

## ЛИТЕРАТУРА

1. Мюллер Т. Дж. Применение численных методов к исследованию физиологических течений.— В кн.: Численные методы в динамике жидкостей. М.: Мир, 1981, с. 80—152.
2. Yoganathan A. P., Corcoran W. H., Harrison E. C. In vitro velocity measurements in the vicinity of aortic prostheses.— J. Biomechanics, 1979, v. 12, № 2, p. 135—151.
3. Figlioda R. S., Mueller T. J. On the hemolytic and thrombogenic potential of the occluder prosthetic heart valves from in-vitro measurements.— Trans. ASME. Ser. K, J. Biomech. Eng., 1981, v. 103, № 1, p. 83—89.
4. Chandran K. B., Ferguson T. V., Chen Ching Jen, Khalighi B. Experimental study of flow dynamics behind valve prostheses.— ASAIO Journal, 1983, v. 6, № 3, p. 146—152.
5. Иoffис Н. А., Ветцель Р. Н., Букагов А. С. Протез клапана сердца. А. с. № 1082425.— Оpubл. в Б. И., 1984, № 12, с. 15—16.
6. Юречко В. Н., Рязанцев Ю. С., Барачевский В. А., Манджиков В. Ф., Хуриллава С. Г. Исследование гидродинамических характеристик потоков жидкости методом фотохромной визуализации. Препринт № 263. М.: Ин-т пробл. мех. АН СССР, 1985.
7. Барачевский В. А., Манджиков В. Ф., Рязанцев Ю. С., Строкач Ю. П., Юречко В. Н. Фотохромный метод визуализации гидродинамических потоков.— ПМТФ, 1984, № 5, с. 73—76.
8. Palade de Irebarne A., Hummel R. L., Smith J. W., Frantisak F. Transition and turbulent flow parameters in a smooth pipe by direct flow visualization.— Chem. Eng. Progr. Sympos. Ser., 1969, v. 65, № 91, p. 60—70.
9. Кузьмина Н. Б., Мирный А. Н., Ильина М. Б. О методах исследования гидродинамических свойств искусственных клапанов сердца.— Эксперим. хирургия и анестезиология, 1965, № 2, с. 8—14.

Москва

Поступила в редакцию  
5.II.1986

УДК 533.6.011.5:536.33

### РАДИАЦИОННЫЙ НАГРЕВ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЛ, ОБТЕКАЕМЫХ НЕВЯЗКИМ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

АШПТЕЙН Э. З., ВАРТАНЯН Н. В., САХАРОВ В. И.

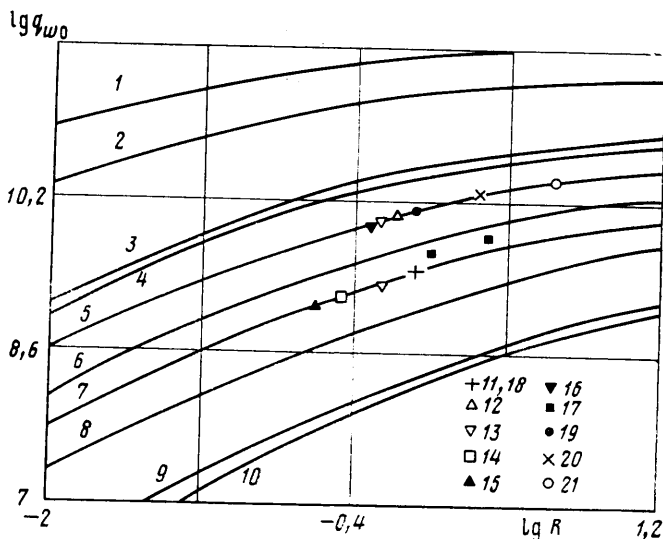
Нахождение лучистых тепловых потоков к поверхности пространственных тел, движущихся со сверхзвуковой скоростью в атмосфере, представляет собой громоздкую задачу. Здесь необходимо решать сложную систему уравнений радиационной газовой динамики, требующую при численной реализации больших затрат машинного времени. Поэтому важным является создание на основе имеющихся численных результатов методик определения лучистых потоков к пространственным и осесимметричным телам, не требующих решения сложной системы уравнений. При этом можно использовать тот факт, что при сверхзвуковом обтекании тел с заданной скоростью распределение относительных лучистых тепловых потоков по их поверхности универсально, т. е. практически не зависит от размеров и формы тела, а также от высоты полета [1, 2].

Для осесимметричных тел оно может быть аппроксимировано аналитической функцией от угла наклона тела  $\theta_w$  или от угла наклона  $\theta_s$  головной ударной волны к набегающему потоку. При обтекании же пространственных тел, как показали расчеты [2], универсальность имеет место лишь в зависимости от  $\theta_s$ . Значение  $\theta_s$  в том или ином сечении пространственного ударного слоя очень слабо зависит от характерного размера тела, скорости и высоты полета. Поэтому значения величин  $\theta_s$  для пространственного тела определенной формы, обтекаемого равномерно реагирующим излучающим газом, могут быть получены из решения задачи об адиабатическом течении около тела такой же формы совершенного газа при какой-либо одной скорости движения.

Еще раз подчеркнем, что для осесимметричного обтекания наличие однозначной зависимости  $q_w(\theta_w)$  позволяет обойтись и без этих расчетов. Для определения абсолютных значений лучистых потоков к телу необходимо иметь данные об их величинах в критическую точку затупленных тел.

В данной работе, являющейся продолжением [2], рассчитывалось обтекание осесимметричных и пространственных тел различной формы (сферы, гиперболоида, параболоида, осесимметричных и пространственных эллипсоидов, тел вращения степенной формы) в диапазоне скоростей  $V_\infty = 10-18$  км/с, высот полета в атмосфере Земли  $H = 40-80$  км и характерных размеров 0,01—20 м. Для коэффициента поглощения использовалась восьмиступенчатая модель [3].

В результате проведенных численных расчетов установлено, что для всех рас-



Фиг. 1

смотренных осесимметричных тел с конечным радиусом кривизны  $R$  в критической точке значение лучистого теплового потока в эту точку  $q_{w0}$  при фиксированных  $V_\infty$ ,  $H$  определяется значением  $R$  и не зависит от формы тела.

На фиг. 1 сплошными линиями представлены величины  $\lg q_{w0}(\lg R)$  при обтекании сфер с радиусом  $R$  ( $q_{w0}$  — в эрг/см<sup>2</sup>с,  $R$  в м). Значения высоты  $H$  и скорости полета  $V_\infty$  для различных кривых следующие: кривая 1 —  $H=40$  км,  $V_\infty=14$  км/с; 2 —  $H=40$  км,  $V_\infty=12$  км/с; кривые 3–9 —  $H=65$  км,  $V_\infty=18, 17, 15, 13, 12, 11, 10$  км/с соответственно; кривая 10 —  $H=80$  км,  $V_\infty=12$  км/с. Здесь же условными значками 11–15 даны значения  $q_{w0}$  при обтекании эллипсоидов вращения с отношением полуосей  $b/c=0,894; 0,8; 0,727; 0,6; 0,5$  соответственно ( $c$  — размер полуоси эллипсоида, направленной вдоль оси  $z$  навстречу потоку,  $b$  — размер полуоси, лежащей в перпендикулярной плоскости). Цифра 16 относится к параболоиду вращения с уравнением  $y=z^{0,5}$ , а 17 демонстрирует результаты [1] по обтеканию сферы с  $R=1$  и 2 м при  $H=65$  км,  $V_\infty=12$  км/с. Для пространственных эллипсоидов в качестве  $R$  брались значения  $R=\sqrt{R_1 R_2}$ , где  $R_1, R_2$  — главные радиусы кривизны в критической точке. Цифры 18, 19 соответствуют обтеканию пространственных эллипсоидов на высоте  $H=65$  км,  $V_\infty=12$  и 15 км/с и  $R=0,8$  м ( $a=0,8$  м,  $b=c=1$  м;  $a=0,727$  м,  $b=1,1$  м,  $c=1$  м). Точка 18 совпадает на фиг. 1 с точкой 11.

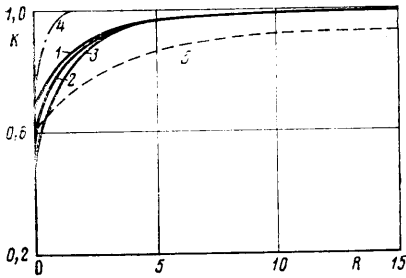
Изучалось также обтекание осесимметричных тел степенной формы, описываемых уравнением  $y=Az^\alpha$ . Рассматривались  $0 < \alpha < 0,5$ , при которых радиус кривизны тела в критической точке равен бесконечности. В этом случае для нанесения значения  $q_{w0}$  на фиг. 1 следует использовать в качестве  $R$  радиус сферы, у которой отход ударной волны на критической линии такой же, как у степенного тела. Цифрами 20, 21 на фиг. 1 отмечены точки, соответствующие обтеканию степенных тел с  $\alpha=0,3$  и  $0,05$ ,  $A=1$  м<sup>1- $\alpha$</sup> ,  $H=65$  км,  $V_\infty=15$  км/с.

Сильные радиационные потоки вызывают испарение материала тела и появление тонкого слоя паров у его поверхности. В соответствии с [4] можно приближенно смоделировать ослабление лучистого потока тепла слоем паров, приняв, что одна часть потока, соответствующая длинам волн  $\lambda < 10^{-7}$  м, полностью в нем поглощается, другая же проходит без ослабления.

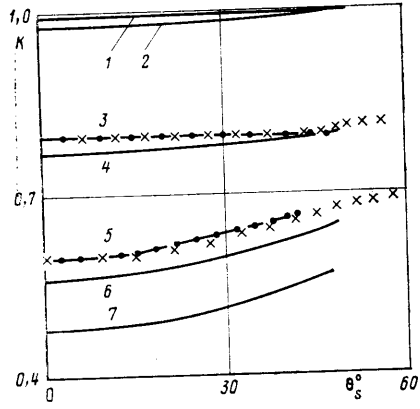
Результаты такого приближенного рассмотрения представлены на фиг. 2, где дан коэффициент пропускания  $K=q_{w0}^e/q_{w0}$  в зависимости от  $R$  для разных значений  $H$  и  $V_\infty$ . Здесь  $q_{w0}^e, q_{w0}$  — лучистые тепловые потоки в критическую точку, рассчитанные с учетом экранировки и без нее. Цифры 1–3 соответствуют  $H=65$  км,  $V_\infty=10, 15, 18$  км/с, а 4–5 —  $V_\infty=12$  км/с,  $H=40$  и 80 км.

Эффект экранировки уменьшается с увеличением радиуса сферы (особенно быстро на малых высотах — кривая 4) и, начиная с некоторого  $R$ , перестает играть роль. Анализ результатов полного, т. е. неэкранированного, потока по длинам волн показал, что не только его доля в поглощаемых частотах падает с увеличением радиуса тела, но и сам поток в этих частотах уменьшается, хотя общий поток растет. Этот факт объясняется следующим образом. Увеличение  $R$  приводит к возрастанию оптической толщины ударного слоя, что приводит к интенсивному высвечиванию и падению температуры в области около тела. Холодный газ около поверхности поглощает поток, идущий в этих частотах из нагретой области ударного слоя около скачка, и не дает собственного вклада в него. Аналогичный факт отмечался в [4].

Коэффициент пропускания  $K$  в зависимости от  $\theta_0$  для различных тел показан



Фиг. 2



Фиг. 3

на фиг. 3. Сплошными линиями даны результаты для сфер. Номера кривых и соответствующие значения высоты полета  $H$ , скорости  $V_\infty$  и радиуса сферы  $R$  приведены ниже:

$N$	1	2	3	4	5	6	7
$H$	65	40	65	65	80	80	65
$\bar{V}_\infty$	17	17	12	17	15	17	17
$R$	20	1	1	1	1	1	0,1

Отдельными точками около кривой 3 показаны результаты для пространственного эллипсоида с полуосями  $a=0,8$  с,  $b=c=1$  м,  $H=65$  км,  $V_\infty=12$  км/с. Аналогично обозначены данные около кривой 5 для  $a=0,667$  с,  $b=1,2$  с,  $c=1$  м,  $H=80$  км,  $V_\infty=15$  км/с. Величина  $K$  слабо меняется по обводу для различных размеров и форм рассмотренных тел, высот и скоростей движения и тем самым не нарушает универсальности распределения относительных лучистых тепловых потоков по телу. Слабое изменение по поверхности коэффициента пропускания отмечалось для некоторых тел, движущихся в водородогелиевой атмосфере, в [5].

С целью выяснения зависимости величины и относительных распределений лучистых потоков от используемой модели коэффициента поглощения были проведены расчеты с использованием двухступенчатых моделей [6, 7]. На фиг. 4 представлены зависимости относительного теплового потока  $q=q_w(\theta_s)/q_{w0}$  от угла  $\theta_s$  при обтекании сферы с  $R=1$  м,  $H=65$  км,  $V_\infty=10$  и 15 км/с (кривые 1 и 2 соответственно). Сплошные линии соответствуют восьмиступенчатой модели коэффициента поглощения, а штриховые и штрихпунктирные — двухступенчатым моделям. Все модели дают близкие результаты, т. е. универсальная зависимость относительных тепловых потоков сохраняется, хотя абсолютные значения потоков различаются довольно сильно.

Результаты многочисленных расчетов, проведенных в данной работе, а также других работ [1, 2, 8], посвященных обтеканию тел с излучением, свидетельствуют о существовании универсальной зависимости для тел различных размеров. Как было показано выше, эта зависимость одинакова для двух- и восьмиступенчатой модели коэффициента поглощения. С помощью первой модели как более простой можно попытаться объяснить физические причины универсальности кривой  $q(\theta_s)$  при изменении размеров тел.

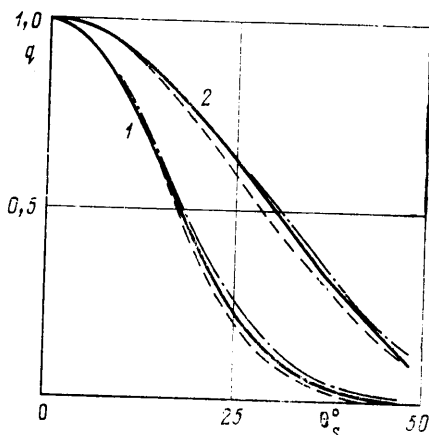
Рассмотрим случай, когда влияние излучения на газодинамику мало и можно рассматривать лучистые потоки на адиабатическом газодинамическом фоне. Распределение относительных радиационных тепловых потоков по поверхности тела можно записать в виде

$$q(\theta) = (q_1 + q_2) \delta / (q_1 + q_2) \delta_0 \quad (1)$$

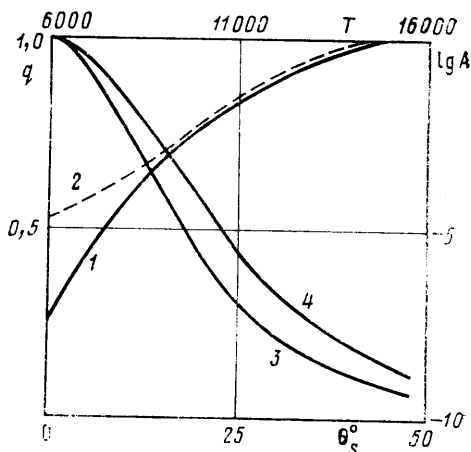
Здесь данные с индексами 0 и  $\theta$  относятся к сечениям ударного слоя при  $\theta_w=0$  и  $\theta$ . При очень малых размерах ударный слой для обеих ступеней является оптически тонким, поэтому  $q_i = B_i k_i' \delta^2 \pi$  ( $i=1, 2$ ). При этом  $B_i k_i'$  вычисляются при средних значениях температуры и давления в соответствующем сечении ударного слоя толщиной  $\delta$ . При малых размерах преобладающим является поток в первой ступени ( $B_1 k_1' \gg B_2 k_2'$ ) и выражение (1) примет вид ( $i=1$ )

$$q(\theta) = (B_1 k_1') \delta \delta_0 / (B_1 k_1') \delta_0 \delta \quad (2)$$

Увеличение размера тела (при сохранении адиабатичности течения) приводит к насыщению лучистого потока в первой ступени (она становится оптически толстой), в то время как во второй, пока еще оптически тонкой ступени поток продол-



Фиг. 4



Фиг. 5

жает нарастать и становится преобладающим. В этом случае (1) примет вид (2) при  $i=2$ .

Так как  $\delta_\theta/\delta_0$  сохраняется при изменении размера (течение адиабатично), то универсальность распределения  $q(\theta)$  для этих случаев возможна лишь при условии

$$\frac{(B_1 k_1')_\theta}{(B_1 k_1')_0} = \frac{(B_2 k_2')_\theta}{(B_2 k_2')_0} \equiv A \quad (3)$$

На фиг. 5 для примера построены отношения из (3) в зависимости от температуры  $T$ . Средние давление и температура в каждом сечении  $\theta = \text{const}$  соответствуют расчетам обтекания сферы на высоте  $H=65$  км со скоростью  $V_\infty=12$  км/с без учета влияния излучения на газодинамику. Из фиг. 5 видно, что имеет место совпадение отношений из (3) в интервале температур от 9000 до 15000 К, что и приводит к сохранению вида кривой в этих случаях. Если бы поведение функции Планка и коэффициента поглощения не было таким согласованным, то универсальной зависимости могло бы и не существовать. Проверочные расчеты с использованием «нефизических» моделей  $k_\lambda'$  («серый газ», модель Андерсона с переставленными ступенями и др.) показали, что в этих случаях имеется сильное расхождение кривых  $q(\theta)$  при изменении размера.

Для скорости  $V_\infty=9$  км/с температура ударного слоя лежит в диапазоне 6000–8000 К. Как видно из фиг. 5, равенство (3) при этом не имеет места, и при изменении размера должно быть расхождение кривых  $q(\theta)$ . Это подтверждают результаты расчетов при  $H=65$  км и  $R=0,1$  (кривая 3) и 50 м (кривая 4), показанные на фиг. 5.

При меньших скоростях полета ( $V_\infty=6$  и 8 км/с) лучистый поток к телу определяется всегда второй ступенью ( $q_1 \ll q_2$ ). Поэтому расхождение кривых  $q(\theta)$  по размерам снова отсутствует. Когда нет адиабатичности, сохранение вида  $q(\theta)$  при изменении размеров тел и высоты, по-видимому, связано с тем, что относительные распределения газодинамических параметров при этом изменяются слабо.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1970, № 1, с. 154–160.
2. Апштейн Э. З., Варганян Н. В., Сахаров В. И. О распределении лучистых тепловых потоков по поверхности пространственных и осесимметричных тел при сверхзвуковом обтекании их идеальным газом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1986, № 1, с. 92–97.
3. Олстед. Обтекание гладких симметричных тел потоком с селективным излучением.— Ракетная техника и космонавтика, 1971, т. 9, № 1, с. 147–158.
4. Кондрани Т. В., Кузьминский И. Н. Исследование экранировки селективного излучения в пограничном слое.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 5, с. 71–77.
5. Гершбейн Э. А., Гольдин В. Д., Тирский Г. А., Чупнин В. М. О расчете пространственного обтекания затупленных тел с интенсивно испаряющейся поверхностью гиперзвуковым потоком селективно излучающего газа.— В кн.: Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск, 1982, т. 13, № 1, с. 56–66.
6. Андерсон. Тепловой поток от сжатого слоя вязкого излучающего несерого газа.— Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 8, с. 169–172.

7. Брыкин М. В. Приближенная методика расчета распределения радиационных потоков по поверхности затупленных тел при гиперзвуковом обтекании. — *Теплофизика высоких температур*, 1980, т. 18, № 3, с. 562–566.
8. Пиллюгин Н. Н., Тирский Г. А. Основы динамики излучающего газа. М.: Изд-во МГУ, 1979. 147 с.

Москва

Поступила в редакцию  
2.VII.1985

УДК 533.6.011.72:534.222.2

## О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ В ГРАВИТИРУЮЩЕМ ШАРЕ С ПОСЛЕДУЮЩИМ РАЗЛЕТОМ В ПУСТОТУ

ГОЛУБЯТНИКОВ А. Н., ЧИЛАЧАВА Т. И.

В звездах, в массивных галактических облаках может происходить детонация легких элементов, содержащихся во внешних слоях, например при гравитационном коллапсе ядра, сопровождающемся инициирующим детонацию нейтринным излучением [1–3]. При этом обычно основное внимание уделяется физическим процессам, связанным с термоядерными реакциями и распространением излучения, и в меньшей степени — газовой динамике в целом.

В [4] рассмотрена сферически-симметричная автомодельная задача об адиабатическом движении гравитирующего совершенного газа при наличии детонационной волны, возникающей в результате неоднородного гравитационного коллапса газа при нулевом начальном давлении или при разрушении положения равновесия.

В настоящей работе рассматривается неавтомодельная задача о центральном взрыве, сопровождающемся детонацией, однородного гравитирующего газового шара. Для решения задачи применяется асимптотический метод тонкого ударного слоя, предложенный Г. Г. Черным и связанный с малым параметром  $\varepsilon = (\gamma_2 - 1) / (\gamma_2 + 1)$  [5]. Для применимости метода вплоть до выхода детонационной волны на поверхность тела величины энергии взрыва и удельного тепловыделения на разрыве предполагаются соответственно порядков  $1/\varepsilon^2$  и  $1/\varepsilon$  по сравнению с параметрами начального состояния. Используемый метод малого параметра позволяет также описать процесс разлета основной массы газа в пустоту. Вычислены первые приближения для закона движения и термодинамических характеристик среды.

В работе [6] этим методом дано приближенное решение неавтомодельной задачи о сильном точечном взрыве в однородной негравитирующей газообразной горючей смеси.

1. Будем использовать уравнения адиабатического сферически-симметричного движения гравитирующего совершенного газа в лагранжевой форме

$$\ddot{r} + 4\pi r^2 p' + \frac{km}{r^2} = 0, \quad \dot{r} \equiv \frac{\partial r}{\partial t}, \quad p' \equiv \frac{\partial p}{\partial m} \quad (1.1)$$

$$p = (\gamma - 1) f(m) \rho^\gamma, \quad \rho = \frac{1}{4\pi r^2 r'}, \quad r' \equiv \frac{\partial r}{\partial m}$$

Функция  $f(m)$  связана с распределением энтропии по лагранжевой координате  $m$ ,  $k$  — гравитационная постоянная,  $\gamma$  — показатель адиабаты.

В качестве начальных данных рассмотрим точное решение задачи о равновесии однородного гравитирующего газового шара, где гравитационная постоянная, плотность и радиус шара приняты за основные единицы измерения

$$r = \left( \frac{3m}{4\pi} \right)^{1/3}, \quad p = \frac{2\pi}{3} (1 - r^2), \quad \rho = 1 \quad (1.2)$$

Интегральное уравнение энергии для слоя газа, заключенного между поверхностями  $m=0$  и  $M(t)$ , имеет вид

$$T + U + V = E + \int_0^t \left[ M \left( \frac{\dot{r}^2}{2} + \frac{p}{(\gamma_1 - 1)\rho} - \frac{M}{R} + Q \right) - 4\pi R^2 \dot{r} p \right]_1 dt \quad (1.3)$$

$$T = \frac{1}{2} \int_0^M \dot{r}^2 dm, \quad U = \frac{1}{\gamma_2 - 1} \int_0^M \frac{p}{\rho} dm, \quad V = - \int_0^M \frac{m dm}{r}$$

Здесь  $T$ ,  $U$ ,  $V$  — кинетическая, внутренняя и потенциальная энергии газа,  $Q$  — энергия, выделяющаяся при сгорании единицы массы газа,  $E$  — энергия взрыва,  $m =$