

УД 533.6.011.55:536.33

## **ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ИСПАРЯЮЩИХСЯ ТЕЛ ПОД УГЛАМИ АТАКИ**

**ГОЛОМАЗОВ М. М., ШАБАЛИН А. В.**

Исследование теплообмена при движении тел с гиперзвуковыми скоростями в атмосфере планет показывает, что интенсивный нагрев материала поверхности приводит к его испарению, в результате чего перестраивается течение газа около тела — образуется слой паров, отделяющий область набегающего потока от поверхности.

Можно выделить два основных направления решения этой задачи в стационарной постановке. Первое направление связано с изучением слабого вдува при малых числах Рейнольдса, когда учитываются вязкое взаимодействие и перемешивание паров и набегающего потока газа и наличие конвективного теплообмена в окрестности тела [1, 2].

Ко второму направлению относятся работы, в которых используется «двухслойная» модель течения. Газы в ударном слое и области вдува предполагаются вязкими и нетеплопроводными. Такая картина наблюдается в режиме сильного вдува, когда толщиной «подвешенного» пограничного слоя можно пренебречь по сравнению с толщиной слоя паров [2]. Этот случай соответствует движению затупленных тел в гелиево-водородной атмосфере с параметрами  $\rho_\infty = 10^{-4} - 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>,  $v_\infty \approx 40$  км/с при интенсивной абляции поверхности. При этом нагрев поверхности в основном определяется лучистым потоком, а конвективным теплообменом можно пренебречь [1]. В такой постановке проводились исследования течения газа около критической точки [3] и в тонком ударном слое методом асимптотических разложений [4] и осесимметричного обтекания затупленных тел [5].

В настоящей работе использовалась двухслойная модель течения для расчета обтекания тел в указанном выше диапазоне параметров набегающего потока. Основное внимание уделено исследованию аэродинамики испаряющихся затупленных тел, геометрии течения и ее влияния на пространственное распределение тепловых потоков. При этом использовалась полная система уравнений газовой динамики, поскольку упрощение уравнений в случае обтекания тел сложной формы может привести к погрешности в вычислении толщины ударного слоя и, следовательно, теплового потока к поверхности тела. Тепловой поток от ударного слоя вычислялся в приближении локально-одномерного плоского слоя с учетом экранирования излучения слоем паров. Для оценки обратного влияния излучения на поле течения служила универсальная зависимость  $q_R/q_{Rc} = \Phi(\Gamma)$ , где  $q_R$  — тепловой поток в критическую точку тела с учетом взаимодействия поля течения и поля излучения,  $q_{Rc}$  — поток от эквивалентного изотермического ударного слоя,  $\Gamma = 4q_{Rc}/\rho_\infty v_\infty^2$  — параметр высвечивания. Рассматривалась сопряженная задача, когда величина вдува определялась по величине падающего лучистого потока при условии равновесного испарения.

### **1. Постановка задачи течения газа и численная схема для ее решения.**

В соответствии с принятой моделью течения предполагалось выполнение полной системы уравнений газовой динамики в ударном слое (далее область 1) и в слое паров (область 2)

$$\begin{aligned} (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v} + \frac{1}{\rho}\nabla p = 0, \quad \nabla\mathbf{v} + \frac{1}{\rho a^2}\mathbf{v}\nabla p = 0 \\ \mathbf{v}\nabla h = \frac{1}{\rho}\mathbf{v}\nabla p \end{aligned} \tag{1.1}$$

Для замыкания этой системы служит уравнение состояния газа. В области 2 газ считался совершенным:  $\rho = \kappa p / (\kappa - 1)h$ ,  $a^2 = (\kappa - 1)h$ . В области 1 учитывалась равновесная диссоциация и ионизация гелиево-водород-

ной смеси 86%  $H_2$ +14% He. Уравнение состояния было представлено в виде

$$\rho = \frac{\mu p}{RT}, \quad T = T(p, h), \quad \mu = \mu(p, T)$$

$$a = \left\{ \frac{\rho}{p} + \frac{\rho}{\mu} \left( \frac{\partial \mu}{\partial p} \right)_T + \left[ \left( \frac{\partial T}{\partial p} \right)_T \rho + \left( \frac{\partial T}{\partial h} \right)_p \right] \left[ \frac{1}{\mu} \left( \frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_p - \frac{1}{T} \right] \right\}^{-1/2}$$

где  $T(p, h)$  и  $\mu(p, T)$  — табличные зависимости по результатам [4]. Для обеспечения гладкости функций выборка из таблиц производилась при помощи кубических сплайнов.

В качестве граничных условий на ударной волне использовались соотношения Ранкина — Гюгонио. На контактной поверхности — условия непротекания и равенство давлений в обеих областях

$$v_{n1} = 0, \quad v_{n2} = 0, \quad p_1 = p_2 \quad (1.2)$$

Для задания граничных условий на поверхности тела предполагалось, что вдув паров происходит по нормали к телу  $v_n = 0$ . Испарение материала поверхности определялось соотношениями

$$\rho_w v_w H_e = q_w \quad (1.3)$$

$$p_w = \alpha e^{-Q/RT_w} \quad (1.4)$$

где  $H_e$  — эффективная энтальпия испарения,  $q_w$  — падающий на тело поток тепла (метод определения  $q_w$  излагается в следующем разделе),  $Q$  — удельная теплота испарения.

Расчет поля течения проводился методом, являющимся развитием метода прямых для расчета пространственных течений при наличии вдува [6, 7]. Основой метода является сведение краевой задачи (1.1) — (1.4) к многократному решению задачи Коши для аппроксимирующей системы уравнений, причем интегрирование проводится поперек слоя по направлению к контактной поверхности в обеих областях. Для решения задачи необходимы начальные приближения: ударной волны, контактной поверхности и давления на теле, которые затем уточняются, чтобы удовлетворить граничным условиям (1.2) на контактной поверхности. Таким образом, решение краевой задачи представляет собой нахождение корней системы уравнений

$$v_{n1}(R_B, R_K, p_w) = 0, \quad v_{n2}(R_B, R_K) = 0, \quad \Delta p(R_B, R_K, p_w) = 0 \quad (1.5)$$

обобщенным методом Ньютона [8] или модифицированным методом Зейделя [6], где  $R_B$  — координаты ударной волны,  $R_K$  — координаты контактной поверхности,  $p_w$  — значения давления на теле, векторами обозначены сеточные функции. Этот подход ранее успешно применялся при расчете обтекания под углами атаки заглушенных тел с заданным распределенным вдувом [7].

2. Методика расчета теплового потока с учетом экранирования излучения слоем паров. Перейдем теперь к описанию схемы расчета лучистого потока на поверхности тела  $q_w$ , определяющего скорость вдува в уравнении (1.3). Чтобы учесть влияние параметров течения в слое вдува на поглощение тепла, использовалось приближение локально-одномерного плоского изотермического слоя газа. Предположим, что ударный слой и слой вдува имеют толщины соответственно  $l$  и  $\Delta$ . Температуры газа в обеих областях заданы  $T_s$  и  $T_w$ , давления одинаковы. Тогда спектральный лучистый тепловой поток к плоской стенке выражается следующей формулой:

$$q_{wv} = \pi B_{\lambda_s} (1 - e^{-2k_{vs}l}) e^{-2k_{vw}\Delta}$$

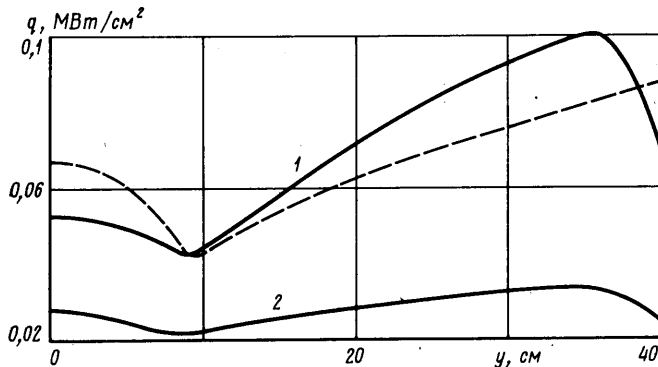
где  $k_{vs}$  и  $k_{vw}$  — коэффициенты поглощения соответственно в ударном слое и в области паров. Интегральный поток приближается суммой

$$q_w = \sigma T_s^4 \sum_{i=1}^6 \frac{\Delta \epsilon_{\lambda_i}}{\lambda_i - \lambda_{i-1}} \int_{\lambda_{i-1}}^{\lambda_i} e^{-2k_{\lambda}\Delta} d\lambda \quad (2.1)$$

$$B_{\lambda_s} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[ \exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_s}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad \Delta \epsilon_{\lambda_i} = \frac{1}{\sigma T_s^4} \int_{\lambda_{i-1}}^{\lambda_i} B_{\lambda_s} (1 - e^{-2k_{\lambda}l}) d\lambda$$

где  $\Delta \epsilon_{\lambda_i}$  — излучательная способность в интервале длин волн от  $\lambda_{i-1}$  до  $\lambda_i$ . Для задания  $\Delta \epsilon_{\lambda_i}$  использовалась шестиступенчатая модель по результатам [9, 10].

Коэффициент поглощения газа в слое вдува продуктов разрушения стеклотекстолита [4] определялся по сечениям поглощения в системах молекулярных полос CO (4+), C<sub>2</sub> (Свана), CN (красная и фиолетовая) [9]. Сильное поглощение излучения в этих участках спектра наблюдается для смеси паров стеклотекстолита при температуре сублимации  $T_w \approx 4000$  К. Однако, если в уравнениях газовой динамики (1.1) учитывать радиационный член, описывающий взаимодействие между полем течения и полем излучения, в области вдува обнаруживается сильный лучистый нагрев паров тепловым потоком от ударного слоя, так что на контактной поверхности температуры газов в обеих областях почти выравниваются [3, 4]. Это приводит к полной диссоциации газовой смеси и сильному поглощению излучения в ультрафиолетовой области. В настоящей работе влияние радиационного пограничного слоя на течение газа в области вдува не учитывалось, так как его толщина незначительна. Чтобы все-таки правильно рассчитать поглощение излучения, поток тепла (2.1) интегрировался только в длинноволновой части спектра  $\lambda \geq 1/6 \cdot 10^{-4}$  см [3]. Эффективность этого метода основана на том, что величина пороговой длины волны  $\lambda_0 = 1/6 \cdot 10^{-4}$  см практически



Фиг. 1

не зависит от материала поверхности, так как внутри радиационного пограничного слоя ( $T \sim 10^4$  К) тепловой поток поглощается смесью одноатомных газов С, N, O, H, а эти элементы входят в состав большинства материалов.

Чтобы не производить численное интегрирование (2.1) во время проведения газодинамических расчетов, по приведенным выше формулам были заранее рассчитаны тепловые потоки на линии насыщения паров материала поверхности

$$q_w = q_w(T_s, l, p_s, \rho_w \Delta), \quad \rho_w = \frac{\mu_w p_w}{RT_w} \quad (2.2)$$

где  $T_w = T_w(p_w)$  определялось по уравнению (1.4). Затем в программе расчета течения газа проводилась выборка из таблицы (2.2). Кроме того, задавалась еще и таблица интегральной излучательной способности газа ударного слоя  $\epsilon = \epsilon(T_s, l, p_s)$  для определения теплового потока к контактной поверхности  $q_k = \epsilon(T_s, l, p_s) \sigma T_s^4$ .

Таким образом, для вычисления теплового потока по формуле (2.2) в рамках локально-изотермического приближения необходимо знать толщину слоя вдува и давление на теле, а эти величины задаются и уточняются в процессе итераций для решения краевой задачи (1.5).

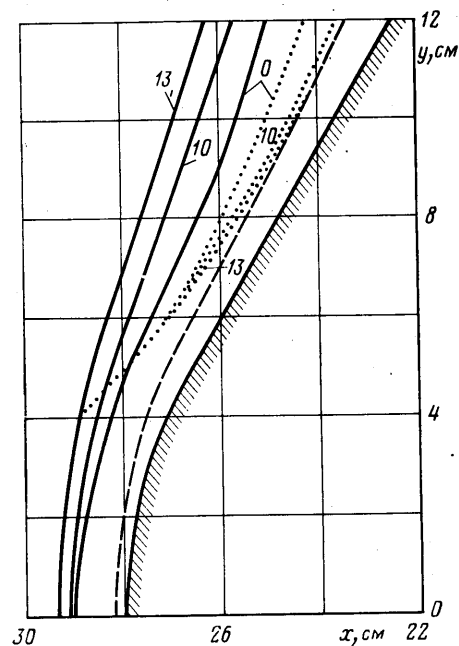
**3. Результаты расчетов.** Изложенный метод использовался для исследования гиперзвукового обтекания со скоростями до 47 км/с затупленного конуса с углом раствора  $120^\circ$  под углами атаки. Рассматривался материал поверхности типа стеклотекстолит со следующими параметрами:  $H_s = 20 \cdot 10^3$  Дж/г,  $Q = 293 \cdot 10^3$  Дж/моль,  $\mu_w = 15$  г/моль,  $\alpha = 24 \cdot 10^3$  бар (1.4).

На фиг. 1 приведено сравнение распределения тепловых потоков вдоль контактного разрыва (кривые 1) и поверхности тела (кривые 2) (сплошные линии) с результатами работы [2] (штриховая линия), в которой использовались полное уравнение переноса излучения и приближенные уравнения газовой динамики. Рассматривалось обтекание конуса со сферическим затуплением радиусом 20 см потоком водорода с гелием  $v_\infty = 40$  км/с,  $\rho_\infty = 0,7 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>. Возрастание потока вдоль образующей конуса объясняется увеличением толщины ударного слоя при слабом из-

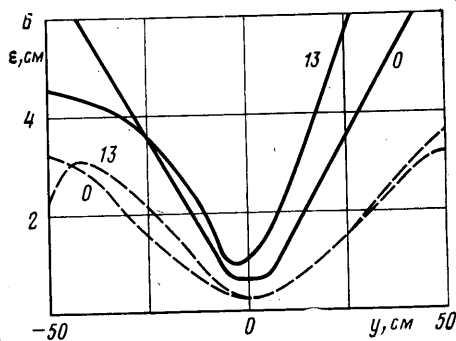
менении температуры и давления и, следовательно, ростом излучательной способности газа  $\epsilon(T, l, p_s)$  [2]. На периферии течения при  $y > 35$  см тепловой поток, по результатам настоящей работы, уменьшается из-за влияния боковой кромки, ограничивающей конус. Это влияние подробно исследовано в [11] для дозвуковых течений в ударном слое и подтверждено численным экспериментом [7] для течений в области вдува.

Значения теплового потока через контактную поверхность на коническом участке тела оказываются завышенными на 20—25% по сравнению с данными [2] из-за

неучета обратного влияния переноса тепла на течение газа. Параметр высвечивания  $\Gamma$  для данного случая равен  $\Gamma = 0,05$ . В соответствии с универсальной зависимостью  $q_R/q_{R0} = \Phi(\Gamma)$  ослабление лучистого потока из-за радиационного охлаждения составляет 15—30%, что и подтверждается фиг. 1.



Фиг. 2



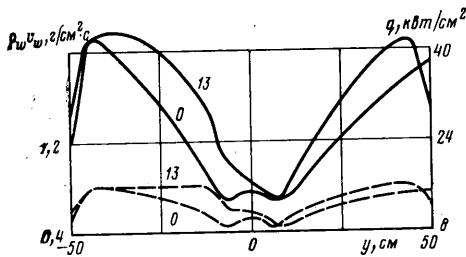
Фиг. 3

Вместе с тем тепловой поток на оси симметрии меньше данных работы [2], что связано с использованием в ней упрощенных уравнений газовой динамики. В таких приближениях погрешность в отходе ударной волны, по оценкам [6, 7], может достигать 35% для неизлучающего газа, причем на оси получаются завышенные значения отхода, а на периферии — заниженные. Это может привести к искажению распределения теплового потока. С другой стороны, используемое в данной работе приближение потока тепла всегда приводит к его завышению, поэтому при расчете точной геометрии ударного слоя характер распределения теплового потока ближе к реальному.

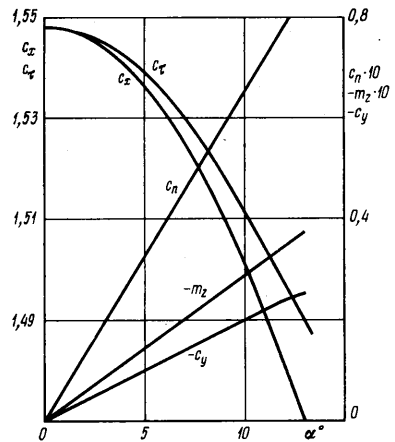
Основное внимание в данной работе уделено исследованию влияния угла атаки на характер течения, аэродинамические характеристики и теплообмен около конуса. Фигура 2 иллюстрирует поведение звуковых линий (пунктирные линии) с подветренной стороны течения при увеличении угла атаки от 0 до 13° (сплошные линии — ударные волны, штриховая линия — контактная поверхность). Диаметр тела  $D_M = 1$  м со сферическим затуплением носка радиусом 10 см,  $v_\infty = 45,54$  км/с,  $\rho_\infty = 0,1918 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>. При  $\alpha = 12^\circ$  звуковая линия касается контактной поверхности, и на большей части области 2 с подветренной стороны реализуется трансзвуковое течение. Аналогичная картина наблюдается при уменьшении показателя адиабаты газа в ударном слое или угла раствора конуса для гиперзвуковых обтеканий без вдува [11].

Положение контактной поверхности на подветренной стороне течения

практически не зависит от угла атаки (фиг. 2). Это подтверждает и фиг. 3, где приведены толщины слоя вдува (штриховая линия) и ударного слоя (сплошная линия). На наветренной стороне наблюдается даже небольшое увеличение толщины слоя паров с ростом угла атаки, чего не наблюдалось при обтекании конуса с заданным вдувом [7]. Такое утолщение слоя паров объясняется увеличением скорости вдува на наветренной стороне из-за роста тепловых потоков (фиг. 4, сплошные линии — тепловой поток на контактной поверхности, штриховые линии — поток к поверхности тела). При повороте вектора скорости набегающего потока лучистый тепловой поток на наветренной стороне увеличивается, а на подветренной уменьшается, причем наиболее сильно изменяется величина потока на контактной



Фиг. 4



Фиг. 5

поверхности, а влияние угла атаки на тепловой поток к поверхности тела значительно слабее из-за эффекта экранирования излучения слоем паров. В осесимметричных течениях так же наблюдалось более плавное распределение тепловых потоков вдоль поверхности тела, чем на контактной поверхности [4].

Таким образом, из-за того, что вдув продуктов разрушения индуцирован тепловым потоком от ударного слоя, наблюдается определенная устойчивость параметров области паров (толщины слоя и теплового потока) к изменениям угла атаки.

При изменении угла атаки происходит перераспределение давления по поверхности конуса и на ударной волне: на наветренной стороне давление увеличивается, а на подветренной уменьшается. Увеличение давления на наветренной стороне объясняет возрастание степени черноты ударного слоя в этой области, температуры и, следовательно, теплового потока (фиг. 4).

На фиг. 5 показаны зависимости аэродинамических характеристик затупленного конуса с указанными выше параметрами от угла атаки. Момент  $m_z$  определялся относительно центра, расположенного на оси конуса на расстоянии  $0,25D_M$  от носка тела. Отрицательные значения  $m_z$  соответствуют статической устойчивости конуса.

Таким образом, точные исследования геометрии течения позволили обнаружить различные явления, происходящие в окрестности затупленного конуса при увеличении угла атаки: касание звуковой поверхностью контактного разрыва и образование обширной трансзвуковой зоны на подветренной стороне течения, слабая зависимость положения контактной поверхности от угла атаки, незначительный рост толщины слоя паров и теплового потока к поверхности тела с наветренной стороны, немонотонное распределение тепловых потоков по поверхности конуса. Анализ этих явлений позволяет сделать вывод о слабом влиянии угла атаки на положение контактной поверхности и тепловые потоки к поверхности тела при небольших углах атаки. Так как обычно углы колебаний лежат в исследуемом

дованном диапазоне, слабая зависимость положения контактной поверхности от угла атаки позволит использовать данные по толщине слоя паров для осесимметричных течений во всем диапазоне изменения углов атаки, т. е. уменьшить число неизвестных параметров при решении краевой задачи (1.5).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кондранин Т. В., Кузьминский И. Н. Исследование экранировки селективного излучения в пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 5, с. 71–77.
2. Moss J. N., Anderson E. C., Bolz Ch. W., Jr. Анализ входа в атмосферу Юпитера с учетом взаимодействия скачка уплотнения с вязким слоем и вдува продуктов абляции в пограничный слой.— Экспресс-информация. Астронавтика и ретодинамика, 1975, № 36, с. 1–18.
3. 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.
4. Гершбейн Э. А., Суходольская Э. Я., Суходольский С. Л., Турский Г. А. Радиационный нагрев осесимметричных затупленных тел с интенсивно испаряющейся поверхностью при входе в атмосферу Юпитера.— В кн.: Аэродинамика гиперзвуковых течений при наличии вдува. М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 121–138.
5. Мирский В. Н., Стулов В. П. О законе подобия для коэффициента лучистого теплообмена при гиперзвуковом обтекании тел.— Инж.-физ. ж., 1979, т. 36, № 2, с. 244–248.
6. Голомазов М. М., Шабалин А. В. Пространственное обтекание затупленных тел при наличии вдува с поверхности.— В кн.: Тр. 23-й Научн. конф. Моск. физ.-техн. ин-та. Сер. аэрофиз. и прикл. матем. 1977. Долгопрудный, 1978, с. 102–105.
7. Белоцерковский О. М., Голомазов М. М., Шабалин А. В. Исследование влияния сильного вдува газа с поверхности на гиперзвуковое обтекание затупленных тел.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1981, т. 21, № 4, с. 1018–1030.
8. Ортега Дж., Рейнболдт В. Итерационные методы решения нелинейных систем уравнений со многими неизвестными. М.: Мир, 1975. 558 с.
9. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971. 440 с.
10. Москвин Ю. В. Излучательные способности некоторых газов в области высоких температур 6000–(2000)–12 000 К.— Теплофиз. высоких температур, 1968, т. 6, № 1, с. 1–9.
11. Лунев В. В. Гиперзвуковая аэродинамика. М.: Машиностроение, 1975. 327 с.

Москва

Поступила в редакцию  
13.IV.1982