

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ НА СФЕРЕ И СФЕРИЧЕСКОМ ПРИТУПЛЕНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТЕЛА

И. Ф. ЗАВАРЗИНА

(Москва)

Излагаются результаты экспериментальных исследований локального теплообмена на сфере и сферическом притуплении осесимметричных тел в потоке газа низкой плотности. Данные получены в области чисел Маха от 3.3 до 8 при числах Рейнольдса от 5 до $2.6 \cdot 10^3$.

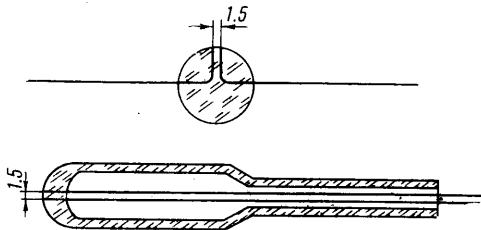
Обозначения: r — радиус притупления, u — скорость, ρ — плотность, μ — коэффициент вязкости, λ — коэффициент теплопроводности, a — коэффициент температуропроводности, γ — удельный вес, c — теплоемкость, T_w' — температура поверхности тела, T_0 — температура адиабатически заторможенного газа, T_w — температурный фактор, R_1 — число Рейнольдса, S — число Стантона, q — удельный локальный тепловой поток, τ — время, α — коэффициент аккомодации

$$R = \frac{\rho r u}{\mu}, \quad T_w = \frac{T_w'}{T_0}, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v}, \quad k^2 = \frac{R_1}{M^2 \kappa c_*}, \quad c_* = \frac{\mu_* T_1}{\mu_1 T_*}, \quad T_* = \frac{T_0 + T_w}{2}$$

Индексы 1 и 2 соответствуют параметрам перед и за прямым скачком.

1. Исследования проводились в вакуумной аэродинамической трубе. Рабочие потоки создавались с помощью двух конических и двух профилированных сопел. Температура торможения поддерживалась равной $T_0 = 660-700^\circ \text{K}$.

Модели — сферы и полусферы с цилиндром — изготавливались из молибденового стекла (фиг. 1). Датчиком температуры был пленочный термометр сопротивления, чувствительным элементом которого являлась платиновая пленка толщиной $\delta \approx 0.1-0.2$ мк. Пленка, нанесенная на предварительно отшлифованную поверхность модели, находилась в контакте с двумя вваренными молибденовыми проводниками толщиной 0.5 мм. Тарировка термометров сопротивления от 20 до 100°C проводилась до и после эксперимента, в результате чего обрабатывались только те эксперименты, у которых сохранялся наклон тарировочной зависимости и величина сопротивлений.



Фиг. 1

Определение локальных тепловых потоков к исследуемым телам осуществлялось нестационарным методом.

Для проведения экспериментов использовалось специальное приспособление, позволявшее в нужный момент вводить и выводить из потока исследуемую модель. Модель, введенная после установления стационарного истечения, пребывала в потоке не более 1—1.5 сек. За это время она изменяла свою температуру примерно на $5-10^\circ$, что давало возможность пренебрегать лучистым тепловым потоком.

В экспериментах использовалась мостовая схема. В случае больших сигналов, де требующих усиления, применялся мост постоянного тока МОП-57. В опытах при низких числах R_1 приходилось пользоваться мостом переменного тока. В данном случае датчик подключался к одному из выносных плеч входной мостовой схемы усилителя ДУ-2. Для записи сигнала в обоих случаях использовался осциллограф ОТ-24.

Полученная в результате эксперимента кривая $T_w = f(\tau)$ могла быть в силу малой толщины датчика интерпретирована как зависимость температуры поверхности модели в определенной точке от времени.

Кривая $T_w = f(\tau)$ использовалась в качестве граничного условия для уравнения теплопроводности

$$c\gamma(\partial T / \partial \tau) = \text{div}(\lambda \text{grad } T) \quad (1.1)$$

Оценка ошибки за счет перетечки тепла по стеклу с учетом малого времени показала, что обусловленная этим явлением погрешность эксперимента чрезвычайно мала.

Принятые предположения дают возможность решение уравнения (1.1) свести к одномерной задаче для полуограниченного тела с граничными условиями первого

рода ($T_w = f(\tau)$). Следовательно, уравнение теплопроводности примет вид

$$\frac{\partial T(y, \tau)}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (1.2)$$

где y — «глубина» слоя (положительное направление в «тело» модели).
Крайевые условия задачи

$$T(y, 0) = T_{w0}, \quad T(0, \tau) = f(\tau), \quad T_y'(y, \tau) = 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty \quad (1.3)$$

В результате решения этой задачи тепловой поток, подошедший к телу, выразится формулой [1]

$$q = -\frac{\lambda}{2\sqrt{\pi a}} \int_0^\tau f(\lambda) \frac{d\lambda}{(\tau - \lambda)^{3/2}} = -\frac{\lambda}{2\sqrt{\pi a}} \int_0^\tau \frac{f(\tau - \lambda) d\lambda}{\lambda^{3/2}} \quad (1.4)$$

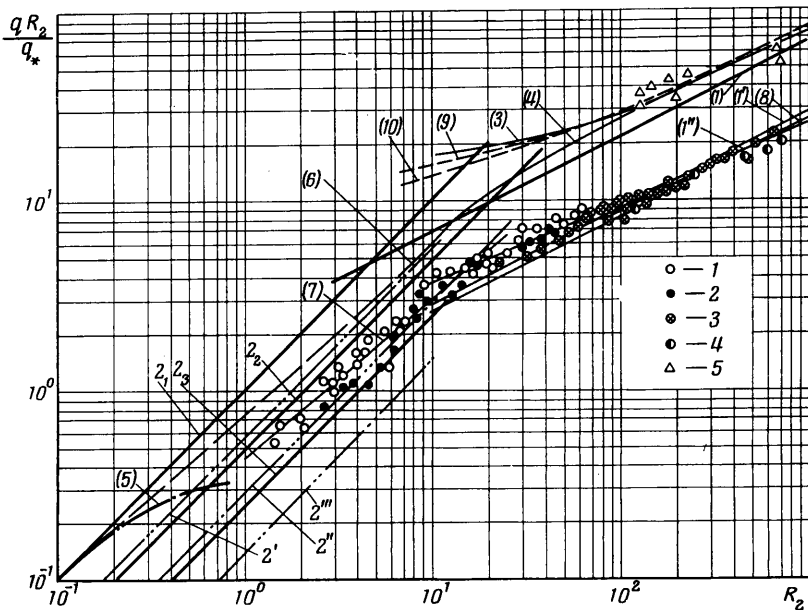
Это соотношение может быть приближенно представлено в виде [2]

$$q_n = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi a \Delta \tau}} \left[2t_n + \sum_{j=1}^{n-1} t_{n-j} (2\sqrt{j} - 1 - 4\sqrt{j} + 2\sqrt{j+1}) \right] \quad (1.5)$$

$$t_n = T_{wn} - T_{w0}$$

Здесь n — число участков разбиения $f(\tau)$, номер участка; $\Delta \tau$ — интервал разбиения (в данных экспериментах $\Delta \tau = 0.02$ сек); λ и a — коэффициенты теплопроводности и температуропроводности подложки.

Графическая запись функции $T(0, \tau) = f(\tau)$ на осциллограмме начиналась доведения модели в поток. В расчет закладывался тепловой поток, соответствующий тому моменту времени, когда наступало квазистационарное состояние процесса.



Фиг. 2

2. Локальный тепловой поток в окрестности критической точки сферы или полусферы определялся на 10 моделях. Модель сферы, имевшая один температурный датчик (фиг. 1), крепилась на подвижной державке. Благодаря повороту державки датчик мог фиксировать изменение температуры по времени в различных точках передней полусферы ($\theta = \pm 90^\circ$).

На фиг. 2 экспериментальные результаты представлены в виде зависимости $R_2 q / q_*$ от R_2 , где $q_* = \frac{1}{2} \rho_1 u_1^3$ — тепловой поток в критической точке свободно-молекулярного обтекания при $M \rightarrow \infty$, $T_w \rightarrow 0$ и $\alpha = 1$.

Так, 1, 2, 3, 4 соответствуют изменению числа M в следующих диапазонах: 4.39—5.27, 6.56—7.96, 3.37—4.08, 7.49—7.9.

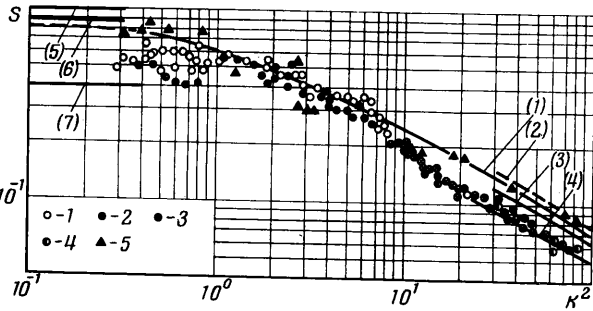
Как видно из рассмотрения фиг. 2, экспериментальные точки, полученные при $R_2 = 2 \cdot 10^2 - 10^3$, согласуются с теорией ламинарного пограничного слоя [3]; кривые (1') и (1'') соответствуют следующим значениям параметров: $M = 7$, $T_w = 0.43$ и $M = 5$, $T_w = 0.43$.

При уменьшении числа R_2 от $2 \cdot 10^2$ до 10 экспериментальная зависимость проходит заметно выше (1') и (1''). В районе $R_2 \approx 10$ она пересекает (1') и (1''), приближаясь по направлению к прямым 2', 2'' и 2''', соответствующим свободно-молекулярному течению [4] при $\alpha = 1, 0.5, 0.25$ для $M = 6$, $T_w = 0.43$.

После обработки экспериментальных результатов методом наименьших квадратов удалось зависимость $q R_2 / q_*$ от R_2 получить в виде двух пересекающихся кривых (7) и (8)

$$q R_2 / q_* = 0.43 R_2^{0.85},$$

$$q R_2 / q_* = 1.33 R_2^{0.43}$$



Фиг. 3

Расслоения экспериментальных точек по числу M не наблюдается.

На фиг. 2 представлены также теоретические и экспериментальные решения, полученные в различных областях газодинамических течений при $M \rightarrow \infty$ и $T_w \rightarrow 0$; кривая (1) соответствует теории погранслоя [3], кривые (2₁, 2₂, 2₃) — теории свободно-молекулярного течения [4] при значениях $\alpha = 1, 0.5, 0.25$, кривая (3) — теории вязкого слоя [3], кривая (4) — теории начала смешанного слоя [5], кривая (5) — теории первых столкновений [6], кривая 6, интерполяционная кривая, предложенная в работе [8], кривые (9) и (10) представляют собой аппроксимацию погранслоя третьего и второго порядка [7], точки 5 — экспериментальные данные работы [8], соответствующие значениям $M = 17-24$ и $T_w = 0.1-0.12$.

Качественное сравнение теоретических решений [3-7] с экспериментальными результатами показывает, что приближения, на которых основаны указанные теории, можно полагать правомерными лишь в узких областях течения.

На фиг. 3 экспериментальные результаты представлены в виде зависимости числа Стантона S от k^2 . Точки 1, 2, 3, 4 соответствуют изменению числа M в указанном выше диапазоне: 4.39—5.27, 6.56—7.96, 3.37—4.08, 7.49—7.9. На этом же графике приведены экспериментальные точки 5, соответствующие числу $M = 17-24$, $T_w = 0.1-0.12$, взятые из работ [9, 10], а также экспериментальная зависимость (2), получения [11, 12] при $M = 8.0, 5.7$, $T_0 = 1280, -1170^\circ \text{K}$.

Сравнение экспериментальных результатов, обработанных в виде зависимости числа S от k^2 , с теоретической кривой (1) работы [13] (теория тонкого ударного слоя, $M \rightarrow \infty$, $T_w \rightarrow 0$) и с экспериментальными данными [9, 10] приводит к выводу о том, что в диапазоне значений $k^2 = 1-10$ нет расслоения по температурному фактору T_w и по числу M .

В области изменения k^2 от 10 до 10^2 , где экспериментальные точки ложатся на кривую (4), соответствующую ламинарному пограничному слою при $M = 6$, $T_w = 0.43$ [3], влияние T_w существенно, как и в сплошной среде. Экспериментальные точки, полученные в области наибольшего разрежения ($k^2 < 1$) располагаются на графике фиг. 3 между прямыми (6) и (7), соответствующими свободно-молекулярному течению при $M = 6$, $T_w = 0.43$, $\alpha = 1$ и 0.5.

Прямая (5) на фиг. 3 соответствует свободно-молекулярному течению при $M \rightarrow \infty$, $T_w \rightarrow 0$ и $\alpha = 1$, кривая (3) — теории ламинарного пограничного слоя для $M \rightarrow \infty$, $T_w \rightarrow 0$.

Из изложенного выше ясно, что представление теплопередачи в переходном режиме течения в виде критериальной зависимости S от k^2 следует считать наиболее предпочтительным.

Результаты по распределению тепловых потоков на передней полусфере представлены в виде зависимости $q / q(0)$ от θ , где $q(0)$ — тепловой поток в критической точке сферы, а θ — полярный угол. На фиг. 4 и 5 даны экспериментальные точки с указанием разброса по числам R_1 . На фиг. 4 экспериментальные точки 1'

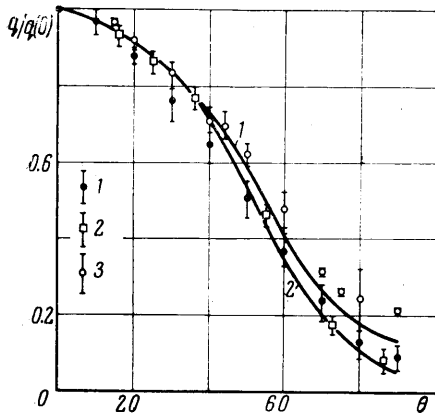
и 2, полученные в данной работе, и точки 3, взятые из работы [14], соответствуют следующим значениям параметров R_1 , M и T_w :

Точки	1	2	3
$R_1 =$	5–25	$5 \cdot 10^{-1} - 1,5 \cdot 10^2$	$4,5 \cdot 10^{-1} - 4,5 \cdot 10^2$
$M =$	4,76–5,27	3,27–4,08	4,0
$T_w =$	~0,43	~0,43	0,5

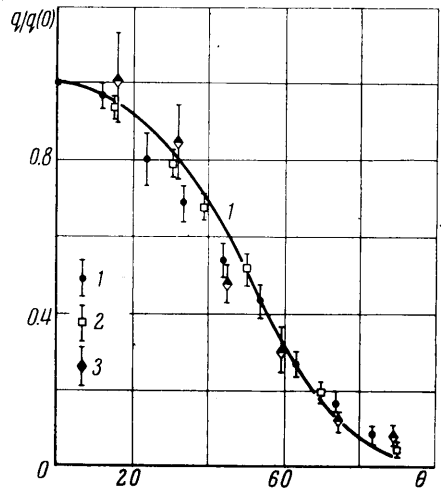
На фиг. 5 экспериментальные точки данной работы 1 и 2 и точки 3, взятые из работы [10], соответствуют следующим значениям R_1 , M и T_w :

Точки	1	2	3
$R_1 =$	$1,5 \cdot 10^{-1} - 6 \cdot 10$	$7,5 \cdot 10^2 - 2,6 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^2 - 3,3 \cdot 10^3$
$M =$	6,74–7,96	7,49–7,9	17–24
$T_w =$	~0,43	~0,43	0,1–0,12

Полученные результаты показали, что распределение $q/q(0)$ по θ для чисел Рейнольдса $R_1 \geq 5 \cdot 10^2$ близко по своему характеру к аналогичной закономерности



Фиг. 4



Фиг. 5

в сплошной среде [15]. В области чисел $R_1 < 60$ указанная зависимость несколько отличается от континуальной. В области изменения $\theta = \pm 20-45^\circ$ зависимость $q/q(0)$ от θ , полученная в эксперименте, проходит ниже кривых Лиза [15], соответствующих распределению тепловых потоков в ламинарном пограничном слое при $M = 3$ и 5 (фиг. 4, кривые 1 и 2) и $M = 7$ (фиг. 5, кривая 1), а в области $\theta = \pm 65-90^\circ$, наоборот, несколько выше.

Приведенные на фиг. 4 экспериментальные результаты работы [14] и на фиг. 5 результаты работы [10] находятся в хорошем соответствии с опытными данными этой работы.

На основе изложенного выше можно сделать вывод, что число Маха и температурный фактор в исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса на распределение локальных тепловых потоков существенного влияния не оказывают.

Поступило 7 VII 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Карслоу Г. и Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., «Наука», 1964.
2. Володина М. В., Демьянов Ю. А., Келлин С. С., Черешнева Н. В. Исследование поверхности стенки за движущейся ударной волной. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 6, стр. 112–116.
3. Фей, Риддел. Теоретический анализ теплообмена в лобовой точке, омываемой диссоциированным воздухом. Сб. ст. «Проблемы движения головной части ракет дальнего действия». М., Изд-во иностр. лит., 1959, стр. 217–256.
4. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

5. Probstein R. F., Kemp N. H. Viscous aerodynamic characteristics in hypersonic rarefied gas flow. *J. Aerospace Sci.*, 1960, vol. 27, No. 3, p. 174.
6. Probstein R. F. Heat transfer in rarefied gas flow. *Theory and Fundament. Res. Heat Trans.*, London — New York — Paris, Pergamon Press, 1963, pp. 33—60.
7. Kao H. C. Hypersonic viscous flow near the stagnation streamline of a blunt body. 1. A test of local similarity. *AIAA Journal*, 1964, vol. 2, No. 11, pp. 1892—1906.
8. Naice S. E., Rutowski R. W., Chan K. K. Stagnation — point heat — transfer measurements in hypersonic low — density flow. *J. Aerospace. Sci.*, 1960, vol. 27, No. 5, pp. 387, 388.
9. Wittliff C. E., Wilson M. R. Low density stagnation point heat transfer in the hypersonic shock tunnels. *ARS Journal*, 1962, vol. 32, pp. 275, 276.
10. Vidal R. J., Wittliff C. E. Hypersonic low density studies of blunt and slender bodies. In: *Rarefied Gas Dynamics*. New York — London, Acad. Press, 1963.
11. Ferri A., Zakkay V. Measurement of stagnation point heat transfer at low Reynolds number. *J. Aerospace Sci.*, 1962, vol. 29, No. 7, p. 847.
12. Ferri A., Zakkay V., Ting L. On blunt — body heat transfer at hypersonic speed and low Reynolds numbers. *Z. Aerospace. Sci.*, 1962, vol. 29, No. 7, p. 884.
13. Cheng H. K. Hypersonic shock layer theory of the stagnation region at low Reynolds member. *Proc. Heat Trans. and Fluid Mech. Inst. (Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1961)*, pp. 161—175.
14. Hickman R. S., Gildt W. H. Heat transfer to a hemisphere — cylinder at low Reynolds numbers. *AIAA Journal*, 1963, vol. 1, No. 3.
15. Лиз Л. Ламинарный теплообмен на тупоносных телах при больших сверхзвуковых скоростях. Сб. ст. «Научные проблемы искусственных спутников», М., Изд-во иностр. лит., 1959, стр. 243—279.

РЕЛАКСАЦИЯ И НЕРАВНОВЕСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗА УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОЗДУХЕ

М. Б. ЖЕЛЕЗНЯК, А. Х. МНАЦАКАНЯН, И. Т. ЯКУБОВ
(Москва)

Рассматривается релаксация за ударными волнами в воздухе при скоростях от 8 до 12 км/сек. Получены профили параметров газа за фронтом. Вычислены населенности излучающих состояний атомов и молекул. Найден спектральный распределение излучения зоны релаксации. В ряде интервалов спектра интенсивность излучения проходит через максимум, превышающий равновесный уровень. Проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными в ударных трубах. Вычислены лучистые потоки тепла от зоны релаксации. Проведены оценки вклада этого излучения в радиационный нагрев затупленных тел при гиперзвуковом обтекании.

Кинетика релаксационных процессов за сильными ударными волнами в воздухе изучалась в ряде работ [1—4]. Были выяснены процессы, определяющие ход химической и ионизационной релаксации, вычислены времена релаксации. Получено удовлетворительное согласие с экспериментом [5, 6]. Однако вопрос о характере излучения неравновесной плазмы (неравновесного излучения) остался открытым, так как его решение требовало более детального рассмотрения задачи.

Интерес к неравновесному излучению в значительной степени связан с радиационным нагревом при гиперзвуковом обтекании. После экспериментального обнаружения максимума неравновесного излучения [7] предполагалось, что неравновесные лучистые потоки могут значительно усилить аэродинамический нагрев. Эта возможность многократно обсуждалась в литературе. Однако предложенные рецепты расчета неравновесного излучения [7—10] основываются на отрывочных сведениях об отдельных процессах и не описывают всей совокупности наблюдаемых явлений.

Причины появления максимума излучения за сильными ударными волнами и его исчезновения с ростом скорости волны V , рассматривались в [11, 12]. Появление максимума излучения связано с тем, что температура электронов T_e в зоне релаксации превышает температуру газа в равновесии. Эти работы носят скорее качественный характер, так как в них не были учтены все важные процессы. Расчет T_e должен проводиться с учетом обмена энергии электронов со всеми компонентами плазмы в тесной взаимосвязи с расчетом температуры колебаний молекул [3].

В первых двух разделах данной работы записываются уравнения молекулярной и ионизационной релаксации, приводятся значения скоростей основных процессов. В третьем разделе обсуждаются начальные условия, определяемые состоянием газа перед фронтом. В четвертом разделе приведены результаты расчета кинетики релаксации. Пятый и шестой разделы посвящены расчету излучения неравновесной зоны в атомарных линиях и молекулярных полосах. Проводится сопоставление с экс-