

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАДИАЦИОННОГО
ТЕПЛООБМЕНА В ХИМИЧЕСКИ РАВНОВЕСНОМ
ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

А. Б. КАРАСЕВ, Т. В. КОНДРАНИН, И. Н. КУЗЬМИНСКИЙ

(Москва)

Представлены результаты расчетно-теоретического исследования некоторых физических аспектов лучисто-конвективного теплообмена в вязком и теплопроводном гиперзвуковом ударном слое при наличии равновесных химических реакций между компонентами набегающего газа и продуктами разрушения теплозащитного материала.

На основании анализа полученных результатов выявлен ряд особенностей, качественно отличающих характер взаимодействия лучистых потоков из высокотемпературной невязкой части с химически равновесным и замороженным пограничным слоем.

К настоящему времени опубликован ряд работ [1-4], посвященных решению аналогичной задачи. В [1] изучалось течение селективного излучающего воздуха в области между отошедшей ударной волной и поверхностью, через которую в пограничный слой вдувается равновесный воздух. В [2] основное внимание уделено не анализу результатов, а описанию метода численного решения уравнений. В [3, 4] задача решалась в невязкой постановке, когда зона смещения вырождалась в контактный разрыв. В предыдущей работе авторов [5] приводится пример расчета течения и теплообмена в ударном слое, в каждой точке которого предполагается существование термодинамического равновесия.

1. Система уравнений, описывающая течение вязкого, теплопроводного и химически реагирующего, излучающего газа в окрестности передней критической точки получена как асимптотическое приближение общих уравнений Навье - Стокса [6] при $\epsilon = \rho_\infty / \rho_s \ll 1$ и $R_s^{-1} = \mu_s / \rho_\infty U_\infty r \ll 1$

$$(1.1) \quad 2u + 1 / \Delta (\rho v)_{\eta'} = 0$$

$$(1.2) \quad u^2 + 1 / \Delta \rho v u_{\eta'} + 2 / \rho p_{2w} = 1 / \Delta^2 R^{-1} (\mu \rho u_{\eta'})_{\eta'}$$

$$(1.3) \quad (p_2)_{\eta'} = \Delta u^2$$

$$(1.4) \quad 1 / \Delta \rho v h_{\eta'} = 1 / \Delta^2 R^{-1} (P^{-1} \mu \rho h_{\eta'})_{\eta'} + 1 / \Delta Q_{\tau}$$

$$(1.5) \quad 1 / \Delta \rho v (c_j^*)_{\eta'} = 1 / \Delta^2 R^{-1} (P^{-1} \rho \mu (c_j^*)_{\eta'})_{\eta'}$$

$$\eta = 1 / \Delta \int_0^y \rho dy, \quad \Delta = \int_0^{\delta} \rho dy, \quad c_j^* = \sum_{i=1}^N \alpha_{ij} c_i$$

$$h = \sum_{i=1}^N c_i h_i, \quad h_i = \int_0^T c_{pi} dT + h_i^*$$

Здесь $j=1, 2, \dots, N_c-1$; N_c — число химических элементов в смеси, $uU_\infty, vU_\infty, \rho \rho_\infty p \rho_\infty U_\infty^2, hU_\infty^2, \mu \mu_s$ — компоненты вектора скорости в системе координат, связанной с телом, плотность, давление, энтальпия и вязкость смеси; h_i — энтальпия; $c_i = \rho_i / \rho$ — весовая концентрация i -й компоненты; c_j^* — концентрация j -го химического элемента; $P = \mu / c_p k$ — число Прандтля для смеси; Q_{τ} — дивергенция потока лучистой энергии. Индекс S

относится к параметрам за ударной волной, а индекс W — к параметрам на теле.

Для рассматриваемых гиперзвуковых скоростей полета $\delta \ll r$ (радиус тела). В этом случае при расчете поля излучения можно пользоваться моделью плоскопараллельного, локально-одномерного слоя. Уравнение энергии в виде (1.4) получено при дополнительных предположениях о бинарном характере диффузии и числе Льюиса, равном единице. Для замыкания системы (1.1)–(1.5) необходимо учесть уравнение состояния смеси, закон Дальтона для концентраций, связи $\mu = \mu(c_i, T, p)$, $P = P(c_i, T, p)$ и $(N - N_e)$ соотношений термодимического равновесия

$$(1.6) \quad \prod_{k=1}^N (c_k/M_k)^{\nu_{ik}} = K_{pi}(T)/(Mp)^{\nu_i}, \quad \nu_i = \sum_{k=1}^N \nu_{ik} \\ (i=1, 2, \dots, N-N_e)$$

Здесь M , M_k — молекулярный вес смеси и K -й компоненты, $K_{pi}(T)$ — константа равновесия i -й реакции.

В качестве граничных условий на ударной волне рассматриваются обобщенные условия Ренкина — Гюгонно [6], которые, если пренебречь опережающим излучением, имеют вид

На ударной волне $\eta = 1$

$$(1.7) \quad \rho v = -1, \quad (1-u) = 1/\Delta R^{-1} \rho \mu u'_\eta \\ p = 1, \quad p_2 = -1 \\ (c_{j\infty}^* - c_j^*) = 1/\Delta R^{-1} P^{-1} \rho \mu (c_j^*)'_\eta \\ ((h_\infty + 1/2) - h) = 1/\Delta R^{-1} P^{-1} \rho \mu h'_\eta$$

на поверхности тела $\eta = 0$

$$(1.8) \quad u = 0, \quad \rho v = f_w \\ h = h_w(T), \quad c_j^* = c_{jw}^*$$

Интегрирование уравнений (1.1)–(1.6) с граничными условиями (1.7), (1.8) проводилось посредством специального метода прогонки. Использование этого метода дает возможность эффективно рассчитывать течение в сжатом слое сквозным образом от ударной волны до тела практически для любых чисел $R_s \geq 10$ и параметров вдува $f_w = (\rho v)_w / (\rho v)_\infty$.

Система нелинейных уравнений (1.6) совместно с $\sum_{i=1}^N c_i = 1$ решалась методом Ньютона — Рунфсона.

Расчет параметров поля излучения проводился по следующей методике: радиационный поток q_r представлялся в виде суммы $q_r = q_r^- - q_r^+$, где q_r^- — поток, направленный от тела к ударной волне, а q_r^+ — от волны к телу. Для интегрирования по углам каждое полупространство делилось на m равных частей, в которых спектральная интенсивность $I_\lambda^\pm(\eta, \theta_i)$ считалась не зависящей от угла. Уравнения переноса излучения, записанные для каждой I_λ^\pm , решались методом Эйлера. Как показали расчеты, достаточно взять $m=3$. Интегрирование по спектру проводилось путем разбиения всего спектрального интервала на n неравномерных промежутков, внутри которых все функции считаются постоянными.

2. Расчеты проводились для случая разрушения осесимметричного затупленного тела из графита, т. е. на поверхности присутствовали соединения C, C₂ и C₃, а также (в случае малых вдувов) CN, CO и CO₂ в виде равновесных концентраций, соответствующих температуре поверхности. В пограничном слое помимо компонент воздуха O, N, O₂, N₂, NO, e⁻, O⁺, N⁺, N₂⁺

и N^- учитывалось наличие углеродосодержащих компонент: С, C_2 , C_3 , CN, CO, CO_2 , CO^+ , C^+ и C^- . Термодинамические свойства этой равновесной смеси определялись параллельно с расчетом состава, в то время как переносные свойства (μ — вязкость, k — теплопроводность) полагались тождественными соответствующим коэффициентам для чистого воздуха [7].

По известным на каждой итерации профилям температуры T и концентраций отдельных компонент c_i проводился расчет спектрального коэффициента поглощения смеси (с учетом вынужденного испускания)

$$(2.1) \quad \kappa_\lambda = \left(\sum_i \sigma_{\lambda i}^{(bb)} N_i^{(1)} + \sum_i \sigma_{2i}^{(bf)} N_i^{(2)} + \sum_i \sigma_{2i}^{(ff)} N_i^{(3)} N_e \right) (1 - e^{-hc/\lambda kT})$$

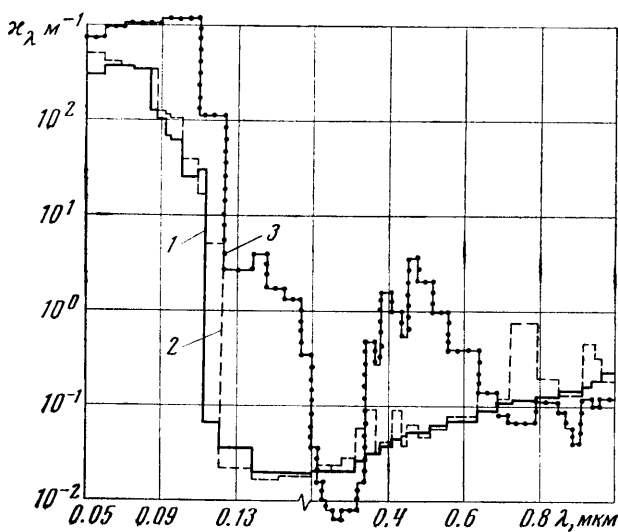
Здесь $\sigma_{\lambda i}$ — оптические сечения поглощения в $см^2$, $N_i = N c_i M / M_i$ — число частиц i -го сорта в $1 см^3$, индексом bb обозначены связанно-связанные, bf — связанно-свободные, ff — свободно-свободные переходы. При расчете $\kappa_\lambda(T, c_i^*)$ по формуле (2.1) учитывались все механизмы переноса лучистой энергии, существенные для рассматриваемых условий, за исключением связанно-связанных переходов в атомах и ионах. Для молекулярных компонент O_2 , N_2 , NO, N_2^+ , CN, C_2 , CO и CO^+ учитывались все переходы в полосах, данные по которым приведены в [8]. В диапазоне длин волн 0.2–0.4 $мкм$ учитывалось поглощение в полосе молекулы C_3 . Непрерывный спектр (свободно-связанные и свободно-свободные переходы) обусловлен фотоионизационным континуумом молекул N_2 , O_2 , NO [8], C_2 , C_3 , а также CO [10], CN и атомов С, О, N [9]. Сечения фотоотрыва для C^- и N^- брались из [8]. Тормозные процессы в полях ионов и нейтральных частиц учитывались посредством формул, приведенных в [8].

Вычисление κ_λ проводилось в диапазоне длин волн от 0.05 до 1.0 $мкм$. Весь спектр разбивался на 43 неравномерных интервала, внутри каждого из которых сечения поглощения $\sigma_{\lambda i}$ принимались равными некоторому среднему значению от табличных величин, учитывающих детальную структуру квазинепрерывного спектра. Точки разбиения по λ выбирались таким образом, чтобы наиболее полно учесть пороги фотоионизационного континуума и характерную структуру молекулярных полос.

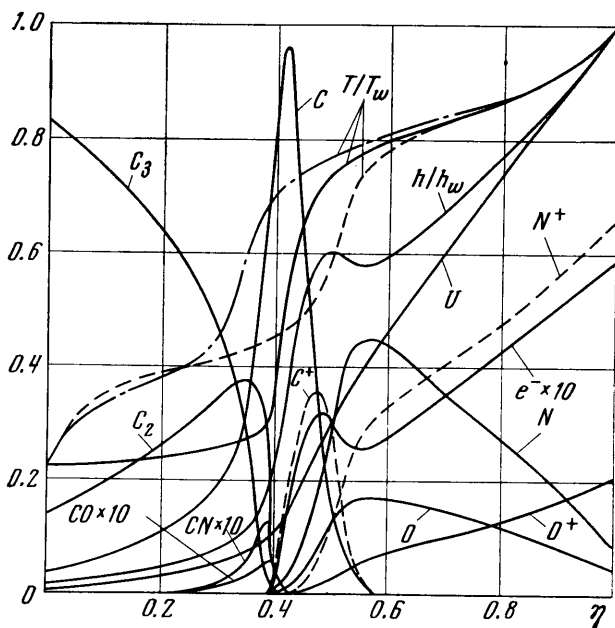
На фиг. 1 приведены результаты расчета коэффициента поглощения $\kappa_\lambda(T, P, c_i^*)$ смеси в зависимости от длины волны для двух характерных случаев: кривая 1 соответствует коэффициенту поглощения чистого воздуха при температуре 12 200° К и давлении 1 атм; здесь же пунктиром нанесены данные из работы [8]. Кривой 2 обозначена κ_λ смеси при $T = 7 120^\circ К$, $p = 1 атм$ и $c_c^* = 0.98$.

Сравнение результатов расчета коэффициента поглощения воздуха с данными работы [8] показывает, что между ними наблюдается вполне удовлетворительное совпадение. Основные отличия в спектральном диапазоне 0.055–0.113 $мкм$ связаны с различными данными по сечениям фотоионизации атомов N и O в [8] и [9]. Различия в других спектральных диапазонах, например в 0.320, 0.720 $мкм$ и т. д. связано с учетом в работе [8] нереабсорбируемых линий. В остальных точках различия находятся в пределах 20–30%, что связано с различным числом разбиений по λ в [8] и в настоящей работе и с незначительным отличием в составах. Таким образом, выбранная модель позволяет достаточно точно учитывать наиболее характерные особенности поведения спектрального коэффициента поглощения как чистого воздуха, так и его смеси с парами углерода.

3. Были проведены систематические расчеты теплообмена и течения внутри вязкого излучающего ударного слоя в окрестности критической линии тока затупленного тела, обтекаемого гиперзвуковым потоком воздуха.



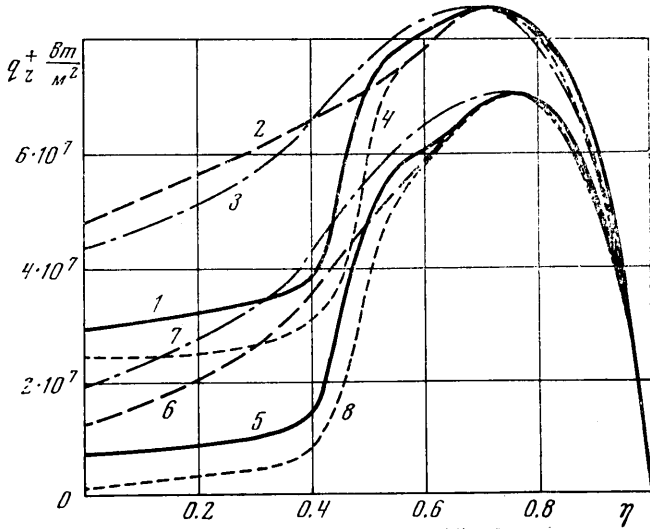
Фиг. 1



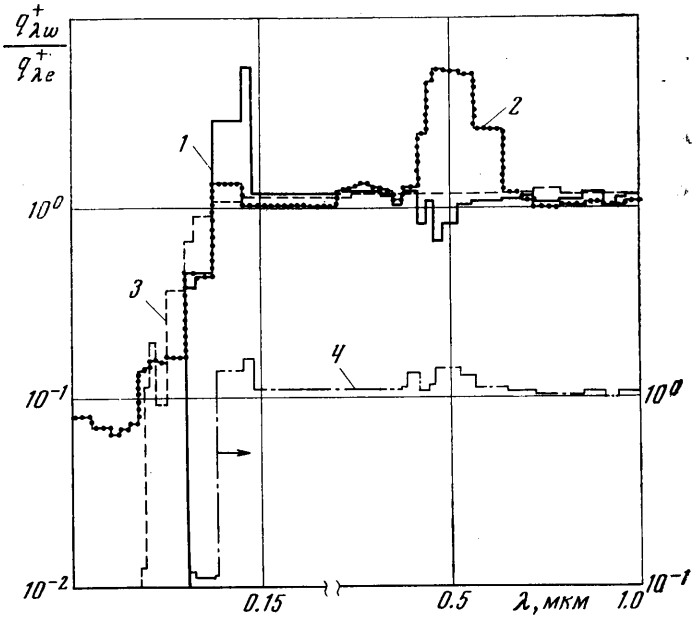
Фиг. 2

В качестве вдуваемого газа рассматривались воздух и пары углерода. В последнем случае пограничный слой исследовался в предположении как равновесных, так и замороженных химических реакций между компонентами набегающего и вдуваемого потоков.

На фиг. 2 представлены профили скорости, энтальпии, температуры и равновесных весовых концентраций компонент при следующих параметрах обтекания: $U_\infty = 17.85$ км/сек, высоте $H = 56$ км, радиусе $r = 1$ м и $f_w = -0.1$ (углерод). Пунктир соответствует профилю температуры для замороженного пограничного слоя и штрихпунктир — вдуву воздуха. Профили



Фиг. 3



Фиг. 4

радиационных потоков, падающих на тело, q_r^+ изображены на фиг. 3. Кривые 1—4 соответствуют $q_r^+ = \int_{0.05 \text{ мкм}}^{1.0 \text{ мкм}} q_{\lambda r^+} d\lambda$, а 5—8 — $q_r^+ = \int_{0.05 \text{ мкм}}^{0.155 \text{ мкм}} q_{\lambda r^+} d\lambda$.

Видно, что характер экранировки излучения носит качественно различный характер в случаях замороженных (кривые 2, 6) и равновесных (кривые 1, 5) реакций. Характерной особенностью равновесного пограничного слоя является эффективное поглощение лучистых потоков в области зоны смещения.

На фиг. 4 изображено отношение радиационных потоков, падающих на тело, к потокам от невязкой части ударного слоя в зависимости от дли-

ны волны. Приводимые данные дают наглядное представление о характере поглощения излучения в каждом спектральном интервале. Кривые 1 и 2 здесь соответствуют равновесному и замороженному пограничному слою. Следует отметить, что наиболее сильное поглощение происходит в спектральном диапазоне 0.05–0.110 мкм, причем важно, что в этой области на внешнюю границу пограничного слоя падает основная доля лучистой энергии. Анализ этих графиков совместно с графиками распределения концентраций компонент внутри ударного слоя (фиг. 2) показывает, что основной вклад в поглощение радиационных потоков вносит атомарный углерод. Действительно, верхняя граница области сильного поглощения — 0.110 мкм совпадает с основным фотоионизационным порогом атома С, причем внутри равновесной зоны смешения концентрация его имеет сильный максимум, что обуславливает быстрый рост оптической толщины τ_λ и вследствие этого эффективное поглощение лучистого потока. Этот вывод подтверждается результатами работы [11], в которой, однако, не учитывалась фотоионизация молекул, играющая значительную роль в области 0.05–0.09 мкм.

В замороженном пограничном слое профили концентраций вдуваемых компонент монотонно падают от тела к ударной волне, концентрация атомарного углерода здесь незначительна и поэтому, несмотря на большую концентрацию молекулярных компонент, особенно С₂, поглощение равномерно распределено по всему пограничному слою. Более того, в области 0.42–0.56 мкм наблюдается сильное высвечивание молекулы С₂ (полоса Свана) (фиг. 4, кривая 2), которое, например, для режима обтекания $U_\infty = 17.85$ км/сек, $H = 56$ км, $r = 1$ м, $f_w = 0.012$ приводит даже к усилению радиационного потока, падающего на стенку по сравнению с потоком к непроницаемой поверхности (таблица).

В таблице приведены лучистые потоки $q_{r,w} \cdot 10^{-8}$ вт/м², падающие на стенку в различных спектральных интервалах. Римскими цифрами обозначены спектральные интервалы: I — 0.050÷0.091, II — 0.050÷0.155, III — 0.050÷0.280, IV — 0.050÷0.520, V — 0.050÷0.790, VI — 0.050÷1.00 мкм. Цифры 1, 2 соответствуют равновесному и замороженному течениям при вдуве паров углерода, 3 — вдуву воздуха.

Обращает на себя внимание тот факт, что равновесный пограничный слой экранирует излучение эффективнее замороженного и что с ростом температуры торможения и вдува эта разница возрастает (таблица). Это связано с тем, что с ростом обоих этих факторов увеличивается концентрация атомарного углерода внутри зоны смешения.

Иная картина наблюдается при вдуве равновесного воздуха в ударный слой (кривые 3, 7 на фиг. 3, 4). Действительно, сравнение кривых 3 и 1 (фиг. 3) показывает, что зона смешения, содержащая только компоненты

$T \cdot 10^{-3},$ °К	f_w	$\Delta\lambda$	I	II	III	IV	V	VI
18	0.012	1	$4.1 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{-1}$	$3.6 \cdot 10^{-1}$	$4.4 \cdot 10^{-1}$	$4.7 \cdot 10^{-1}$
		2	$8.1 \cdot 10^{-2}$	$4.1 \cdot 10^{-1}$	$4.5 \cdot 10^{-1}$	$5.4 \cdot 10^{-1}$	$6.3 \cdot 10^{-1}$	$6.5 \cdot 10^{-1}$
		3	$5.1 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-1}$	$4.0 \cdot 10^{-1}$	$4.6 \cdot 10^{-1}$	$5.6 \cdot 10^{-1}$	$5.8 \cdot 10^{-1}$
	0.1	1	$7.7 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$	$1.8 \cdot 10^{-1}$	$2.6 \cdot 10^{-1}$	$2.9 \cdot 10^{-1}$
		2	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-1}$	$1.7 \cdot 10^{-1}$	$3.4 \cdot 10^{-1}$	$4.5 \cdot 10^{-1}$	$4.8 \cdot 10^{-1}$
		3	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.9 \cdot 10^{-1}$	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$4.0 \cdot 10^{-1}$	$4.3 \cdot 10^{-1}$
12	0	4	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-1}$	$4.2 \cdot 10^{-1}$	$4.8 \cdot 10^{-1}$	$5.7 \cdot 10^{-1}$	$6.0 \cdot 10^{-1}$
		1	$2.1 \cdot 10^{-5}$	$6.9 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$7.4 \cdot 10^{-2}$	$8.6 \cdot 10^{-2}$
		2	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$7.6 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-2}$	$8.2 \cdot 10^{-2}$	$9.2 \cdot 10^{-2}$
	0.1	3	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$7.6 \cdot 10^{-2}$	$8.6 \cdot 10^{-2}$
		4	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-2}$	$5.1 \cdot 10^{-2}$	$7.1 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-1}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$

воздуха, менее эффективна в смысле экранировки излучения, чем зона смешения, содержащая пары углерода. Необходимо отметить, что воздух лучше поглощает в области $0.05-0.085$ мкм (см. фиг. 4, кривые 1 и 3), но поскольку доля переносимой здесь лучистой энергии мала, это не оказывает сильного влияния на интегральный по спектру радиационный поток. Причина этого состоит в том, что в области $0.085-0.10$ мкм основную роль в поглощении излучения играют молекулярные компоненты воздуха, сечения фотоионизации которых значительно превышают соответствующие сечения атомарных компонент. Однако концентрация молекул велика лишь в узком холодном пристеночном слое, что и объясняет сравнительно небольшую величину экранировки в этом спектральном интервале. Что касается атомарных компонент, то, несмотря на наличие внутри пограничного слоя заметных максимумов их концентраций (особенно атома N), они также не вносят существенного вклада в поглощение в этой спектральной области, поскольку пороги фотоионизации с основного состояния и O, и N сдвинуты в коротковолновую область и равны соответственно ~ 0.091 и ~ 0.085 мкм.

Необходимо еще отметить, что разница в эффективности поглощения радиационных потоков между чисто воздушным пограничным слоем и пограничным слоем, содержащим пары углерода, возрастает с ростом параметра вдува f_w и температуры торможения T_s (см. таблицу). Это связано с тем, что с ростом скорости вдува воздуха экранировка возрастает за счет увеличения толщины пограничного слоя. При вдуве же паров графита с увеличением вдува и температуры торможения возрастает еще и концентрация атомарного углерода внутри зоны смешения, что приводит к более быстрому росту экранировки излучения.

В целом, сравнивая между собой причины, приводящие к экранировке излучения в чисто воздушном пограничном слое и в равновесной смеси паров углерода и воздуха, можно попытаться сформулировать требования к свойствам вещества, содержащегося в материале обмазки, такие, чтобы поглощение лучистой энергии внутри зоны смешения было максимальным. Во-первых, это вещество должно обладать такой константой равновесия, чтобы концентрация его атомов имела максимум внутри зоны смешения. Во-вторых, порог фотоионизации его атома с основного состояния должен лежать как можно ближе к видимой части спектра и, в-третьих, соответствующие сечения поглощения должны либо слабо зависеть от температуры, либо увеличиваться с ее уменьшением.

Сравнение результатов, содержащихся в таблице, позволяет сделать важный вывод об эффективности поглощения излучения внутри разных по своему химическому составу пограничных слоев. В данном диапазоне режимов обтекания на первом месте по своей эффективности оказывается равновесная смесь воздуха и паров углерода, на втором — чистый воздух и на третьем — замороженная смесь. По причинам, изложенным выше, эти различия возрастают с ростом скорости вдува и температуры торможения. Таким образом, в том диапазоне режимов полета, когда реализуется замороженное течение внутри пограничного слоя, оценка экранировки лучистых потоков по зависимостям, полученным для чистого воздуха, может дать заниженные значения.

4. Известно, что расчет равновесного состава представляет собой довольно сложную задачу и требует значительных затрат машинного времени. В то же время параметры и состав замороженного пограничного слоя находятся значительно проще. Однако результаты настоящей работы показывают, что поглощение в равновесном и замороженном случаях носит качественно разный характер и лучистые потоки, падающие на стенку, могут весьма сильно отличаться. Чтобы существенно сократить время счета и в то же время правильно учесть качественный характер поглощения внутри ударного слоя, были проведены расчеты с использованием следующего подхода. Сначала находятся параметры замороженного течения, затем по полученному

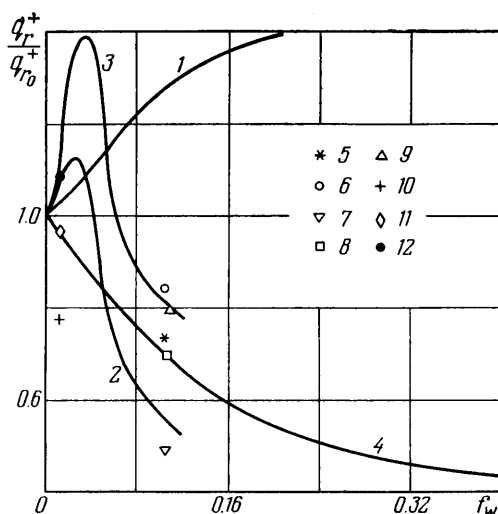
профилю температуры рассчитывается равновесный состав внутри пограничного слоя и определяется поле излучения, причем коэффициент поглощения вычисляется с использованием равновесных концентраций.

Односторонние лучистые потоки $q_{rw}^+ \cdot 10^{-8}$ вт/м² в различных спектральных интервалах для режима течения $U_\infty = 17.85$ км/сек, $H = 56$ км, $r = 1$ м и двух вдувов $f_w = 0.1$ и 0.012 (углерод) представлены ниже.

f_w	0.012	0.1
I	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$7.2 \cdot 10^{-8}$
II	$2.0 \cdot 10^{-1}$	$2.1 \cdot 10^{-2}$
III	$2.3 \cdot 10^{-1}$	$5.7 \cdot 10^{-2}$
IV	$2.9 \cdot 10^{-1}$	$1.3 \cdot 10^{-1}$
V	$3.8 \cdot 10^{-1}$	$2.2 \cdot 10^{-1}$
VI	$4.0 \cdot 10^{-1}$	$2.4 \cdot 10^{-1}$

Видно, что радиационный поток, падающий на тело, примерно на 20% меньше равновесного, причем основные различия приходятся на область $0.05 \div 0.185$ мм (фиг. 3, 4, кривые 4, 8). Это связано с некоторым увеличением концентрации атомарного углерода внутри зоны смещения в «комбинированном» варианте по сравнению с реальным равновесным, что обусловлено различием в профилях температуры в обоих случаях.

Анализ этих, а также аналогичных, выполненных для других условий обтекания расчетов показывает, что с помощью предложенного подхода можно сравнительно просто получать величины радиационных потоков, падающих на стенку при вдуве равновесных паров в ударный слой.



Фиг. 5

5. В заключение остановимся на вопросе, связанном с возможностью подбора универсальной зависимости, описывающей изменение интегрального по спектру лучистого теплового потока к разрушающейся поверхности от скорости вдува. Отметим, что подобная задача была успешно решена для чисто конвективного нагрева. В литературе имеются попытки [1] использовать в качестве такой зависимости кривую изменения относительного лучистого потока q_{rw} / q_{rw}^0 (q_{rw}^0 — поток к непроницаемой поверхности) от безразмерного вдува f_w , полученную для случая вдува чистого воздуха. Однако, как показывают результаты расчетов, приведенные на фиг. 5, взаимодействие лучистого потока с химически реагирующим пограничным слоем имеет весьма сложный характер и существенно зависит от условий течения и оптических свойств компонент, присутствующих в пограничном слое.

Нумерация кривых и обозначений на фиг. 5 следующая: 1 — $r = 1.0$ м, $p = 0.1$ атм, $T_s = 14 \cdot 10^3$ °К (замороженный графит), 2 — $r = 1.0$ м, $p = 1.0$ атм, $T_s = 14 \cdot 10^3$ °К (замороженный графит), 3 — $r = 0.3$ м, $p = 1.0$ атм, $T_s = 14 \cdot 10^3$ °К (замороженный графит), 4 — $r = 0.5$ м, $p = 0.8$ атм, $T_s = 15 \cdot 10^3$ °К (воздух [1]). Далее результаты приводятся для тела радиуса $r = 1$ м и давления в ударном слое $p = 1.0$ атм: 5 — $T_s = 12 \cdot 10^3$ °К (равновесный графит, воздух), 6 — $T_s = 12 \cdot 10^3$ °К (замороженный графит), 7 и 10 — $T_s = 18 \cdot 10^3$ °К (равновесный графит), 8 и 11 — $T_s = 18 \cdot 10^3$ °К (воздух), 9 и 12 — $T_s = 18 \cdot 10^3$ °К (замороженный графит).

Из графиков видно, что при одном и том же значении параметра вдува при относительно низких давлениях $p = 0.1$ атм (кривая 1) вдув увеличивает лучистый нагрев поверхности, в то время как при $p = 1.0$ атм — уменьшает. Физические причины этого факта были выяснены в [5]. Следует

отметить, что, как установлено предыдущим анализом, величина экранирующего эффекта сильно зависит от режима течения в пограничном слое. Так, при $T_s=18 \cdot 10^3$ К и $p=1.0$ атм, $f_w=0.1$ в равновесном случае (точка 7 на фиг. 5) вдув почти в 1.5 раза эффективнее снижает лучистый поток к поверхности, чем в замороженном (точка 9).

Таким образом, вывод работы [1] относительно универсальности кривой 4 (фиг. 5), не зависящей от T , p и r и дающей при этом верхнюю границу изменения лучистого потока, по-видимому, справедлив в узком диапазоне параметров задачи.

Поступила 15 V 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Румынский А. Н., Чуркин В. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 6.
2. Wilson K. H. Massive blowing effects on viscous, radiating, stagnation points flow. AIAA paper, 1970, No. 203.
3. Chin J. H. Radiation transport for stagnation flows including effects of lines and ablation layer. AIAA Journal, 1969, vol. 7, No. 7.
4. Мирский В. Н., Стулов В. П. Лучистый теплообмен головной части тела при интенсивном испарении. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 2.
5. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Лучистый теплообмен в окрестности критической точки при наличии вдува в пограничный слой продуктов уноса массы. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
6. Магомедов К. М. Гиперзвуковое обтекание тупых тел вязким газом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 2.
7. Yos J. M. Transport properties of nitrogen, hydrogen, oxygen and air at 30 000° K. AVCO-RAD-TM-63-7, March 1963, Avco Corp. Wilmington, Mass.
8. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1971.
9. Wilson K. H., Nicolet W. E. Spectral absorption coefficients of carbon, nitrogen and oxygen atoms. J. Quant. Spectroscop. Radiat. Transfer., 1967, vol. 7, No. 6.
10. Bahr J. L., Blake A. J., Carver J. H., Gardner J. L., Kumar V. Photoelectron spectra and partial photoionization cross sections for No , N_2O , CO , CO_2 and NH_3 . J. Quant Spectroscop. Radiat. Transfer, 1972, vol. 12, No. 1.
11. Hoshizaki H., Lasher L. E. Convective and radiative heat transfer to an ablating body. AIAA Journal, 1968, vol. 6, No. 8.