

УДК 536.33

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ ВДУВЕ
В ГИПЕРЗВУКОВОЙ СЖАТЫЙ СЛОЙ ДВУХФАЗНЫХ ПРОДУКТОВ
РАЗРУШЕНИЯ ПОКРЫТИЯ

РОЛИН М. Н., ЮРЕВИЧ Ф. Б.

Рассматривается экранирование радиационного теплового потока в условиях гиперзвукового обтекания затупленных тел с разрушающимися покрытиями на основе углерода. В отличие от известных работ [1-3] учтено наличие в продуктах разрушения конденсированных микрочастиц. Задача о переносе излучения в слое двухфазных продуктов разрушения с параметрически заданными размерами, температурой частиц и толщиной слоя рассматривалась в [4]. В публикуемой работе использована замкнутая система уравнений, описывающих процессы тепло- и массообмена. Это привело к существенным различиям в численных результатах по степени экранирования.

1. Рассматривается течение в окрестности лобовой точки затупленного тела с разрушающимся покрытием на основе углерода, обтекаемого гиперзвуковым воздушным потоком. Предполагается, что при разрушении покрытия образуются не только газообразные, но и конденсированные продукты в виде частиц субмикронных размеров.

Закономерности движения, нагрева и испарения углеродистых микрочастиц, вдуваемых в излучающий сжатый слой, рассматривались в [5]. Полученные результаты показывают, что для углеродистых частиц субмикронных размеров в условиях, когда давление торможения равно 10^5 Па или превышает эту величину, а радиус затупления тела имеет величину порядка 1 м, можно пренебречь эффектом различия скоростей частиц и газа. Оказывается также, что частицы вследствие их сублимации не достигают точки встречи потоков, так что скачка параметров в ней не наблюдается.

Для описания течения в окрестности линии торможения используется система уравнений сохранения, аналогичная использованной в [3], но сформулированная для двухфазной среды с учетом различия температур частиц и газа

$$(\rho v)' + 2\rho\beta = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho\beta^2 + \rho v\beta' = \frac{8}{3}\rho_\infty V_\infty^2/R^2 + (\mu\beta')' \quad (1.2)$$

$$P' = 0 \quad (1.3)$$

$$\rho v H' = - \left(-\lambda T_g' + \sum_j H_j J_j + q_r \right)' \quad (1.4)$$

$$\rho v \alpha_{ek}' = - \sum_j \gamma_{ki} J_j \quad (1.5)$$

Здесь $\beta = du/dx$, штрих соответствует производной по поперечной координате сжатого слоя y ; x — продольная координата; u, v — продольная и поперечная компоненты скорости; H — удельная энтальпия газопылевой

среды; T_g — температура газа; ρ , μ , λ — плотность, вязкость и теплопроводность среды; P — давление; α_{ek} — массовая концентрация химического элемента k в среде; J_j — диффузионный поток массы химического компонента j ; γ_{kj} — массовое содержание атомов химического элемента k в компоненте j ; H_j — удельная энтальпия химического компонента j ; q_r — радиационный тепловой поток; ρ_∞ , V_∞ — плотность и скорость набегающего потока; R — радиус затупления тела. Суммирование в (1.4)–(1.5) проводится по всем учитываемым химическим компонентам.

Предполагается, что в газовой фазе сжатого слоя устанавливается локальное термодинамическое равновесие и равновесный состав. Граничные условия к (1.1)–(1.5) включает соотношения Рэнкина — Гюгио на скачке уплотнения и условия прилипания и баланса массы химических элементов на стенке [3]. Принимается также, что температуры газа, частиц и стенки при $y=0$ равны. Массовая скорость вдува задается параметрически. Температура поверхности находится из кинетического уравнения для скорости сублимации [3]. В качестве исходных параметров задаются массовые концентрации и размеры частиц в момент отрыва от стенки.

Для описания сублимации частиц и их теплообмена со средой сжатого слоя используется система уравнений, предложенная в [5]. В ее основу положены выражения для столкновительного теплообмена частицы с газом из [6] и зависимость для скорости сублимации из [7], применимые в континуальных, переходных и кнудсеновских условиях. Из-за большого диапазона размеров частиц могут реализоваться все три случая. Конденсированная фаза представляется с помощью модели отдельных фракций. Форма частиц предполагается сферической. Таким образом, имеем

$$\rho_p v r_i' = G_i \quad (1.6)$$

$$\frac{1}{3} \rho_p v r_i H_{pi}' = Q_{si} + Q_{ri} - G_i \Delta H_{pi} \quad (1.7)$$

Здесь ρ_p — плотность частиц; r_i — их радиус; H_{pi} — удельная энтальпия вещества частиц; G_i — плотность потока массы через поверхность частиц; ΔH_{pi} — тепловой эффект сублимации; Q_{si} , Q_{ri} — плотности потоков энергии через поверхность частиц за счет столкновений и излучения.

Индекс i соответствует фракции, к которой принадлежат частицы. Предполагается, что углеродистые частицы сублимируют с образованием компонентов C , C_2 и C_3 . Согласно [5], будем иметь

$$G_i = \sum_{k=1}^3 a_{mk} [P_k^\circ(T_{pi}) - P_k] \left[\varphi \left(1 + \frac{a_{mk} r_i}{2\pi D_{12}} \varphi \right) \right]^{-1}$$

$$Q_{si} = a_e \lambda (T_g - T_{pi}) \left[a_e r_i + 2 \frac{C_v + \frac{4}{9} R^\circ}{C_v + \frac{1}{2} R^\circ} L \right]^{-1}$$

$$L = \frac{\pi \mu}{\rho_g \varphi}; \quad \varphi = \sqrt{\frac{2\pi R^\circ T_g}{m_g}}$$

Здесь a_{mk} — коэффициенты аккомодации массы; $P_k^\circ(T_{pi})$ — давление насыщенных паров компонента при температуре T_{pi} ; P_k — парциальное давление компонента в сжатом слое; D_{12} — коэффициент бинарной диффузии для паров; индекс k соответствует номерам компонентов паров; a_e — коэффициент аккомодации энергии при столкновении; C_v — мольная теплоемкость газа в сжатом слое; L — средняя длина свободного пробега молекул; R° — универсальная газовая постоянная; ρ_g — плотность газовой фазы; m_g — ее средняя молекулярная масса.

Перенос излучения описывается с помощью модели бесконечного

плоскопараллельного слоя. Это дает

$$q_r = 2\pi \int_0^{\infty} d\lambda \int_{-1}^1 I_{\lambda} \mu d\mu \quad (1.8)$$

$$Q_{ri} = \int_0^{\infty} \sigma_{\lambda i} \left[\frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_{\lambda} d\mu - B_{\lambda}(T_{pi}) \right] d\lambda \quad (1.9)$$

где λ — длина волны излучения; I_{λ} — интенсивность; μ — направляющий косинус для луча; $\sigma_{\lambda i}$ — сечение оптического поглощения для частицы; $B_{\lambda}(T_{pi})$ — функция Планка, взятая при температуре частицы.

Оптические свойства частиц рассчитываются по теории Ми с помощью методики, предложенной в [10]. Значения комплексного показателя преломления для углерода брались из [11].

Лучевая интенсивность определяется аналогично [4] с помощью уравнения переноса излучения, учитывающего анизотропное рассеяние. Коэффициенты вязкости, теплопроводности и диффузионные потоки определяются по методикам, использовавшимся ранее для расчетов тепло- и массообмена в чисто газовом сжатом слое [3]. Это допустимо, поскольку объемная доля частиц в сжатом слое мала.

Ниже используются новые данные по оптическим свойствам газообразных продуктов разрушения углеродистых материалов: для C_2 из [6] и для C_3 из [7].

2. Система уравнений, описывающих тепло- и массообмен в газопылевом излучающем сжатом слое, решается численно конечно-разностным итерационным методом. Каждая итерация состоит из трех этапов.

На первом этапе рассчитываются параметры термодинамического равновесия для газовой фазы, ее переносные коэффициенты и поле радиационных потоков в сжатом слое.

Для определения коэффициента оптического ослабления необходимы значения пространственной плотности частиц n_i . Поскольку частицы движутся вместе с газом, то выполняется очевидное соотношение

$$n_i/n_{iw} = \rho/\rho_w \quad (2.1)$$

где индексом w обозначены величины, характеризующие состояние газопылевой среды на стенке.

Отсюда следует, что $n_i = \frac{3}{4}\pi (\alpha_{pwi}/r_{wi}^3) (\rho/\rho_p)$, где α_{pwi} — массовая концентрация частиц i -й фракции во вдуваемой газопылевой смеси; r_{wi} — начальный радиус частиц фракции.

Уравнение переноса излучения решается методом [4], но при этом используется сквозной счет поперек всего сжатого слоя, а не только той его части, где находятся микрочастицы. Селективность учитывается с помощью численного интегрирования по спектру в (1.8)–(1.9). В связи с наличием линейчатой составляющей излучения это приводит к необходимости решения уравнения переноса для 3000–4000 значений длины волны. На втором этапе интегрируются уравнения (1.6)–(1.7) для радиусов и удельных энтальпий микрочастиц. Это позволяет получить значения массовой концентрации и энтальпии конденсированной фазы.

Очевидно, что $\alpha_{pi} = \frac{4}{3}\pi r_i^3 \rho_p n_i$. Подстановка этого выражения в последнюю формулу (2.1) дает $\alpha_{pi} = \alpha_{pwi} (r/r_{iw})^3$.

Энтальпия конденсированной фазы определяется как $H_p = \sum_i \alpha_{pi} H_{pi}$,

где суммирование проводится по фракциям микрочастиц. Температура микрочастиц определяется в соответствии с H_{pi} по термодинамическим соотношениям.

На этом этапе полная удельная энтальпия конденсированной газопы-

левой среды считается фиксированной, вследствие чего изменение энтальпии конденсированной фазы приводит к изменению энтальпии газа, которая находится по формуле

$$H_g = \frac{H - H_p}{1 - \alpha_p}, \quad \alpha_p = \sum_i \alpha_{pi}$$

где α_p — полное массовое содержание конденсированной фазы. Общее число фракций задавалось равным 20.

На третьем этапе производится итерационное уточнение системы уравнений сохранения для газопылевой среды в целом (1.1) — (1.4). При этом, однако, концентрация и энтальпия конденсированной фазы фиксированы, а поправки к полной энтальпии и концентрациям химических элементов относятся к газовой фазе.

V_∞	f	α_{pw}	r_w, r_*	b	ψ	V_∞	f	α_{pw}	r_w, r_*	b	ψ
18	0,14	0,1	0,1	—	0,04	18	0,14	0,3	0,1	4	0,12
18	0,14	0,2	0,1	—	0,09	15	0,07	0,1	0,1	—	0,03
18	0,14	0,3	0,1	—	0,13	15	0,07	0,2	0,1	—	0,06
18	0,14	0,4	0,1	—	0,18	15	0,07	0,3	0,1	—	0,08
18	0,14	0,3	0,05	—	0,15	12	0,016	0,1	0,1	—	0,011
18	0,14	0,3	0,3	—	0,11	12	0,016	0,2	0,1	—	0,016
18	0,14	0,3	0,9	—	0,05	12	0,016	0,3	0,1	—	0,023
18	0,14	0,3	0,2	4	0,10						

Решение находится после многократных итераций с использованием релаксации параметров.

3. Расчеты теплообмена проведены для следующих условий: скорость набегающего потока $V_\infty = 12-18$ км/с, давление торможения $P = 10^5$ Па, радиус затупления тела $R = 1$ м. Массовые скорости вдува задавались близкими к тем, что имеют место при установившемся режиме разрушения. Часть расчетов проведена для монодисперсных частиц.

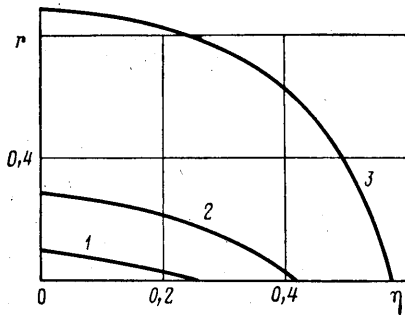
Массовая скорость вдува определяется безразмерным параметром $f = (\rho v)_w / (\rho V)_\infty$. Влияние конденсированной фазы на тепловые потоки можно характеризовать величиной ψ — отношением значения, на которое уменьшается радиационный поток к поверхности при наличии микро-частиц, к потоку в случае чистого газового вдува. Начальная массово-долевая функция распределения по размерам для полидисперсных частиц задается выражением вида $w(r) = Ar^{b+3} \exp(-br/r_*)$.

Результаты проведенной серии расчетов представлены в таблице. Значения V_∞ даны в км/с, r_w для монодисперсных частиц или r_* для полидисперсных — в мкм, для полидисперсных частиц задан также параметр b .

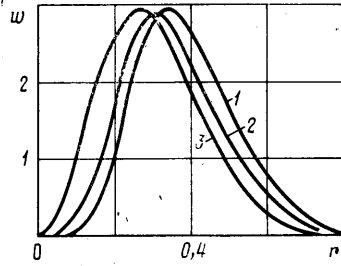
Полученные значения ψ указывают на менее сильное влияние вдува микро-частиц на экранирование излучения, чем результаты [4]. Так, в условиях $V_\infty = 18$ км/с; $f = 0,14$; $r_w = 0,1$ мкм ψ оказывается в 2–3 меньше, чем в [4].

Это обусловлено приближенным характером использованной в [4] модели двухфазного слоя с постоянными по всей толщине слоя размерами и концентрацией частиц. Отличающейся от [4] оказалась и сама толщина двухфазного слоя, так как в [4] эта величина задавалась согласно данным [5], где рассматривалось испарение отдельных частиц. Наличие же конечных концентраций конденсированной фазы при заданном параметре f приводит к уменьшению скорости течения среды в целом, увеличению ее плотности и к снижению эффекта отнесения горячего внешнего потока.

Кроме того, в настоящей работе учтено дополнительное по сравнению с [5] поглощение излучения системой электронно-колебательных полос молекул C_2 . Это привело к увеличению расчетных значений температуры в слое продуктов разрушения, а следовательно, к более быстрому испарению частиц.



Фиг. 1



Фиг. 2

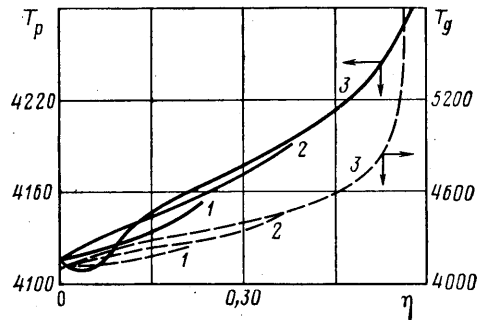
Ход уменьшения радиусов частиц при их движении в сжатом слое показан на фиг. 1 с использованием координаты

$$\eta = \left(\int_0^{y_s} \rho dy' \right)^{-1} \left(\int_0^y \rho dy' \right)$$

где y_s соответствует положению скачка уплотнения. Кривые относятся к случаю монодисперсных частиц и условиям $V_\infty = 18$ км/с; $f = 0,14$; $\alpha_{pw} = 0,3$. Величина r дана в мкм. Для сравнения можно отметить, что в [4] толщина двухфазного слоя соответствует $\eta = 0,44$.

В случае полидисперсных частиц их испарение можно характеризовать изменением функции распределения по размерам. На фиг. 2 показаны функции распределения (в мкм⁻¹) для трех точек сжатого слоя при условиях $V_\infty = 18$ км/с; $f = 0,14$; $\alpha_{pw} = 0,3$. Функция распределения частиц по размерам в начальном состоянии определяется параметрами $b = 4$ и $r_* = 0,2$ мкм. Непрерывные кривые получены путем сглаживания данных по массовым концентрациям для дискретных фракций. Кривые 1–3 относятся соответственно к точкам с координатами $\eta = 0; 0,184; 0,394$.

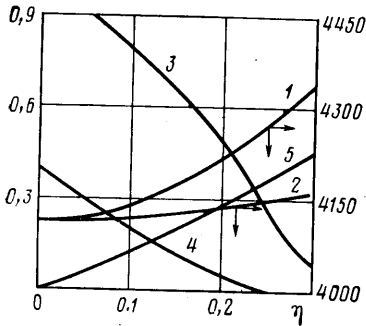
На фиг. 3 показан ход изменения температуры монодисперсных частиц T_p , К при их движении поперек сжатого слоя. Условия и шифр кривых те же, что и на фиг. 1. С целью сравнения здесь же приведен профиль температуры газовой фазы T_g , К (штриховые линии). Видно, что имеет место значительное различие



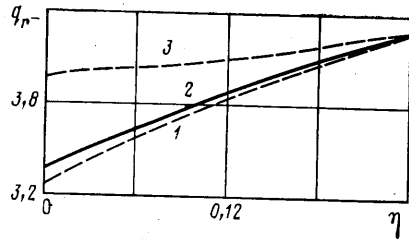
Фиг. 3

температуры частиц и газа. Для относительно крупных частиц температура после отрыва от стенки снижается. Причины этих эффектов указаны в [5]. Для относительно мелких частиц спада температуры нет. Это обусловлено тем обстоятельством, что в нагреве мелких частиц значительную роль играют молекулярные столкновения. В то же время в рассматриваемом варианте задачи имеет место более крутой, чем в [5], профиль температуры газа в пристеночной области, что связано с учетом поглощения на частицах конденсированной фазы. Целесообразно более детально рассмотреть вариант расчета с максимальной концентрацией частиц: $V_\infty = 18$ км/с; $r_w = 0,1$ мкм; $\alpha_{pw} = 0,4$. На фиг. 4 приведены профили температуры газа (кривая 1) и частиц (кривая 2) в К, безразмерного радиуса частиц r/r_w (кривая 3) и их массовой концентрации α_p (кривая 4), а также зависимость физической координаты $(y/y_s) \cdot 10$ от η (кривая 5). В данных условиях $y_s = 4,34$ см.

На фиг. 5 для этого же варианта задачи приведены профили односторонних, направленных в сторону поверхности радиационных потоков q_r , в 10^7 Вт/м². При этом радиационные потоки берутся интегральными по спектру для длин волн, превышающих 0,12 мкм. Более коротковолновое излучение учтено в расчетах, но вклад его в иллюстративных данных отброшен, так как оно полностью поглощается газовой фазой продуктов разрушения. Кривая 1 соответствует расчетам, проведенным с учетом



Фиг. 4



Фиг. 5

поглощения и рассеяния на частицах. Кривая 2 получена в предположении о том, что частицы чисто поглощающие. Кривая 3 соответствует расчету, в котором учитывалось только поглощение излучения парами покрытия. Видно, что эффект экранирования радиационного потока к поверхности конденсированной фазой примерно на 15% обусловлен рассеянием, хотя доля рассеяния в полном сечении ослабления для углеродистых частиц невелика.

Вследствие большой трудоемкости расчетов радиационно-конвективного теплообмена при наличии двухфазного слоя продуктов разрушения число исследованных вариантов задачи невелико. Это затрудняет обобщение закономерностей влияния вдува конденсированных частиц на теплообмен.

ЛИТЕРАТУРА

1. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Брыкин М. В., Мнацаканян А. Х. Влияние газообразных продуктов разрушения теплозащитного покрытия на теплообмен в окрестности критической точки затупленного тела.—Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 3, с. 129–136.
2. Кондратин Т. В., Кузьминский И. Н. Влияние линейчатого спектра на лучистый теплообмен в ударном слое.—Теплофиз. высоких температур, 1981, т. 19, № 4, с. 777–785.
3. Rolin M. N., Soloukhin R. I., Yurevich F. V. Heat and mass transfer in an emitting compressed layer with reflection from the body surface and injection of ablation products.—Int. J. Heat Mass Transfer, 1981, v. 24, № 11, p. 1774–1782.
4. Юревич Ф. Б. Радиационный теплообмен в излучающем, поглощающем и рассеивающем сжатом слое.—Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, № 2, с. 94–103.
5. Юревич Ф. Б., Ролин М. Н. Образование двухфазного пристеночного слоя в условиях радиационно-конвективного нагрева при гиперзвуковом обтекании.—Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1982, № 2, с. 60–65.
6. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. М.: Машиностроение, 1977. 184 с.
7. Яламов Ю. И., Шукин Е. Р., Узарова Л. А. Теория испарения капель произвольных размеров в поле электромагнитного излучения.—Инж.-физ. журн., 1978, т. 34, № 3, с. 439–443.
8. Кузнецова Л. А., Кузьменко Н. Е., Кузяков Ю. Я., Пластинин Ю. А. Вероятности оптических переходов двухатомных молекул. М.: Наука, 1980. 319 с.
9. Arnold J. O., Cooper D. M. Line-by-line transport calculations for Jupiter entry probes.—AIAA Pap., 1979, № 1082, p. 1–16.
10. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
11. Блох А. Г. Тепловое излучение в котельных установках. Л.: Энергия, 1967. 326 с.

Минск

Поступила в редакцию
23.X.1984