в случае обтекания смесью CO_2 и N_2 выше, чем при обтекании воздухом при близких режимах течения. Это связано с большей испускательной способностью смеси CO_2 и N_2 по сравнению с воздухом в рассматриваемом диапазоне температур и давлений. Для изотермического плоского слоя газа этот факт отмечался в работе [9].

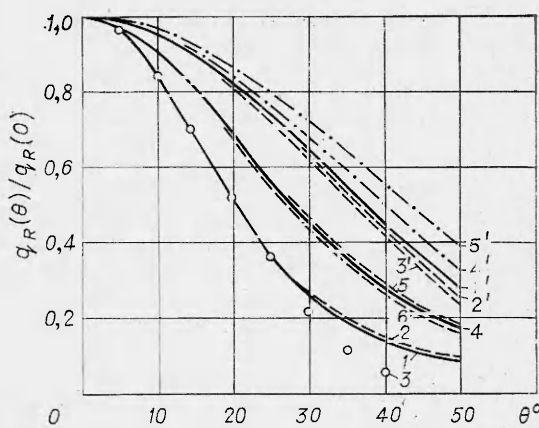
На фиг. 2 приводится зависимость безразмерного лучистого потока $q_0/q_0(T_w=0)$ в критическую точку от эффективной температуры поверхности T_w (кривая 1) при обтекании сферы воздухом.

Из фиг. 1, 2 следует, что относительное распределение лучистого потока $q(\theta)$ слабо зависит от температуры T_w в широком диапазоне ее изменения, в то время как величина лучистого потока в критическую точку существенно зависит от T_w . Кривая 2 на фиг. 2 показывает влияние T_w на безразмерный отход ударной волны y_{s0} в критической точке. Увеличение T_w от 0 до 8000К приводит к очень слабому увеличению отхода ударной волны.

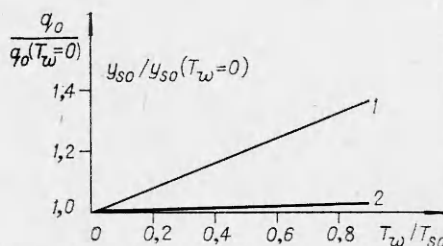
3. При некоторых режимах входа (для Земли при $V_\infty \geq 16$ км/с, $H=61$ км) лучистые тепловые потоки, выходящие из ударного слоя навстречу набегающему потоку газа, становятся значительными, и нельзя игнорировать их влияние на параметры набегающего потока. На примере течения воздуха в окрестности критической точки в работе [10] показано, что, хотя излучение ударного слоя практически не влияет на потоки массы и импульса в набегающем газе, оно может значительно изменить величину потока энергии, втекающего в ударный слой, так что при больших скоростях входа учет предварительного нагрева приводит к увеличению лучистого теплового потока в критической точке на 25% (при $V_\infty=16$ км/с). В работе [10] рассматривалось течение лишь в окрестности критической точки, поэтому влияние опережающего излучения на изменение поля газодинамических параметров и распределение лучистого потока к телу не учитывалось. В данной работе проведен учет этого влияния. Если поглощение излучения холодным газом набегающего потока увеличивает поток энергии, втекающей в разрыв, на величину Δq , то граничное условие на скачке уплотнения для энтальпии можно записать в безразмерном виде

$$h_c = \frac{2\Delta q}{\rho_\infty V_\infty^3} + \left(1 - \varepsilon^2 \frac{\rho_{s0}^2}{\tau_s^2}\right) \sin^2 \beta.$$

Основываясь на результатах работ [10, 11], можно показать, что остальные граничные условия (1.2) и система уравнений (1.1) не меняются. Далее пренебрегаем переизлучением поверхности тела и используем метод решения, изложенный в первой части данной работы. В этом случае решение для функций u , v , p , y описывается соотношениями (1.6) —



Фиг. 1



Фиг. 2

(1.10). При решении уравнения энергии предполагается, что газ в ударном слое является объемно-излучающим и подчиняется уравнению состояния

$$h = \gamma / (\gamma - 1) \cdot p / \rho,$$

где γ — эффективное отношение теплоемкостей в ударном слое, зависящее от рассматриваемого интервала температур и давлений.

Величина Δq определяется интенсивностью и спектральным составом излучения ударного слоя в направлении набегающего потока и является некоторой функцией координаты

$$2\Delta q / \rho_\infty V_\infty^3 = f(x).$$

При этих допущениях получим

$$(3.1) \quad \rho u \frac{\partial h}{\partial x} = - \frac{1}{K_{ps0}} K_p T^4;$$

$$h(\psi = \psi_s(x)) = f_s(x) \equiv \sin^2 \alpha(x) + f(x).$$

В соответствии с работой [12] аппроксимируем

$$(3.2) \quad K_p = A p T^n,$$

где A , n — константы.

В этом случае решение уравнения (3.1) имеет вид

$$h(x, t) = \left\{ [f_s(t)]^{-(n+4)} + \frac{b(x-t)}{\cos \alpha(t)} \right\}^{-1/(n+4)},$$

где b — параметр излучения, равный

$$b = A \rho_\infty V_\infty^2 \left(\frac{V_\infty^2}{2C_p} \right)^n \varepsilon R \left(\frac{j+4}{2j} \right) \Gamma(n+4).$$

Безразмерный лучистый поток к точке x на поверхности тела равен

$$q_w(x) = \frac{2q_R(x)}{\rho_\infty V_\infty^3} = \frac{b}{2(n+4)r(x)} \int_0^x r(t) h(x, t)^{n+5} \operatorname{tg} \alpha(t) dt.$$

4. В качестве примера рассмотрим обтекание сферы. В этом случае лучистый поток в точку, определяемую углом θ на поверхности сферы, имеет вид

$$(4.1) \quad q_w(\theta) = \frac{b}{2(n+4)} \int_0^1 dt \left\{ \frac{b(\theta - \arcsin(t \sin \theta))}{t \sin \theta} + [1 - t^2 \sin^2 \theta + f(\theta)]^{-\alpha} \right\}^m,$$

$$\alpha \equiv n+4, \quad m \equiv -(n+5)/(n+4).$$

В случае сильно излучающего газа $b \gg 1$, что представляет интерес при исследовании опережающего излучения, асимптотическое вычисление интеграла в (4.1) приводит к формуле

$$(4.2) \quad q_w(\theta) = \frac{\cos^3 \theta}{2} \left(1 + \frac{f(\theta)}{\cos^2 \theta} \right).$$

Таким образом, второй член в скобках в формуле (4.2) описывает измене-

ние распределения лучистого потока к телу, вызванное опережающим излучением.

На фиг. 1 приведено распределение лучистого потока по сфере, рассчитанное по формуле (4.2). Расчеты выполнены для двух зависимостей $f(\theta)$. В работе [12] показано, что при обтекании сферы сильно излучающим газом распределение лучистого потока, выходящего из ударного слоя, близко к $\cos^3 \theta$. Поэтому в первом случае принята зависимость

$$(4.3) \quad f(\theta) = \delta \cos^3 \theta,$$

где δ — константа, меньшая единицы.

В работе [12] показано, что при объемном высвечивании газа в ударном слое $\delta = 0,5$. Зависимость (4.3) при $\delta = 0,5$ соответствует тому, что весь выходящий из ударного слоя лучистый поток поглощается в набегающем потоке газа и возвращается обратно в ударный слой, изменяя энтальпию газа на скачке.

Расчеты, выполненные в [10, 11] вблизи критической линии с учетом реабсорбции излучения, показали, что величина $\delta = 0,2$ (при $V_\infty = 16$ км/с). Во втором случае, предполагая, что выходящее излучение перераспределяется по углам изотропно, полагали

$$(4.4) \quad f(\theta) = \delta.$$

На фиг. 1 приведено относительное распределение лучистого потока по сфере $q_R(\theta)/q_R(0)$ при значении $f(\theta)$, соответствующем формуле (4.3) (кривая 1' — $\delta = 0$, кривая 2' — $\delta = 0,2$, кривая 3' — $\delta = 0,5$). Кривые 4', 5' на этой фигуре соответствуют расчету по формуле (4.2) с $f(\theta)$, выбранной по соотношению (4.4) (кривая 4' — $\delta = 0,2$, 5' — $\delta = 0,5$). Из фиг. 1 следует вывод о том, что относительное распределение лучистого потока в зависимости от изменения граничного условия на скачке, вызванного выходом опережающего излучения, мало изменяется.

Безразмерный отход ударной волны с учетом (3.2) имеет вид

$$(4.5) \quad y_s(\theta) = \left(\frac{\gamma + 1}{2\gamma} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \int_0^1 dt \left[\cos^2 \theta - \frac{\sin^2 \theta}{3} + \frac{t^2 \sin^2 \theta}{3} \right]^{-1} \times \\ \times \left\{ \frac{b(\theta - \arcsin(t \sin \theta))}{t \sin \theta} + [1 - t^2 \sin^2 \theta + f(\theta)]^{-\alpha} \right\}^{-1/\alpha}, \alpha \equiv (n+4).$$

В случае сильно излучающего газа $b \gg 1$ асимптотическое вычисление интеграла в (4.5) приводит к выражению

$$(4.6) \quad y_s(\theta) = \frac{\gamma + 1}{2\gamma} \frac{n+4}{n+3} \frac{1}{b^q \cos^{2-q} \theta} \left[1 + \frac{n+3}{n+4} \frac{\cos \theta}{[f_s(\theta)]^\alpha} \frac{1}{b} - \right. \\ \left. - \frac{[\cos \theta]^{(n+3)/(n+4)}}{[f_s(\theta)]^{n+3}} \frac{1}{b^{n+4}} \right],$$

где $q \equiv 1/n+4$.

Из формулы (4.6) следует, что при больших b второй и третий члены в квадратных скобках малы по сравнению с первым, т. е. опережающее излучение влияет слабо на отход ударной волны.

В заключение авторы благодарят Г. А. Тирского за обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М., Физматгиз, 1959.
2. Герштейн Э. А., Пилюгин Н. Н. Обтекание тел гиперзвуковым потоком невязкого объемно-излучающего газа.— «Научн. труды Ин-та механики МГУ», № 29.
3. Спэрроу Э. М., Сесс Р. Д. Теплообмен излучением. Л., «Энергия», 1971.
4. Предводителев А. С. и др. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000 до 12 000°K и давлений от 0,001 до 1000 атм). М., Изд-во АН СССР, 1957.
5. 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. М., «Наука», 1970.
6. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1970, № 1.
7. Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. М., Изд-во АН СССР, 1962.
8. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1971.
9. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячих газов. Смеси CO₂ и N₂.— ТВТ, 1970, т. 8, № 1.
10. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1972, № 5.
11. Бронин С. Я. Канд. дис. МФТИ, 1971.
12. Пилюгин Н. Н. Распределение лучистого теплового потока по поверхности сферы при обтекании ее гиперзвуковым потоком невязкого излучающего газа.— ПМТФ, 1972, № 6, с. 44.

УДК 536.24:536.33

**ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ НЕВЯЗКИМ
ИЗЛУЧАЮЩИМ ГАЗОМ
ПЛОСКИХ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ**

Н. Н. Пилюгин, Г. А. Тирский
(Долгопрудный)

В работе получено аналитическое решение в ньютоновском приближении [1] задачи об обтекании плоского затупленного тела установившимся равномерным гиперзвуковым невязким объемно-излучающим потоком газа.

Задача о гиперзвуковом обтекании осесимметричных затупленных тел невязким объемно-излучающим газом рассматривалась в работах [2—4]. В этом случае удовлетворительное решение задачи получается уже в нулевом приближении при разложении искомых величин по параметру ε , равному отношению плотностей газа до и после прохождения ударной волны. В случае обтекания плоских затупленных тел решение задачи в нулевом приближении по ε оказывается неудовлетворительным, так как при течении газа в ударном слое, близком к адиабатическому, отход ударной волны и лучистый поток к телу оказываются сильно завышенными. Фримен показал [5], что при обтекании плоского затупленного тела неизлучающим газом результаты можно значительно улучшить за счет применения более точного выражения для касательной составляющей скорости, вычисленной в следующем приближении по параметру ε .

В данной работе это уточнение применяется для решения задачи об обтекании плоского затупленного тела объемно-излучающим газом. Найдены распределение газодинамических параметров в ударном слое, отход ударной волны и лучистый тепловой поток к поверхности тела. Полученное решение подробно анализируется на примере обтекания кругового цилиндра.