

УДК 536.24

Электромагнитное излучение в сверхзвуковых ионизированных турбулентных газовых струях

К. Б. Галицейский

Московский авиационный институт (Государственный технический университет), Москва, Россия

Рассмотрена проблема радиационно-конвективного теплообмена в химически реагирующих сверхзвуковых струях. Предложена методика численного моделирования теплообмена и электромагнитного излучения, обусловленного ионизацией высокотемпературных струй, определены основные параметры сверхзвуковой струи при истечении ее в сверхзвуковой воздушный поток. Обсуждаются результаты численных расчетов спектральной интенсивности излучения сверхзвуковой ионизированной турбулентной струи.

Исследование процесса излучения высокотемпературного потока газа, образуемого вокруг летательного аппарата, актуально как для разработки систем его тепловой защиты, так и для разработки систем аэрокосмической навигации. Эта проблема является комплексной, она включает физико-химические процессы, реализуемые при обтекании летательного аппарата высокотемпературным потоком воздуха и процессы истечения продуктов сгорания топлива реактивного двигателя, которые могут вносить существенный вклад в излучение летательного аппарата. В настоящее время большинство исследователей изучают проблему излучения струйных потоков в диапазоне видимого и инфракрасного излучения, тогда как излучение в радиодиапазоне изучено недостаточно. Источником электромагнитного излучения являются заряженные частицы (ионы и электроны), образуемые в результате ионизации высокотемпературного потока. Ионизация струи реактивного двигателя обусловлена наличием в топливе в качестве присадок щелочных металлов (K и Na), имеющих низкий потенциал ионизации. Цель данной статьи — разработка полуэмпирической модели расчета радиационно-конвективного теплообмена в химически реагирующих струйных потоках, включая методику расчета излучения в радиодиапазоне.

Методика расчета излучения

Данная методика основывается на решении уравнения переноса излучения в изотропной среде, учитывающего излучение, преломление и поглощение электромагнитных волн [1]:

$$n^2 \frac{\partial}{\partial l} (J_v / n^2) = \eta_v - a_v J_v. \quad (1)$$

Полагая, что излучение является термодинамически равновесным, коэффициент излучения η_v можно выразить через коэффициент поглощения a_v согласно закону Кирхгоффа

$$\eta_v = a_\omega n^2 J_{0\omega},$$

$$\text{где } J_{0v} = \frac{2hv^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Задача расчета спектральной интенсивности излучения (1) в конечном итоге сводится к определению спектрального коэффициента поглощения (a_v) и степени преломления n . Для определения этих коэффициентов использовалась модель слабоионизированной плазмы. Согласно этой модели основным источником электромагнитного излучения в радиодиапазоне является тормозное излучение, обусловленное взаимодействием электронов с тяжелыми нейтральными частицами. Из спектрального анализа уравнений Максвелла и уравнения Больцмана для электронов следует, что показатель преломления (n) и коэффициент поглощения (a_ω), соответственно, равны [2]:

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\varepsilon_r + (\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2)^{1/2} \right]^{1/2};$$

$$a_v = \sqrt{2} \frac{\omega}{c} \left[-\varepsilon_r + (\varepsilon_r^2 + \varepsilon_i^2)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где действительная (ε_r) и мнимая (ε_i) части диэлектрической проницаемости среды определяются из выражений

$$\varepsilon_r = 1 - K_r \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + (v_e/\omega)^2};$$

$$\varepsilon_i = K_i \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{v_e/\omega}{1 + (v_e/\omega)^2}, \quad (3)$$

где $\omega_p = \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e} \right)^{1/2}$ — плазменная частота электронов;

K_r, K_i — константы.

Частота столкновений электронов с нейтральными частицами ν_e определялась согласно эмпирическому соотношению в зависимости от давления и температуры среды:

$$\nu_e = 0,5 \cdot 10^{-7} (p/kT) (1,34 \cdot 10^{-5} u_e^{-0,6} + 5,93 u_e^{-1}),$$

где тепловая скорость электронов $u_e = 6,745 \times 10^5 \sqrt{T}$.

Соотношения (1)–(3) определяют значения спектрального показателя преломления и коэффициента поглощения электромагнитных волн в ионизированном потоке в зависимости от давления, температуры, концентрации электронов и частоты колебаний электромагнитных волн.

Основная сложность решения уравнения (1) заключается в том, что его размерность существенно превышает размерность основных уравнений термогазодинамики. Величина спектральной интенсивности излучения зависит от направления и частоты излучения. Задачу можно существенно упростить, если понизить размерность функции J_ν , избавившись для этого от ее зависимости от угловых переменных. Полагая малую анизотропию оптических свойств плазмы, уравнение (1) можно аппроксимировать диффузным приближением переноса излучения [3]

$$\operatorname{div} W_\nu + ca_\nu E_\nu = ca_\nu E_{0\nu}; \tag{4}$$

$$\frac{c}{3} \operatorname{grad} E_\nu + a_\nu W_\nu = 0,$$

здесь $E_\nu = \frac{1}{c} \int J_\nu d\Omega$ — объемная плотность энергии излучения;

$E_{0\nu} = \frac{4\pi}{c} J_{0\nu}$ — равновесная объемная плотность энергии излучения;

$W_\nu = \int J_\nu \Omega d\Omega$ — плотность спектрального потока энергии излучения.

Учет частотной зависимости функции $a(\nu, \rho, T)$ и $u(\nu, \rho, T)$ осуществляется с помощью многогруппового приближения [3]. В рамках этого подхода весь частотный диапазон излучения разбивается на конечное число интервалов

(групп) $[\nu_{\min}, \nu_{\max}] = \sum_{K=1}^N [\nu_{K-1}, \nu_K]$, внутри каж-

дого интервала W_ν и E_ν полагаются независимыми от частоты, а вместо a_ν и $E_{0\nu}$ используются их усредненные по данному интервалу значения. Исходные уравнения (4) превращаются в систему из N уравнений.

Внутри каждой группы коэффициент поглощения a осредняется по Планку.

$$a = \frac{\int_{\nu_{k-1}}^{\nu_k} a_\nu E_{0\nu} d\nu}{\int_{\nu_{k-1}}^{\nu_k} E_{0\nu} d\nu}.$$

Уравнение (4) можно представить в виде

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{a} \operatorname{grad} E \right) = 3a(E - E_0). \tag{5}$$

В первом приближении для анализа процесса переноса излучения в газовых струях можно использовать одномерную модель. Поскольку градиенты температуры вдоль оси струи много меньше, чем градиенты температуры в поперечном ее сечении, то в первом приближении переносом лучистой энергии вдоль оси струи x можно пренебречь. В этом случае перенос лучистой энергии реализуется в основном по радиусу струи r , и уравнение (5) запишется в виде

$$\frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{y^j}{a} \frac{\partial E}{\partial y} \right) = 3a(E - E_0),$$

где j определяет геометрию струи: $j=0$ — для плоской струи, $j=1$ — для осесимметричной струи.

Методика расчета тепломассопереноса в химически реагирующих струях

Для моделирования сверхзвукового осесимметричного струйного потока в данной статье предложена математическая модель, основанная на решении стационарной системы уравнений в частных производных параболического типа [4, 5], включающей параболизированную систему уравнений Навье-Стокса (в проекции на поперечную и продольную координатные оси); уравнения для кинетической энергии и скорости диссипации турбулентных пульсаций ($K-\varepsilon$ — модель турбулентности), уравнение энергии; уравнение диффузии для компонентов и элементов смеси, а также уравнения химической кинетики и уравнение переноса излучения. В векторной форме эта система уравнений записывается в виде [6]

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu T y^j \frac{\partial f}{\partial y} \right) - Q, \tag{6}$$

где f, G, Q, f , соответственно, равны

$$F = \begin{vmatrix} \rho u \\ eP + \rho u^2 \\ \rho u v \\ \rho u I_0 \\ \rho u C_\tau \\ \rho u C_K \\ \rho u K \\ \rho u \varepsilon \\ 0 \end{vmatrix}, \quad G = \begin{vmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + P \\ \rho v I_0 \\ \rho v C_\nu \\ \rho v C_K \\ \rho v K \\ \rho v \varepsilon \\ 0 \end{vmatrix},$$

$$Q = \begin{pmatrix} j\rho v / y \\ j\rho v / y + (1-e) \frac{\partial P}{\partial x} \\ j\rho v^2 / y \\ j\rho v I_2 / y \\ j\rho v C_\tau / y \\ (j\rho v C_K + w_K) / y \\ (j\rho v K + S_K) / y \\ (j\rho v \varepsilon + S_\varepsilon) / y \\ 3a(E_0 - E) \end{pmatrix}, \quad f = \begin{pmatrix} 0 \\ u \\ (4/3)v \\ I_0 \\ C_\tau \\ C_K \\ K / \sigma_K \\ \varepsilon / \sigma_\varepsilon \\ E_v \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Здесь $I_0 = \sum C_K I_K + \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2}$ — полная энтальпия торможения смеси, $I_K = i_K + h_K$ — полная энтальпия компонента, члены S_K и S_ε в уравнениях (K-ε) — модели турбулентности, соответственно, равны [7], [8]:

$$-S_K = \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \rho \varepsilon (1 + c_a M_T),$$

$$-S_\varepsilon = \frac{\varepsilon}{K} \left[c_{\varepsilon 1} \mu_T \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - c_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right].$$

Турбулентная вязкость смеси μ_T согласно (K-ε) — модели турбулентности определялось из соотношения

$$\mu_T = c_\mu \rho K^2 / \varepsilon.$$

Эмпирические константы σ и c равны $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $c_\mu = 0,09$, $c_{\varepsilon 1} = 1,44$, $c_{\varepsilon 2} = 1,92$, $c_a = 0,2$ В отличие от стандартной (K-ε) — модели турбулентности в данной модели учтено влияние сжимаемости среды на турбулентные характеристики струи посредством введения в уравнение для кинетической энергии турбулентных пульсаций дополнительного члена $c_a M_T \rho \varepsilon$, где турбулентное число Маха $M_T = \sqrt{K/a}$. Этот член характеризует изменение кинетической энергии турбулентных пульсаций вследствие генерации и последующей диссипации акустических колебаний в турбулентной сжимаемой среде [8].

Для рассматриваемой задачи граничные условия запишутся в виде: при $x=0$ и $0 \leq y \leq r_a$ $F=F_a$; при $x=0$ и $r_a < y < \infty$ $F=F_f$; при $x>0$ и $y \rightarrow \infty$ $F=F_f$; при $y=0$ $\frac{\partial F}{\partial y} = 0$.

Для замыкания данной системы уравнений необходимо дополнить ее уравнением сохранения массы компонентов газовой смеси $\sum_{k=1}^N C_k = 1$, уравнением состояния смеси $P = \rho RT \sum_{k=1}^N C_k / M_k$

и уравнениями химической кинетики. Полагая, что в газовой смеси протекает N реакций с участием n компонент

$$\sum_{i=1}^n v'_{ij} A_i \Leftrightarrow \sum_{i=1}^n v''_{ij} A_i \quad (i = 1, 2, \dots, n; j = 1, 2, \dots, n).$$

Для данной системы химических реакций скорость образования i -го компонента w_i определяется соотношением

$$w_i = M_i \sum_{j=1}^N (v''_{ij} - v'_{ij}) \left[K_j^+ \prod_{i=1}^n \left(\frac{\rho C_i}{M_i} \right)^{v'_{ij}} - K_j^- \prod_{i=1}^n \left(\frac{\rho C_i}{M_i} \right)^{v''_{ij}} \right].$$

Коэффициенты скоростей прямой K_j^+ и обратной K_j^- реакций определялись согласно закону Аррениуса

$$K = B(T) \exp(-E_0 / RT) = BT^{-\beta} \exp(-T_0 / T), \quad (8)$$

где значения параметров B , β и T_0 определялись согласно данным [9], приведенным в таблице.

Для анализа процесса ионизации струйного потока использовалась модель слабоионизированной плазмы, согласно которой ионизация струи не влияет на ее основной химический состав. В этом случае можно выделить основные химические реакции, определяющие основной химический состав и термодинамические параметры: давление, плотность и температуру струи. В этом случае равновесная ионизация струи в зависимости от давления, температуры и концентрации электронов определялась согласно формуле Саха

$$\frac{n_i n_e}{n_0} = 2 \frac{g_i}{g_0} \frac{1}{h^3} (2um_c kT)^{3/2} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right).$$

Алгоритм численного решения системы уравнений

Для численного решения исходной системы уравнения (6) введем новые независимые переменные (x, ξ) ,

$$\text{где } \xi = (y - y(x)_{\min})(y(x)_{\max} - y(x)_{\min}),$$

здесь $y_{\max}(x)$ и $y_{\min}(x)$ — соответственно, координаты верхней и нижней границ (рис. 1) струйного течения, зависящие в общем случае в сверхзвуковой струе от геометрии тангенциальных разрывов. Эти границы могут быть определены согласно расчетным или эмпирическим зависимостям для идеальной струи [10]. Переменная ξ позволяет представить расчетную область струи в виде прямоугольной области, что существенно упрощает построение расчетной сетки.

Номенклатура химических реакций рекомбинации и ионизации при взаимодействии реактивной струи с воздушной атмосферой*

Номер реакции	Реакции	V ($\text{м}^3/\text{кмоль}$) $^{n-1}\text{с}^{-1}$	β	T_0 , К
1	$\text{O}+\text{O}+\text{M}=\text{O}_2+\text{M}$	$3,8 \cdot 10^{-30}$	-1	$13,4 \cdot 10^3$
2	$\text{H}+\text{H}+\text{M}=\text{H}_2+\text{M}$	$2,8 \cdot 10^{-30}$	-1	0
3	$\text{O}+\text{H}+\text{M}=\text{OH}+\text{M}$	$2 \cdot 10^{-30}$	0	0
4	$\text{OH}+\text{H}+\text{M}=\text{H}_2\text{O}+\text{M}$	$6,1 \cdot 10^{-26}$	-2	0
5	$\text{CO}+\text{O}+\text{M}=\text{CO}_2+\text{M}$	$2 \cdot 10^{-33}$	0	$4 \cdot 10^3$
6	$\text{OH}+\text{OH}=\text{H}_2\text{O}+\text{O}$	$1 \cdot 10^{-11}$	0	$1,1 \cdot 10^3$
7	$\text{OH}+\text{H}_2=\text{H}_2\text{O}+\text{H}$	$1 \cdot 10^{-17}$	+2	$2,9 \cdot 10^3$
8	$\text{OH}+\text{O}=\text{H}+\text{O}_2$	$4 \cdot 10^{-11}$	0	0
9	$\text{OH}+\text{H}=\text{H}_2+\text{O}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	-1	$7 \cdot 10^3$
10	$\text{CO}+\text{OH}=\text{CO}_2+\text{H}$	$1,1 \cdot 10^{-19}$	+2	$1,6 \cdot 10^3$
11	$\text{Cl}+\text{H}_2=\text{HCl}+\text{H}$	$8 \cdot 10^{-11}$	0	$5,26 \cdot 10^3$
12	$\text{HCl}+\text{OH}=\text{H}_2\text{O}+\text{Cl}$	$1 \cdot 10^{-14}$	+1	10^3
13	$\text{O}+\text{HCl}=\text{OH}+\text{Cl}$	$2 \cdot 10^{-12}$	0	$4,5 \cdot 10^3$
14	$\text{H}+\text{Cl}+\text{M}=\text{HCl}+\text{M}$	$3 \cdot 10^{-30}$	-1	0
15	$\text{K}+\text{Cl}+\text{M}=\text{KCl}+\text{M}$	$1 \cdot 10^{-29}$	-1	0
16	$\text{NaCl}+\text{H}=\text{Na}+\text{HCl}$	$8 \cdot 10^{-11}$	0	$8 \cdot 10^2$
17	$\text{Na}+\text{Cl}+\text{M}=\text{NaCl}+\text{M}$	$1 \cdot 10^{-29}$	-1	0
18	$\text{K}^++\text{e}^-+\text{M}=\text{K}+\text{M}$	$2 \cdot 10^{-22}$	-1,5	0
19	$\text{K}^++\text{Cl}^-=\text{K}+\text{Cl}$	$4 \cdot 10^{-11}$	0	0
20	$\text{Cl}+\text{e}^-+\text{M}=\text{Cl}+\text{M}$	$6 \cdot 10^{-29}$	-1	0
21	$\text{Cl}^-+\text{H}=\text{HCl}+\text{e}^-$	$9,6 \cdot 10^{-10}$	0	0
22	$\text{Na}^++\text{e}^-+\text{M}=\text{Na}+\text{M}$	$2 \cdot 10^{-20}$	-2	0
23	$\text{Na}^++\text{Cl}^-=\text{Na}+\text{Cl}$	$8 \cdot 10^{-10}$	0	0
24	$\text{Na}^++\text{K}=\text{Na}+\text{K}^+$	$1 \cdot 10^{-9}$	0	0

* Размерность константы V зависит от числа участвующих в реакции компонентов n : для двухмолекулярных реакций $n=2$, для трехмолекулярных реакций $n = 3$.

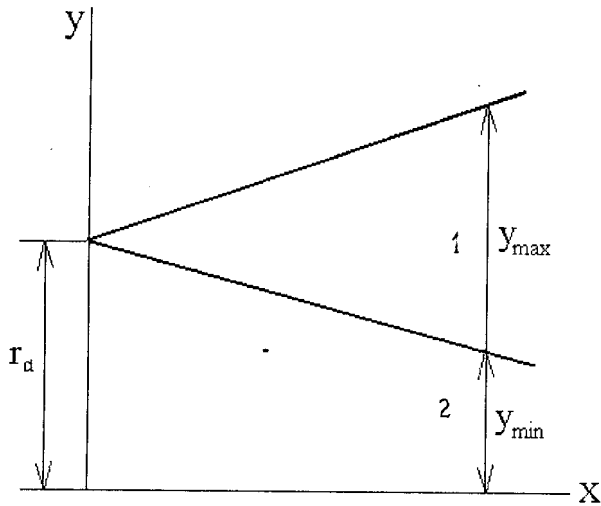


Рис. 1. Координатная плоскость (x, y) :
1 — верхняя граница струи; 2 — нижняя граница струи

В новой системе координат (x, ξ) исходная система уравнений (7) запишется в виде

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G^*}{\partial \xi} = \frac{b^2}{y^j} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\mu_T y^j \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) - Q^*, \quad (9)$$

где $G^* = bG - aF$;

$$Q^* = Q + a_x F;$$

$$a(x, \xi) = \left[(1 - \xi) y'(x)_{\max} \right] / [y_{\max}(x) - y_{\min}(x)];$$

$$b(x) = 1 / [y_{\max}(x) - y_{\min}(x)];$$

$$a_x = \frac{\partial a}{\partial x} = \left[y'(x)_{\max} - y'(x)_{\min} \right] / [y(x)_{\max} - y(x)_{\min}].$$

Для численного решения вышеприведенной системы уравнений (9) использовалась явная численная схема по методу "предиктор-корректор" [11]. На плоскости (x, ξ) строятся основная прямоугольная сетка $x = n\Delta x$, $\xi = i\Delta \xi$ ($n, i=0, 1, 2, \dots$) и вспомогательная сетка $x = n\Delta x$, $\xi = (i-1/2)\Delta \xi$. Основная сетка служит для определения искоемых функций, а вспомогательная сетка для вычисления турбулентной вязкости и коэффициентов, входящих в систему уравнений

предиктор:

$$\begin{aligned} \bar{F}_i = F_{n,i} - \frac{\Delta x}{\Delta \xi} \left[(1 - \alpha) G_{n,i+1}^* - (1 - 2\alpha) G_{n,i}^* - \alpha G_{n,i-1}^* \right] - \\ - Q_{n,i}^* \Delta x + \frac{\Delta x b^2}{\Delta \xi^2} \left[\mu_{Tn,i+1/2} (f_{n,i+1} - f_i) - \right. \\ \left. - \mu_{Tn,i-1/2} (f_{ni} - f_{n,i-1}) \right]; \end{aligned}$$

корректор:

$$\begin{aligned} 2F_{n+1,i} = F_{n,i} + \bar{F}_i - \frac{\Delta x}{\Delta \xi} \left[\alpha \bar{G}_{n,i+1}^* - (1 - 2\alpha) \bar{G}_{n,i}^* - \right. \\ \left. - (\alpha - 1) \bar{F}_{n,i-1} \right] - \bar{Q}_{n,i}^* \Delta x + \frac{\Delta x b^2}{\Delta \xi^2} \times \\ \times \left[\mu_{Tn,i+1/2} (\bar{f}_{n,i+1} - \bar{f}_i) - \mu_{Tn,i-1/2} (\bar{f}_{ni} - \bar{f}_{n,i-1}) \right], \end{aligned}$$

здесь α — параметр, изменяющийся в общем случае в пределах $\alpha = 0-1$.

Приведенный алгоритм позволяет моделировать тепломассоперенос в сверхзвуковых и дозвуковых струйных потоках при наличии и отсутствии химических реакций. Например, при $e=1$ и $\mu=0$ приведенный алгоритм позволяет определять геометрию тангенциальных разрывов для идеальной сверхзвуковой струи. При $e=0$ приведенный алгоритм может быть использован для расчета дозвукового течения.

Результаты численного моделирования

В зависимости от химического состава высокотемпературной струи, истекающей из реактивного двигателя в воздушную атмосферу, может реализоваться достаточно большое разнообразие химических реакций, всю специфику которых в общем случае учесть не удастся. Однако, как показали исследования, для анализа процесса тепломассообмена в струйных потоках можно ограничиться рассмотрением только основных химических реакций, определяющих основной химический состав струи. Типичный состав продуктов сгорания в молярных долях при температуре $T=2000$ К на срезе сопла реактивного двигателя [9]: $\text{CO} - 2,7 \cdot 10^{-1}$; $\text{CO}_2 - 5,84 \cdot 10^{-2}$; $\text{Cl} - 2,42 \cdot 10^{-3}$; $\text{H} - 8,53 \cdot 10^{-3}$; $\text{HCl} - 1,61 \cdot 10^{-1}$; $\text{H}_2 - 4,22 \cdot 10^{-1}$; $\text{H}_2\text{O} - 5,18 \cdot 10^{-2}$; $\text{N}_2 - 7,79 \cdot 10^{-2}$; $\text{O} - 1,83 \cdot 10^{-6}$; $\text{OH} - 1,25 \cdot 10^{-4}$; $\text{O}_2 - 1,03 \cdot 10^{-7}$; $\text{KCl} - 1,02 \cdot 10^{-5}$; $\text{K} - 1,37 \cdot 10^{-7}$; $\text{NaCl} - 1,2 \cdot 10^{-4}$; $\text{Na} - 5,31 \cdot 10^{-6}$; $\text{Cl}^- - 3,31 \cdot 10^{-6}$; $\text{K}^+ - 3,14 \cdot 10^{-7}$; $\text{Na}^+ - 1,78 \cdot 10^{-7}$; $e^- - 3,46 \cdot 10^{-8}$.

Для данного состава продуктов сгорания наиболее вероятные химические реакции рекомбинации и ионизации в процессе взаимодействия струи реактивного двигателя с воздушной атмосферой являются реакции, приведенные в таблице [9]. В этой же таблице приведены данные для определения констант скоростей для прямых реакций согласно формуле (8). Константы скоростей обратных реакций рассчитывались с помощью констант равновесия, которые определялись через приведенный термодинамический потенциал [12]. Зная значения констант скоростей химических реакций, можно определить как равновесный [12], так и неравновесный состав продуктов сгорания топлива в струе в процессе ее взаимодействия с воздушной атмосферой (включая процесс догорания струйного потока в атмосфере воздуха).

Как показали исследования, при сравнительно высоких значениях давления в струе и в окружающей среде критерий Дамкеллера много больше единицы, и химические реакции протекают достаточно быстро по сравнению со скоростью движения струи. В этом случае химические процессы можно считать равновесными, и для расчета равновесного состава в высокотемпературной струе можно ограничиться рассмотрением основных химических реакций.

Проведенные расчетные исследования равновесного и замороженного химического состава

струйного потока показали, что в рассматриваемом диапазоне изменения основных параметров скорость химических реакций на основной состав струи влияет незначительно. Профиль давления и скорости в поперечном сечении струи для равновесного и замороженного ее состава практически совпадает. Аналогичная картина наблюдается для распределения кинетической энергии турбулентных пульсаций (K) и скорости ее диссипации (ϵ). Это свидетельствует о том, что скорость химических реакций в рассматриваемых случаях практически не влияет на гидродинамические характеристики струи. Однако скорость химических реакций может оказывать влияние на профиль температур в поперечном сечении струи. Вследствие догорания струи в атмосфере воздуха температура повышается в первую очередь в слое смещения, температура равновесного состава струи может превышать температуру замороженного состава струи на 10–20 %. Наибольшее влияние скоростей химических реакций проявляется на распределении концентраций компонент CO и CO_2 и особенно — концентрации электронов.

Наиболее медленными реакциями рекомбинации электронов в струе являются реакции № 18 и 22, приведенные в таблице, скорость которых в наибольшей степени сказывается на распределении концентрации электронов в струе. Остальные реакции рекомбинации электронов № 19–24 можно принять равновесными для рассматриваемой задачи. Это объясняется тем, что при термохимическом равновесии при уменьшении температуры в потоке интенсивнее протекают процессы рекомбинации заряженных частиц с образованием нейтральных частиц.

Концентрация электронов при равновесных химических реакциях может быть на порядок меньше, чем при замороженных химических процессах рекомбинации заряженных частиц. При замороженных химических реакциях реализуется только диффузия заряженных частиц, в результате этого концентрация их уменьшается вдоль струи существенно медленнее, чем при термохимическом равновесии.

В качестве примера на рис. 2 представлены геометрия тангенциальных разрывов сверхзвуковой струи и распределение плотности электронов при замороженном процессе их рекомбинации. Вблизи оси ядра струи и за косым скачком уплотнения линии равной плотности электронов почти нормальны линиям тока. Вблизи косого скачка эти линии пересекаются с линиями тока под малым углом, и в этой зоне изменение плотности электронов в осевом и радиальном направлениях существенно меньше. В этом случае распределение электронов в ядре струи существенно зависит от распределения плотности газовой смеси.

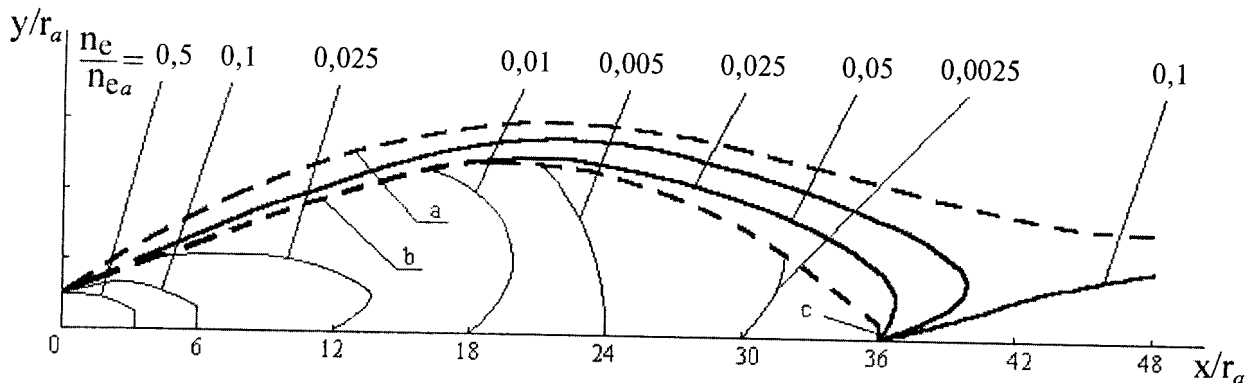


Рис. 2. Распределение относительной плотности электронов n_e/n_{ea} на начальном участке сверхзвуковой струи (a — граница струи, b — косой скачок, c — прямой скачок): $P_d/P_f = 40$; $M_a = 3$; $M_f = 2,8$; $P_f = 0,3 \text{ Н/м}^2$

Спектральная интенсивность излучения струи в радиодиапазоне зависит от следующих параметров: расстояние от среза сопла, длина волны излучения, степень спутности внешнего потока, степень нерасчетности струи, степень ионизации потока. При увеличении спутности внешнего потока $m = u_f/u_a$ (скорости внешнего потока) слой смешения струи поджимается к ее оси, при этом толщина слоя смешения уменьшается, соответственно, максимум температуры смещается также к оси струи (рис. 3). Аналогичные закономерности наблюдаются и для профиля концентрации электронов (рис. 4) с увеличением спутности внешнего потока максимум концентрации электронов смещается к оси струи. На начальном участке струи с увеличением спутности внешнего потока при прочих равных условиях поперечные размеры струи и интенсивность ее излучения уменьшаются.

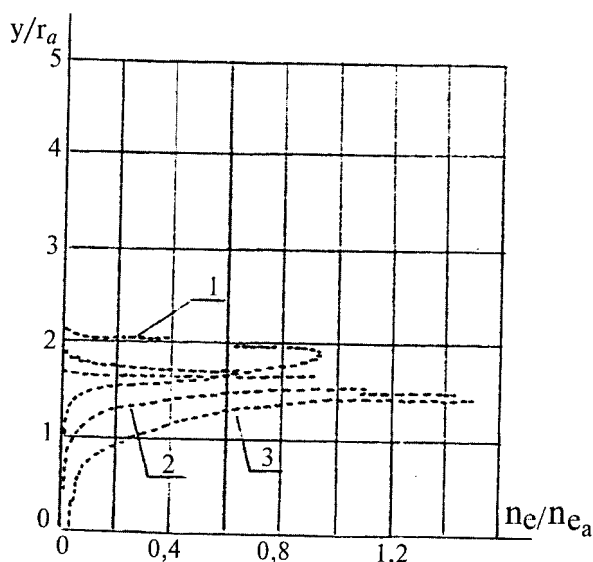


Рис. 4. Распределение относительной концентрации электронов (n_e/n_{ea}) в поперечном сечении сверхзвуковой струи при $x/r_a = 6$, $u_a = 2780 \text{ м/с}$, $P_a = 1,2 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $T_a = 1870 \text{ К}$, $T_f = 309 \text{ К}$, $r_a = 1 \text{ м}$ для различных значений спутности потока $m = u_f/u_a$: 1 — $m = 0,4$; 2 — $m = 0,6$; 3 — $m = 0,8$

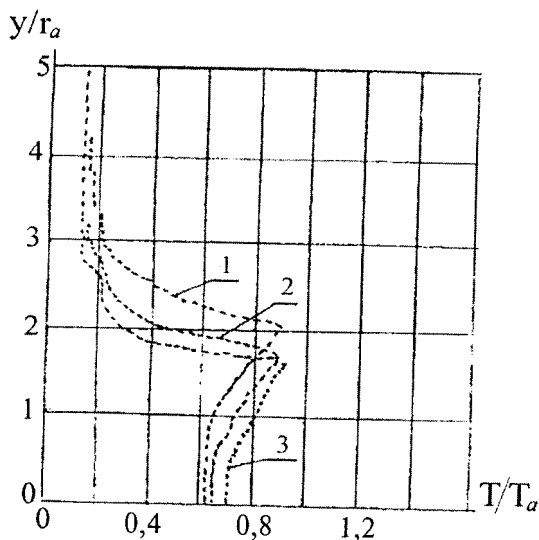


Рис. 3. Распределение относительной температуры (T/T_a) в поперечном сечении сверхзвуковой струи при $x/r_a = 6$, $u_a = 2780 \text{ м/с}$, $P_a = 1,2 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $T_a = 1870 \text{ К}$, $T_f = 309 \text{ К}$, $r_a = 1 \text{ м}$ для различных значений спутности потока $m = u_f/u_a$: 1 — $m = 0,4$; 2 — $m = 0,6$; 3 — $m = 0,8$

В исследованном диапазоне длин волн ($\lambda = 1,15 \cdot 10^{-2} - 70 \cdot 10^{-2} \text{ м}$) максимум излучения приходится на диапазон длин волн ($\lambda = 1,15 \cdot 10^{-2} \text{ м}$), наиболее интенсивно излучает слой смешения начального участка струи (рис. 5). При равновесном протекании химических реакций максимальное излучение струи в радиодиапазоне реализуется при малых значениях степени нерасчетности струи. Однако при прочих равных условиях радиоизлучение химически замороженной струи превышает соответствующее излучение химически равновесной струи. Это объясняется тем, что в химически замороженной струе концентрация электронов вдоль оси ее уменьшается только вследствие диффузии, тогда как в химически равновесной струе концентрация электронов уменьшается под действием процесса рекомбинации, обусловленного уменьшением температуры вдоль оси струи.

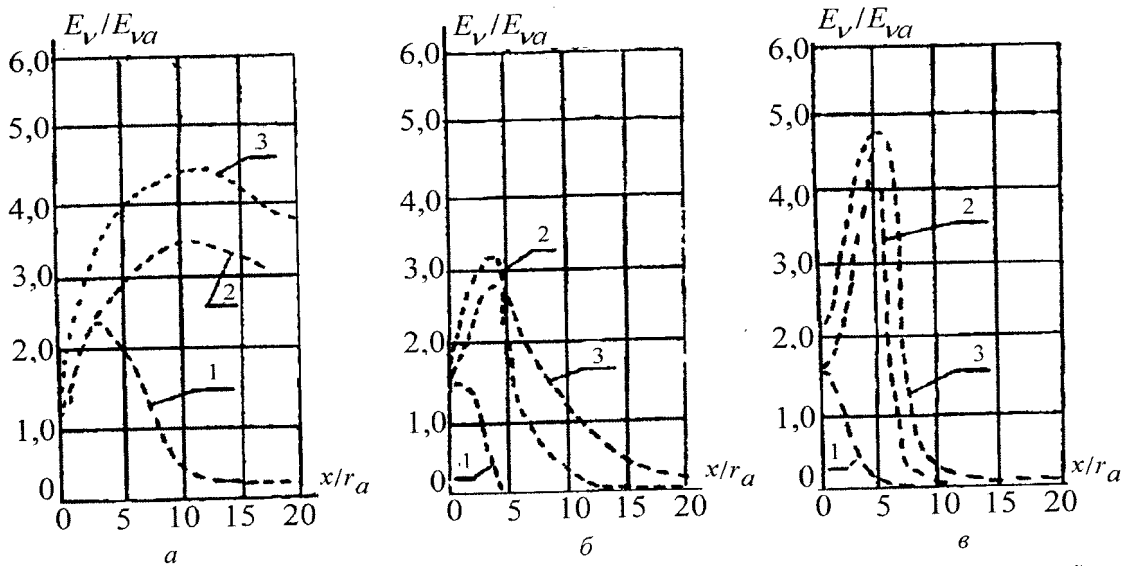


Рис. 5. Распределение относительной спектральной интенсивности излучения (E_v/E_{v0}) вдоль оси сверхзвуковой струи при $u_a=2780 \text{ м/с}$, $P_a=1,2 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $T_a=1870 \text{ К}$, $T_f=309 \text{ К}$, $r_a=1 \text{ м}$ для различных значений длин волн (1 — $\lambda=1,15 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; 2 — $\lambda=18 \cdot 10^{-2} \text{ м}$; 3 — $\lambda=70 \cdot 10^{-2} \text{ м}$) и степени неидеальности P_a/P_f : а — $P_a/P_f=10$; б — $P_a/P_f=10^2$; в — $P_a/P_f=10^3$

Заключение

Предложена методика моделирования электромагнитного излучения и тепломассообмена в химически реагирующих высокоскоростных турбулентных струях на основе численного решения параболизированной системы уравнений тепломассообмена, вскрыты закономерности распределения основных гидродинамических, тепловых и радиационных характеристик в сверхзвуковых струйных потоках. Приведен анализ равновесных и замороженных термохимических процессов в струйных потоках и показано их влияние на ионизацию и электромагнитное излучение струй.

Условные обозначения к статье

A_i — i -й компонент; a — коэффициент поглощения, скорость звука; c — скорость света; C_k — концентрация компонентов; C_i — концентрация элементов; e — заряд электрона; E_v — объемная плотность энергии излучения; E_0 — равновесная объемная плотность энергии излучения; g — статистический вес; h_k — тепло образования k -го компонента; h — постоянная планка; I — полная энтальпия; I_0 — полная энтальпия торможения; I_k — полная энтальпия компонента; i — термодинамическая энтальпия; J_v — спектральная интенсивность излучения; J_{0v} — спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела; K — кинетическая энергия турбулентных пульсаций; K_j^\pm — коэффициенты скоростей j -й прямой и обратной реакций; l — направление излучения; M — число Маха; M_k — молярная масса компонента; m — масса частицы; n — степень преломления, числовая концентрация частиц; p — давление; R — газовая постоянная; r — радиус; T — температура; U —

потенциал ионизации; u, v — проекция скорости на оси x и y ; W_v — плотность спектрального потока энергии излучения; w_i — скорость образования i -го компонента; x, y — продольная и поперечная координаты; ε — скорость диссипации кинетической энергии турбулентных пульсаций; η_v — спектральный коэффициент излучения; k — постоянная Больцмана; μ — динамическая вязкость; ρ — плотность; Ω — единичный вектор телесного угла; ω — круговая частота; ω_p — плазменная частота.

Индексы: a — параметры на срезе сопла; e — параметры электронов; f — параметры внешнего потока; i — параметры ионов, номер компонента; o — параметры нейтральных частиц; T — турбулентные параметры; v — спектральные характеристики.

Литература

1. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. Генерация и распространение. — М.: Наука, 1987.
2. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме — М.: Наука, 1967.
3. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. — М.: Наука, 1985.
4. Авдеевский В. С., Ашратов Э. А., Иванов А. В., Пуримов У. Г. Сверхзвуковые неизобарические струи газа — М.: Машиностроение, 1985.
5. Galitsevskiy K. B. Radiation Heat and Mass Transfer in Chemically Reactive Jets Proceedings of the Third ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference, 1997, India, New Delhi, 1997. P. 523.
6. Галицкий К. Б. Исследование тепломассообмена в химически реагирующих струйных течениях. Труды II Российской национальной конференции по теплообмену 1998 г. — М.: МЭИ, 1998. Т. 3. С. 177.
7. Галицкий К. Б. Моделирование радиационно-конвективного тепломассообмена в химически реагирующих струйных потоках. Труды IV Минского международного форума 2000. — Минск: ИТМО 2000. Т. 4. С. 151.

8. Глебов Г. А., Молчанов А. Я. Модель турбулентности для расчета высокоскоростных реагирующих струй/В кн.: Исследование теплообмена в летательных аппаратах// Тематический сборник научных трудов МАИ—М.: МАИ, 1982. С. 6.

9. Nordgard J. D., Smith G. S. Electromagnetic Simulation of Missile Exhaust Plumes. // IEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1987. V. EMC-29. № 2. P. 157.

10. Аверенкова Г. И., Ашратов Э. А. Волконская А. Г. и др. Сверхзвуковые струи идеального газа. — М.: МГУ, 1970. Ч. 1; 1971. Ч. 2.

11. Dash S. M., Pergament H. S. A Computational System for the Analysis of Mixing Chemical Shock Processes in Supersonic Internal and Exhaust Plume Flow fields. AIAA-Paper, 1980, № 80—1255.

12. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В. П. Глушко — М.: Наука, 1978. Т. 1, 2; 1979. Т. 3; 1981. Т. 4.

Статья поступила в редакцию 5 июля 2004 г.

Electromagnetic radiation in hypersonic ionized turbulent gas jets

K. B. Galitseyskiy

Moscow Aviation Institute, Moscow, Russia

The problem of radiation-convective heat and mass transfer in chemically reacting supersonic turbulent gas jet is considered. The methods of the calculation of electromagnetic radiation due to the ionization of high-temperature jets, the problem of heat and mass transfer in chemically reacting flow are analyzed. The results of numerical calculations of the spectral intensity of ionized supersonic turbulent jet are discussed.

УДК 537.52

О балансе энергии плазмы высокочастотного индукционного разряда атмосферного давления вблизи оси плазменного сгустка

А. В. Герасимов, А. П. Кирпичников

Казанский государственный технологический университет, г. Казань, Россия

На основе анализа системы уравнений баланса энергии в приосевой области плазмоида высокочастотного индукционного разряда в рамках двухтемпературной модели получены аналитические зависимости для расчета полей температур в этой области в двумерной постановке задачи.

В работе [1] авторами был изучен баланс энергии плазмы высокочастотного индукционного (ВЧИ) разряда атмосферного давления в приосевой области плазменного сгустка с учетом выноса энергии из этой зоны излучением. При этом был предложен относительно простой метод расчета двумерного поля температур равновесной ВЧИ-плазмы в канале индукционного ВЧ-плазмотрона, обобщающий известное одномерное решение Эккерта [2, 3] для центральной области плазмоида.

Между тем известно, что даже при атмосферном давлении в ВЧИ-разряде существует значительный отрыв температур атомно-ионного газа от электронной температуры, разность которых на практике, особенно в области скин-слоя, может достигать величины нескольких тысяч градусов [4, 5].

Вопрос об особенностях энергообмена между электронным и атомно-ионным газом в данном случае имеет как чисто научный, так и значительный самостоятельный интерес в связи с задачей оптимизации эффективности нагрева газообразных сред в различного рода плазменных устройствах, использующих принцип ВЧИ-нагрева газа.

В тех случаях, когда электронную и газовую температуры в разряде уже нельзя считать равными, необходимо рассматривать такую модель теплообмена в ВЧИ-разряде, которая учитывает обмен энергией между электронным газом и атомно-ионным газом тяжелых частиц.

Очевидно, что в этом случае полученное в работе [1] уравнение энергии с учетом теплообмена излучением

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 (\lambda T)}{\partial z^2} + \sigma E_{\phi}^2 = Q_r$$