

УДК 533.6.011

ГИПЕРЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ПЛОСКОГО ТЕЛА В РЕЖИМЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛУЧИСТОГО ТЕПЛООБМЕНА

НЕМЧИНОВ И. В., ПОПОВ С. П.

Задачи о гиперзвуковом обтекании тел являются традиционными при изучении влияния радиационных процессов на газодинамические. Большинство выполненных до сих пор работ посвящено вопросам обтекания тел воздухом в диапазоне скоростей 10–30 км/с. При этом потоки излучения сравнимы с газодинамическими в окрестности точки торможения и практически не влияют на течение вне этой области.

При движении метеоритов в атмосфере Земли или других планет скорость движения их может быть около 50–70 км/с. По оценкам [1–3] при таких скоростях существенно режимы полета, когда излучение оказывает существенное влияние на картину обтекания, проявляющееся прежде всего в образовании вокруг тела больших прогретых зон. При этом для достаточно больших размеров тела (порядка 1–10 м и более) и не слишком больших высот полета перенос энергии излучением описывается приближением лучистой теплопроводности.

Благодаря существованию некоторых общих закономерностей в излучательных характеристиках различных газов появляется возможность моделирования радиационно-газодинамических процессов, происходящих в плазме одного состава, с помощью замены ее на плазму другого состава. Это позволяет моделировать процессы, протекающие в экстремальных условиях, с помощью установок с меньшими скоростями и температурами плазмы. Так, в устройствах типа [4] подбором соответствующего рабочего газа (например, ксенона) и его плотности уже при относительно небольших скоростях движения газа (10–15 км/с) можно достичь режимов, при которых определяющую роль будет играть собственное тепловое излучение плазмы, а перенос этого излучения даже для тел небольших размеров (1–10 см) можно рассматривать в приближении лучистой теплопроводности. В таких установках возможны реальные ситуации, когда обтекание осуществляется не только в условиях осевой симметрии, но и в условиях плоской геометрии (держатели, на которых установлены модели или приборы). При этом возмущения, создаваемые в потоке возникающими тепловыми волнами, могут охватывать гораздо большую область, чем обычные газодинамические возмущения.

Данная работа посвящена исследованию подобных «радиационных» режимов обтекания с помощью оценок и численными методами. В ней численно решается двумерная стационарная задача об обтекании плоского теплоизолированного тела гиперзвуковым потоком невязкого излучающего газа с учетом переноса энергии излучением в приближении лучистой теплопроводности. Отмечено возникновение вокруг тела прогретой зоны, размеры которой на порядок превышают размеры самого тела; температура оказывается практически выровненной, а скорость газа близка к скорости набегающего потока. Тело обтекается потоком нагретого газа с умеренным числом Маха ($M \sim 3-6$). Непосредственно перед телом образуется узкая область сильно сжатого газа.

Рассматривается следующая система уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2}{\partial x} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho v u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} + \frac{\partial P}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial \rho e u}{\partial x} + \frac{\partial \rho e v}{\partial y} + P \frac{\partial u}{\partial x} + P \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} &= 0 \\ q_x &= -K \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -K \frac{\partial T}{\partial y}, \quad K = \frac{16}{3} \sigma T^3 l_R \\ e &= e(T, \rho), \quad e = P/\rho(\gamma-1), \quad \gamma = \gamma(T, \rho), \quad l_R = l_R(T, \rho) \end{aligned}$$

где t — время; u, v — компоненты скорости по координатам x, y ; q_x, q_y — компоненты вектора потока тепла по направлению этих же осей; ρ — плотность; P — давление; T — температура; e — внутренняя энергия единицы массы; γ — показатель адиабаты; K — коэффициент лучистой теплопроводности; σ — постоянная Стефана — Больцмана; l_R — расселандов пробег излучения.

Для простоты исследуется случай, когда зависимости $e(T, \rho), l_R(T, \rho), \gamma(T, \rho)$ и выражения для компонент потока тепла и коэффициент теплопроводности можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} e &= AT^\alpha, \quad l_R = BT^\beta \varphi(\rho), \quad \gamma = \text{const} \\ q_x &= -\kappa \frac{\partial e}{\partial x}, \quad q_y = -\kappa \frac{\partial e}{\partial y} \\ \kappa &= ke^n \varphi(\rho), \quad n = (4 + \beta - \alpha)/\alpha \\ k &= {}^{16}/_3 \sigma B A^m, \quad m = -(4 + \beta)/\alpha \end{aligned} \quad (2)$$

Величины в (1) и (2) безразмерны на $x' = x/l_0; y' = y/l_0; \rho' = \rho/\rho_0; e' = e/e_0; u' = u/\sqrt{e_0}; t' = t\sqrt{e_0}/l_0; \kappa' = \kappa/\rho_0 l_0 e_0^{3/2}$. В описываемых ниже расчетах полагалось $\varphi(\rho) = 1; n = 5; \gamma = 5/3$.

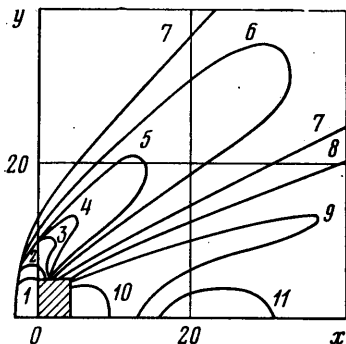
Для решения (1) использовался метод расщепления по координатам и физическим процессам. Уравнения газовой динамики считались по схеме [5], а уравнения теплопроводности аппроксимировались неявной схемой второго порядка точности по координате. Суммарная аппроксимация (1) была первого порядка точности как по временной, так и по пространственным переменным. Критерий устойчивости определялся примененной схемой [5]. На обтекаемом теле (заштрихованная область прямоугольного сечения на фиг. 1) задавались условия непротекания для нормальной к нему составляющей скорости и скольжения для касательной составляющей. Тело считалось теплоизолированным. На остальной части нижней границы расчетной области ставились условия зеркальной симметрии. На левой по отношению к телу границе задавались постоянные значения $u_\infty, e_\infty, \rho_\infty, v_\infty = 0$, а на верхней и правой границах газодинамические и тепловые потоки находились путем экстраполяции их из расчетной области.

Каждый вариант расчета получался в результате установления стационарного режима решения системы (1) при не зависящих от времени граничных условиях. При этом начальными данными служили результаты предыдущего варианта, соответствовавшего меньшим значениям u_∞ или κ . Для стартового варианта начальными условиями во всей расчетной области был равномерный поток с $M_\infty = u_\infty/\sqrt{\gamma(\gamma-1)e_\infty} = 1,3$. Время установления стационарного решения по порядку величины равнялось размеру счетной области, деленной на u_∞ , что соответствовало 500 временным шагам.

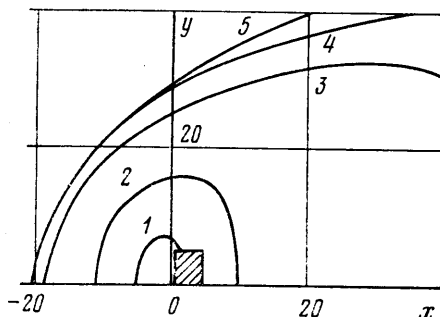
Расчеты проводились на прямоугольной сетке с числом узлов по осям x и y , равным соответственно 60 и 40. В области, примыкающей к телу,

сетка была равномерной с $dx_i=dy_j=1$. По направлению от тела к внешним границам dx_i и dy_j увеличивались по закону $dx_i=dx_{i-1} \cdot 1,2$; $dy_j=dy_{j-1} \cdot 1,2$. Это давало возможность расчета течения в удаленных от тела областях.

На фиг. 1 приведено распределение плотности вблизи обтекаемого тела для $\rho_\infty=1$; $e_\infty=0,0045$; $M_\infty=100$; $u_\infty=6,8$; $k=0,17$. Вся расчетная область значительно превосходит область, изображенную на этой фигуре. Цифрами отмечены кривые равной плотности, соответствующие следующим ее значениям: 1—10,0; 2—5,0; 3—4,0; 4—3,0; 5—2,0; 6—1,5; 7—1,2; 8—1,0; 9—0,5; 10—0,3; 11—0,9. К особенностям этого распределения можно отнести значительное сжатие газа перед телом (более чем в 10 раз), существование максимума плотности за телом в области $x \sim 25$, а также



Фиг. 1



Фиг. 2

незначительное по сравнению с ρ_∞ увеличение плотности при $x > 30$ и $y > 15$. Это объясняется большими тепловыми потоками, вызванными лучистой теплопроводностью и перераспределяющими тепловую энергию в протяженной области, окружающей тело.

На фиг. 2 изображены линии равной внутренней энергии e . Кривой 1 отвечает энергия 5,3 (соответственно 2—4,5; 3—3,0; 4—2,3; 5—0,75). Впереди тела возникает сильно нагретая область, размеры которой в 5 раз больше размеров тела. Отметим, что на фронте тепловой волны число M набегающего потока резко снижается. В результате тело обтекается потоком с $M \sim 3$ и режим взаимодействия резко меняется по сравнению со случаем гиперзвукового обтекания с $M=M_\infty$ в отсутствие теплопроводности.

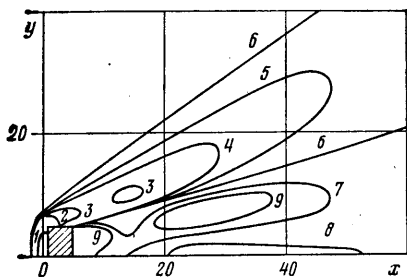
На фиг. 3 изображено поле плотности для варианта с $k=1,2 \cdot 10^3$, т. е. увеличенном в $7 \cdot 10^3$ раз. Цифрам на кривых соответствуют следующие значения плотностей: 1—20,0; 2—4,0; 3—3,0; 4—2,0; 5—1,5; 6—1,2; 7—0,4; 8—0,8; 9—0,3. По сравнению с предыдущим вариантом поле течения оказывается более сложным, особенно в области следа, где появляются новые максимумы и минимумы. Возрастает и плотность газа перед телом, достигая значения 39. Сильное увеличение плотности по сравнению с ее значениями при обычном гиперзвуковом обтекании обусловлено мощной лучистой теплопроводностью, приводящей к значительному уменьшению максимальной величины температуры и внутренней энергии. В то же время величины максимальных давлений, по существу определяемых величиной скоростного напора, меняются сравнительно мало.

На фронт ударной волны набегают сильно прогретый газ. Местное число M перед телом становится равным 6. При этом уменьшается наклон линий равной плотности к оси x , более четко выделяется головная ударная волна и волна, отходящая с задней кромки тела, приобретает качественное сходство с обычным гиперзвуковым обтеканием.

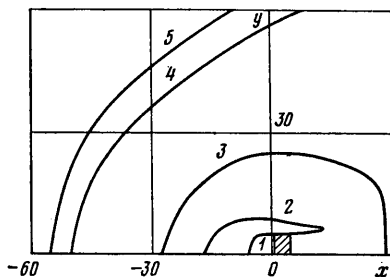
На фиг. 4 дано распределение энергии для этого расчетного варианта. Кривые 1—5 соответственно отвечают энергиям 1,35; 1,15; 1,05; 0,9; 0,75. Его отличает более равномерное поведение и на больших расстояниях от

тела, чем при $k=0,17$. Размеры прогревной зоны увеличиваются до 10 размеров тела.

Таким образом, увеличение k в 10^4 раз привело к падению средней энергии в 3 раза и увеличению линейных размеров зоны прогрева в 2 раза. Это находится в качественном согласии с оценками [2, 3], согласно которым радиус прогревной зоны $r_T=4R(k/R)^{1/4}$ (R — размер тела), а среднее значение энергии $e_m=2(R/k)^{1/4}$. Для $k=0,17$ и $R=5r_T=10$, а $e_m=3,7$. По численным расчетам эти величины равны соответственно 20 и 5. С увеличением k до значения, соответствующего расчетному варианту, приведенному на фиг. 3, 4, оценочная $r_T=45$, а $e_m=0,85$. Расчетные значения $r_T=75$, $e_m=1,5$. Следовательно, приближенная теория [2, 3] правильно определяет



Фиг. 3



Фиг. 4

порядок всех характерных величин и их зависимость от величины коэффициента лучистой теплопроводности.

Проведенные расчеты показывают, что при очень больших скоростях набегающего газа и соответственно значительных тепловых потоках течение вдали от тела приближенно можно описать, заменив тело источником тепла мощностью $W=R\rho_\infty u_\infty^2/2$. Это позволяет оценить координату выхода ударной волны за пределы внешней тепловой волны. По правилу плоских сечений гиперзвукового обтекания эта координата $x_B=u_\infty t_B$, где t_B — время, когда сравниваются скорость распространения автомодельной плоской одномерной тепловой волны и средняя скорость звука за ней. При этом автомодельное решение соответствует выделившейся мгновенно энергии, равной W/u_∞ . Для первого выше приведенного варианта ($k=0,17$) $x_B \sim 100-150$, для второго ($k=1,2 \cdot 10^3$) $x_B \sim 1000-1500$.

Таким образом, настоящие расчеты позволили получить детальную картину обтекания тела в «радиационных режимах», когда лучистая теплопроводность является доминирующим фактором. Она оказалась, как и следовало из оценок, существенно отличающейся от картины обтекания в обычных «газодинамических» режимах.

В заключение авторы выражают благодарность О. С. Рыжову за поддержку при проведении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Немчинов И. В., Цикулин М. А. Оценка теплопередачи излучением для крупных метеоритов, движущихся в атмосфере с большой скоростью. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1963, т. 3, № 4, с. 635–646.
2. Немчинов И. В., Орлова Т. И., Светцов В. В., Шувалов В. В. О роли излучения при движении в атмосфере метеоритов с очень большими скоростями. — Докл. АН СССР, 1976, т. 231, № 5, с. 1084–1087.
3. Немчинов И. В., Новикова В. В., Орлова Т. И. Оценки роли излучения при движении тел в атмосфере метеоритов с очень большими скоростями. — В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле. М., 1977, с. 177–206.
4. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977. 173 с.
5. Boris J. P., Book D. L. Flux-corrected transport. 1. Shasta, a fluid transport algorithm that works. — J. Comput. Phys., 1973, v. 11, № 1, p. 38–69.

Москва

Поступила в редакцию
22.IV.1982