

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронницын А. А. Об одном методе численного решения некоторых нелинейных задач аэрогидродинамики. Тр. III Всесоюзн. матем. съезда, М., Изд-во АН СССР, т. 2, 1956, с. 78; т. 3, 1958, с. 447—453.
2. Базжин А. П. Расчет течения около нижней поверхности треугольных крыльев при больших углах атаки. Инж. ж., 1964, т. 4, вып. 2, с. 242—246.
3. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания верхней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1962, т. 2, № 2, с. 278—289.
4. Бабаев Д. А. Численное решение задачи обтекания нижней поверхности треугольного крыла сверхзвуковым потоком. Ж. вычисл. матем. и матем. физики, 1962, т. 2, № 6, с. 1086—1101.
5. Мельников Д. А. Обтекание сверхзвуковым потоком плоской треугольной пластины. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 6, с. 33—39.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧИСЕЛ МАХА
И РЕЙНОЛЬДСА НА СТРУКТУРУ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА
РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ ПЕРЕДНЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ
ТОЧКИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА**

А. В. ИВАНОВ

(Москва)

Использование явления рассеяния электронов из коллимированного пучка на молекулах газа, присутствующих в исследуемом объеме, позволяет определить поле локальных плотностей в потоке разреженного газа [1, 2]. При помощи этого метода было показано [2], что при обтекании затупленного тела сверхзвуковым потоком воздуха с низкой плотностью структура течения перед последним существенно отличается от структуры континуального обтекания. В частности, было найдено, что значительная часть возмущенной области перед обтекаемым телом заполнена расплывшейся ударной волной. Толщина последней d , согласно измерениям [2—5], составляет несколько длин свободного пробега λ_∞ в набегающем потоке, что существенно больше длины свободного пробега λ_s за прямым скачком. Данный результат показывает, что оценки Пробстина [6], использующие предположение $d \approx \lambda_s$, являются несправедливыми.

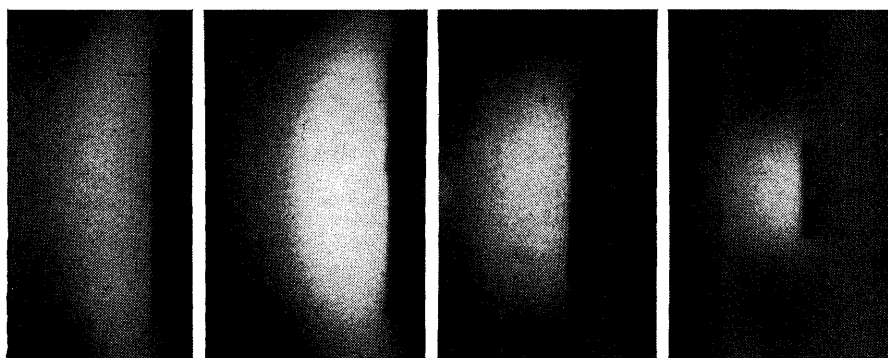
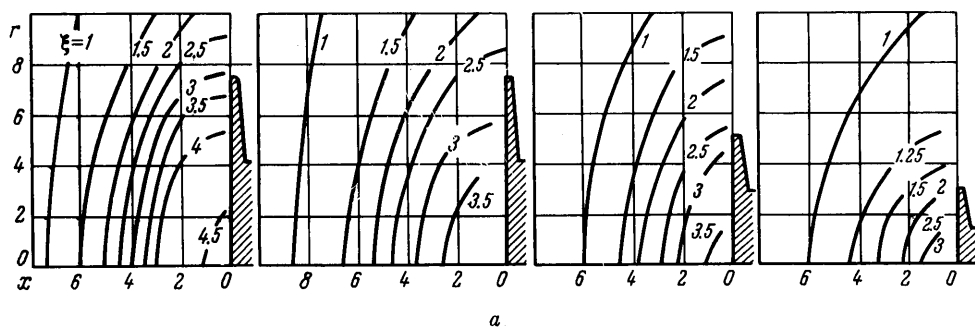
Модель	r_0 мм	M	R_∞	λ_{∞} мм	Δ/λ_∞
1 Диск	7.5	3.75—3.8	52	0.82	5.14
	7.5		35	1.2	3.56
	5		24	1.2	2.37
	2.5		12	1.2	1.19
2 Сфера	7.5	3.7—3.8	100	0.4	3.3
	7.5		52	0.82	1.65
	7.5		35	1.2	1.17
3 Сфера	7.5	2.6	90—100	0.33	6
	7.5	3.7		0.4	3.9
	5.3	5.8		0.5	2.34

При использовании экспериментального результата $d \approx \lambda_\infty$ сравнение толщин пограничного слоя δ и ударной волны d приводит к выводу, что при переходном режиме течения нельзя пренебрегать толщиной d . Более того, толщина ударной волны увеличивается быстрее толщины пограничного слоя при уменьшении плотности набегающего потока, и следует ожидать, что в некоторый момент величины d и δ обе окажутся сравнимыми с величиной континуального отхода Δ ударной волны от тела. Состояние газа в окрестности передней критической точки затупленного тела должно при этом существенно зависеть от физических процессов, происходящих в ударной волне, и механизм обтекания на самом деле является более сложным, по сравнению с моделью, предложенной в работе [6].

Для исследования изменения характера обтекания затупленного тела при уменьшении плотности набегающего потока в настоящей работе экспериментально определялись поля плотности перед круглым диском и сферой при различных режимах

течения. Температура моделей примерно равнялась температуре торможения, и, следовательно, моделировались условия обтекания теплоизолированного тела. Число Кнудсена варьировалось путем изменения числа Маха M , и числа Рейнольдса R_∞ .

Были проведены три серии измерений. В первых двух сериях соответственно для диска и сферы исследовалось изменение картины течения при изменении числа Рейнольдса, но при постоянном числе Маха $M = 3.7-3.8$. В третьей серии при обтекании сферы, наоборот, оставалось постоянным число Рейнольдса $R_\infty = 90-100$,



б

Фиг. 1. Поля плотности и визуализация течения перед диском при $M = 3.75-3.8$; $R_\infty = 52, 35, 24, 12$

а число Маха менялось в диапазоне $2.6 \leq M \leq 5.8$. В таблице приведены конкретные параметры каждого эксперимента указанных серий.

Число R_∞ рассчитывалось по условиям набегающего потока и радиусу тела r° . При нахождении коэффициента вязкости и длины свободного пробега использовалась молекулярная модель Леннарда — Джонса [7].

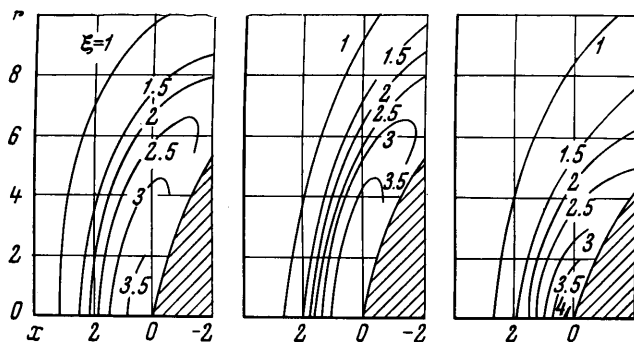
Эксперименты проводились на аэродинамической трубе низкой плотности [8]. Число M потока определялось при помощи измерений насадком полного напора [8]. Изоэнтропическое ядро разреженного сверхзвукового потока во всех случаях имело размер от 20 до 25 мм. Температура воздуха в ресивере во всех случаях была комнатной.

Поля плотности определялись при помощи метода электронного зонда [1, 2]. Основными элементами аппаратуры [2] являлись электронная пушка и детектор электронов (цилиндр Фарадея), установленные по обе стороны осесимметричного газового потока на общем координатнике, который мог смещать полученную таким образом систему источник — детектор вдоль оси сопла (ось x) и вверх — вниз (ось y). Электронный пучок, проходящий перпендикулярно потоку газа (ось z), рассеивался молекулами этого потока и детектор регистрировал лишь те электроны, которые прошли весь путь без «заметного» отклонения. Апертурный угол детектора составлял величину 10^{-3} рад. Пространственная разрешающая способность метода была равна 0.25 мм. Процесс измерения состоял в нахождении распределения интенсивности электронного пучка $I(x, y)$, регистрируемой детектором в зависимости от координаты y в некотором сечении x исследуемого осесимметричного потока. Распределение локальной плотности $\rho(r, x)$ для этого сечения в зависимости от расстояния

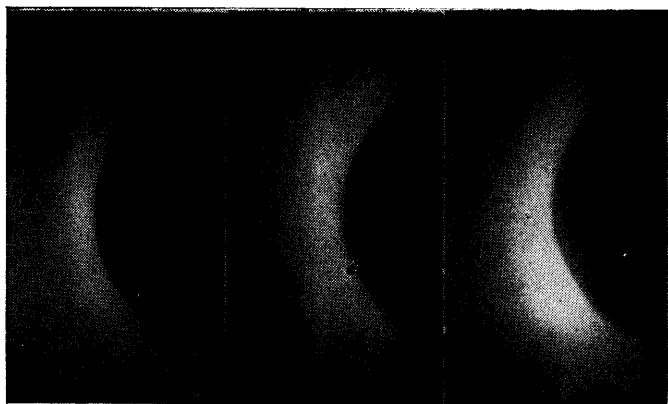
r от оси потока определялось после численного интегрирования выражения [1, 2]

$$\rho(r, x) = \rho_s + \frac{1}{\pi\mu} \int_r^{r_s} \frac{d \ln I(x, y)}{dy} \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (1)$$

в котором ρ_s — плотность вне потока в невозмущенной области барокамеры аэродинамической трубы, μ — массовый коэффициент ослабления электронного пучка.



a



b

Фиг. 2. Поля плотности и визуализация течения перед сферой при $M = 3.7-3.8$; $R_\infty = 100, 52, 35$

Выражение (1) — следствие [2] закона ослабления регистрируемого детектором с очень узкой угловой апертурой тока электронного пучка, который для случая однородного распределения плотности в исследуемом объеме имеет вид

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu r L \quad (2)$$

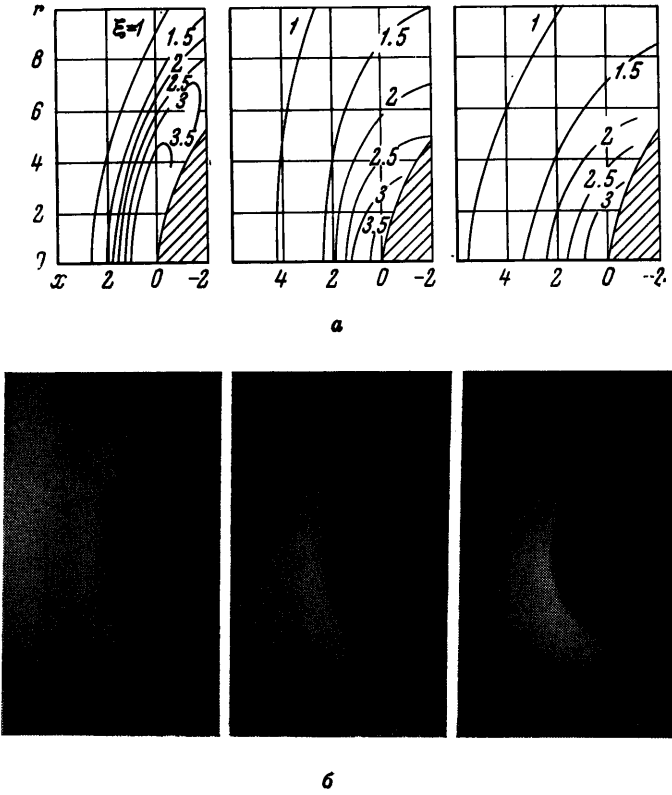
где I_0 — интенсивность электронного пучка на выходе из источника и L — расстояние между источником и детектором. Этот закон ослабления очень хорошо выполняется, когда расстояние L не очень значительно превышает среднюю длину свободного пробега электронов в исследуемом газе [1], т. е. при $\mu r L \leq 1$.

В настоящей работе для обеспечения наилучшей чувствительности метода параметры подбирались так, чтобы обеспечивалось условие $\mu r L \approx 1$. Последнее осуществлялось варьированием величины μ при помощи изменения энергии электронного пучка. Коэффициент ослабления μ находился с использованием выражения (2) по измерениям ослабления электронного пучка в камере с покоящимся воздухом при изменении давления в последней и неизменной температуре. Линейная зависимость $\ln I$ от давления p являлась свидетельством применимости закона ослабления (2). Такая зависимость в этих измерениях была найдена вплоть до таких давлений, при которых на расстоянии L между источником и детектором укладывалось несколько средних длин свободного пробега электронов в исследуемом газе. Измерения

коэффициента μ для воздуха были проведены в диапазоне энергий от 1 до 3 кэв и показали, что для данной геометрии аппаратуры зависимость μ от ускоряющего напряжения V хорошо описывается соотношением $\mu = 7.75 \cdot 10^8 V^{-0.75} \text{ см}^2/\text{г}$ (V в в.).

Максимальная погрешность в определении плотности по формуле (1) составляла от 10 до 15%.

Измерения распределения $I(x, y)$ на достаточном удалении вверх по потоку от затупленного тела позволяло определить распределение плотности $\rho(r, x_\infty)$ в невозмущенном набегающем потоке. Значение плотности ρ_∞ в невозмущенном изэнтропическом ядре потока, найденное при помощи описанного метода, сравнилось



Фиг. 3. Поля плотности и визуализация течения перед сферой при $R_\infty = 90-100$; $M = 2.6, 3.7, 5.8$

с рассчитанным по экспериментально найденному числу M . Показано, что результаты, найденные двумя различными методами, хорошо согласуются.

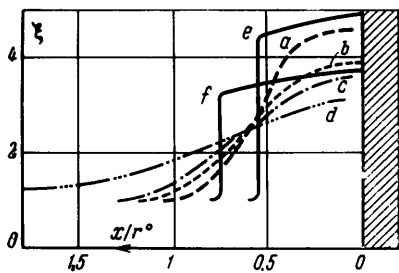
На фиг. 1—3 представлены линии равной плотности $\xi = \rho/\rho_\infty$ в окрестности передней критической точки затупленного тела для трех серий экспериментов, указанных в таблице. Порядок расположения картин течения при различных M и R_∞ такой же, как в таблице и соответствует увеличению числа Кнудсена в направлении слева — направо. По координатным осям отложены расстояния в миллиметрах. Для качественного сравнения с экспериментально найденными полями плотности на этих фигурах в аналогичном порядке показаны фотографии визуализации течения, полученные при помощи метода тлеющего разряда [10].

По фиг. 1—3 можно проследить, как увеличивается размер возмущенной области перед телом при увеличении разреженности набегающего потока. Если при континуальном обтекании величина возмущенной области перед затупленным телом равна континуальному отходу Δ ударной волны, то в свободномолекулярном потоке она определяется длиной свободного пробега отраженных от тела молекул в поле набегающих [11], которая, очевидно, растет с понижением плотности газа.

Результаты, представленные на фиг. 1—3, относятся к переходному режиму течения, при котором механизм континуального обтекания постепенно переходит в механизм дискретных столкновений.

Профили относительной плотности $\xi = \rho/\rho_\infty$ вдоль оси потока для исследованных в настоящей работе обтеканий затупленных тел представлены на фиг. 4—6.

Кроме экспериментальных кривых, на этих фигурах так же показаны положения отошедшей ударной волны при континуальном обтекании. Из этих фигур видно, что, кроме увеличения размера возмущенной области, увеличение числа Кнудсена λ_{∞} / r^0 сопровождается уменьшением плотности $\rho_{\infty 0}$ в окрестности передней критической точки по сравнению с ее значением в континуальном течении.

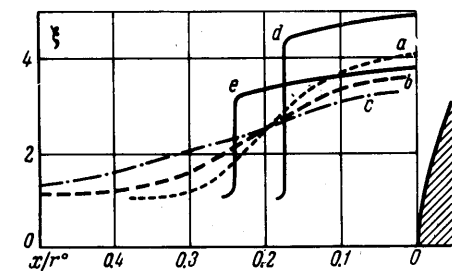


Фиг. 4. Обтекание диска при $M = 3.75 - 3.8$: $a - R_{\infty} = 52$, $b - R_{\infty} = 35$, $c - R_{\infty} = 24$, $d - R_{\infty} = 12$, $e - R_{\infty} = \infty$, $\gamma = 7/5$, $f - R_{\infty} = \infty$, $\gamma = 5/3$

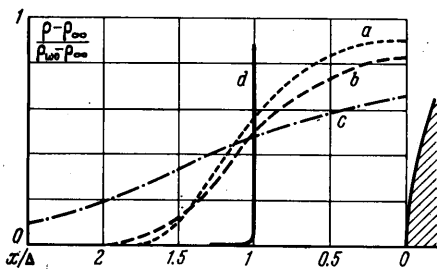
Рассмотрим более подробно случай обтекания диска разреженным потоком с числом $M = 3.75 - 3.8$ и числом R_{∞} , изменяющимся в пределах $12 \leq R_{\infty} \leq 52$ (фиг. 4). При числе $Re_{\infty} = 52$ профиль плотности достаточно четко разделяется на две области: расплывшийся фронт ударной волны и область более медленного сжатия, где градиент плотности невелик, а само значение плотности лишь незначительно меньше величины, соответствующей обтеканию затупленного тела континуальным потоком двухатомного газа.

Длина свободного пробега молекул во второй области существенно меньше размера обтекаемого тела, что позволяет считать течение здесь близким к течению сплошной среды. Толщина пограничного слоя в окрестности передней критической точки, вычисленная согласно методам, справедливым при $R_{\infty} = \infty$ [12], имеет величину $0.4 r^0$, что заметно меньше толщины фронта ударной

волны. Ударная волна и пограничный слой практически не перекрывают друг друга.

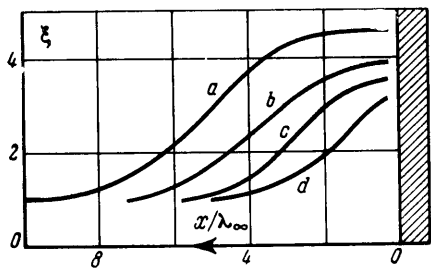


Фиг. 5. Обтекание сферы при $M = 3.7 - 3.8$: $a - R_{\infty} = 100$, $b - R_{\infty} = 52$, $c - R_{\infty} = 35$, $d - R_{\infty} = \infty$, $\gamma = 7/5$, $e - R_{\infty} = \infty$, $\gamma = 5/3$



Фиг. 6. Обтекание сферы при $R_{\infty} = 90 - 100$: $a - M = 2.6$, $b - M = 3.7$, $c - M = 5.8$, $d - R_{\infty} = \infty$, $\gamma = 7/5$

Для обтекания при $R_{\infty} = 35$ и 24 из фиг. 4 можно заключить, что ударная волна заполнила всю возмущенную область перед диском, «поглотив» пограничный слой. Расчет толщины и структуры последнего при помощи известных методов неприменим.



Фиг. 7. $a - R_{\infty} = 52$, $b - R_{\infty} = 35$, $c - R_{\infty} = 24$, $d - R_{\infty} = 12$

Действительно, структура пограничного слоя теперь в значительной мере зависит от процессов в ударной волне, характеризующихся дискретностью среды и большими отклонениями от равновесности. Из фиг. 4 видно также, что при $R_{\infty} = 35$ и 24 измеренное значение плотности $\rho_{\infty 0}$ вблизи передней критической точки оказывается близким к величине, соответствующей обтеканию континуальным потоком одноатомного газа ($\gamma = 5/3$).

При числе $R_{\infty} = 12$ наблюдается исчезновение ударной волны перед затупленным телом. Характерный для ударной волны профиль плотности здесь отсутствует. На фиг. 7 приведены профили плотности для рассмотренного случая обтекания диска при $M = 3.75 - 3.8$ в зависимости от расстояния x / λ_{∞} от передней критической точки, приведенного к длине свободного пробега в набегающем потоке. Аналогичная картина изменения характера течения при уменьшении плотности в набегающем потоке наблюдается для второй и третьей серий экспериментов (фиг. 5 и 6). Интересно отметить, что исчезновение удар-

ной волны перед затупленным телом. Характерный для ударной волны профиль плотности здесь отсутствует.

ной волны перед телом наблюдается во всех случаях, когда длина свободного пробега в набегающем потоке λ_∞ примерно равна величине континуального отхода Δ ударной волны от соответствующего тела.

Несколько более наглядное представление об эволюции сжатого слоя перед заглушенным телом можно получить, если выравнять расстояние от его передней критической точки через локальные длины свободного пробега $\lambda(x)$. Введем переменную

$$\eta = \int_0^x \frac{dx}{\lambda(x)} = \frac{1}{\lambda_\infty} \int_0^x \frac{\rho}{\rho_\infty} \frac{\Omega^{(22)*}(kT/\epsilon)}{\Omega^{(22)*}(kT_\infty/\epsilon)} dx \quad (3)$$

которая представляет собой число локальных длин свободного пробега, укладываемых на отрезке $(0, x)$. В выражении (3) функции $\Omega^{(22)*}(kT/\epsilon)$ получаются при вычислении коэффициента вязкости [7]. Можно считать, что параметр дает грубую оценку числа столкновений, которое некоторая выбранная молекула испытывает η среднем при прохождении ею пути от точки x до точки $x = 0$. Для вычислений по формуле (3) предполагалось, что профиль температуры T подобен экспериментально найденному профилю плотности

$$\frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = \frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_{w0} - \rho_\infty} \quad (4)$$

а для $\Omega^{(22)*}(kT/\epsilon)$ использовались данные работы [7] для потенциала Леннарда — Джонса.

Результаты такой обработки экспериментальных данных для обтекания диска с $M = 3.75 \div 3.8$ и $12 \leq R_\infty \leq 52$ представлены на фиг. 8.

Рассмотрение фиг. 8 позволяет заключить, что при увеличении разреженности обтекающего потока число столкновений, испытываемое молекулой при прохождении ею возмущенного слоя перед телом, постепенно уменьшается. Этот эффект должен привести к тому, что, начиная с некоторого момента, внутренние степени свободы молекул, приходящих в окрестность передней критической точки, не будут успевать устанавливаться в соответствии с температурой поступательного движения. При дальнейшем понижении плотности и поступательные степени свободы не будут достигать своего равновесного состояния.

В условиях настоящих экспериментов ($T_0 \approx 300^\circ \text{K}$) могли возбуждаться лишь поступательные и вращательные степени свободы. Считая последние инертными степенями свободы и предполагая, что активные поступательные степени свободы полностью приходят в равновесие в передней критической точке, можно найти состояние газа в этой точке для случая полной заморозки вращательной температуры. Состояния газа в ресивере, в набегающем потоке и в передней критической точке для такого течения можно выразить в виде двойного равенства

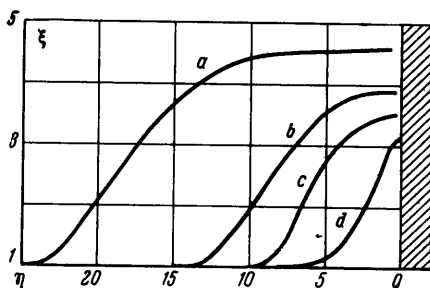
$$c_p T_0 = c_{pt} T_\infty + c_{vr} T_\infty + \frac{1}{2} u^2 = c_{pt} T_{w0} + c_{vr} T_\infty \quad (5)$$

Здесь u и T_∞ — скорость и температура в набегающем потоке, c_{pt} — удельная теплоемкость при постоянном давлении для газа, обладающего только поступательными степенями свободы, c_{vr} — удельная теплоемкость, соответствующая вращательным степеням свободы двухатомного газа, $c_p = c_{pt} + c_{vr}$. В выражении (5) предположено также, что переход газа от состояния в ресивере к состоянию в набегающем потоке совершается равновесным образом.

С другой стороны, для потоков с высокой плотностью, когда столкновений достаточно много и вращения успевают релаксировать к своему равновесному состоянию, соотношения (5) имеют вид

$$c_p T_0 = c_{pt} T_\infty + c_{vr} T_\infty + \frac{1}{2} u^2 = c_{pt} T_0 + c_{vr} T_0 \quad (6)$$

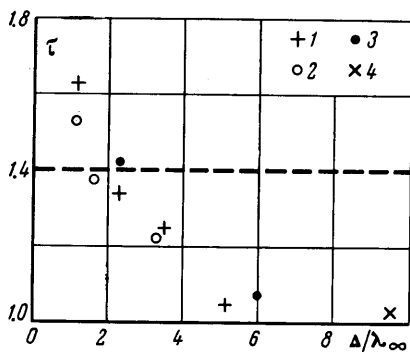
Комбинируя теперь левые и правые части (5) и (6), подставляя вместо c_{pt} и c_{vr} их числовые значения, равные соответственно $\frac{5}{2}R$ и R (R — газовая постоянная), и пренебрегая в правой части (5) величиной $c_{vr} T_\infty$ по сравнению с $c_{vr} T_0$, найдем, что температура газа в окрестности передней критической точки заглушенного тела T_{w0} при заморозке вращательных степеней свободы в 1.4 раза превышает температуру торможения T_0 . При увеличении плотности набегающего потока вращательные



Фиг. 8. $a - R_\infty = 52$, $b - R_\infty = 35$, $c - R_\infty = 24$, $d - R_\infty = 12$

степени свободы начинают возбуждаться при прохождении ими сжатого слоя перед телом, и температура T_{w0} начинает приближаться к T_0 . Наконец, при континуальном течении $T_{w0} = T_0$.

Изменение температуры T_{w0} в окрестности передней критической точки затупленного тела при изменении плотности набегающего потока может быть найдено с использованием уравнения состояния $p_{w0} = R\rho_{w0}T_{w0}$ по измеренным в настоящей работе p_{w0} и результатам измерения p_{w0} при помощи насадков полного напора [8]. Последняя работа выполнялась на той же аэродинамической трубе и с использованием одних и тех же сопел, что и в настоящей работе. Насадки имели форму сфер и цилиндров с плоским торцом. Число R_∞ в этой работе вычислялось по диаметру насадка $2r^0$ и вязкости, найденной по модели Сезерленда с постоянной $C = 114$. Для



Фиг. 9. 1 — первая серия экспериментов (таблица); 2 — вторая серия экспериментов (таблица); 3 — третья серия экспериментов (таблица); 4 — эксперимент для обтекания диска при $M = 6$, $R_\infty = 170$ (см. [2])

наших целей эти числа R_∞ были пересчитаны согласно модели Леннарда — Джонса и отнесены к радиусу r^0 , после чего по известным p_{w0} и ρ_{w0} для одних и тех же M и R_∞ были найдены температуры T_{w0} в передней критической точке тела. Результаты, соответствующие всем экспериментам таблицы, представлены на фиг. 9 в виде зависимости $\tau = T_{w0}/T_0$ от отношения Δ/λ_∞ . Из этой фигуры можно видеть, что отношение T_{w0}/T_0 как для диска, так и для сферы имеет в исследованном диапазоне чисел Кнудсена примерно одно и то же значение при одинаковой величине Δ/λ_∞ . Интересно отметить, что аналогичное поведение обнаруживает измеренная в работе [8] поправка к показаниям насадков полного напора.

Увеличение T_{w0}/T_0 при уменьшении параметра Δ/λ_∞ связано с запаздыванием установления равновесия по вращательным и поступательным степеням свободы. При $\Delta/\lambda_\infty \approx 2$ найденное из экспериментов значение T_{w0}/T_0 оказывается равным соответствующему значению в течении с замороженными вращательными степенями свободы. Этот результат, однако, не имеет, по-видимому, абсолютного смысла. На самом деле, поступательные степени свободы перестают устанавливаться несколько раньше при $\Delta/\lambda_\infty \geq 2$, а вращательные степени свободы, в свою очередь, продолжают возбуждаться и при $\Delta/\lambda_\infty \leq 2$. Течение с запаздыванием вращательных степеней свободы при установившихся поступательных имеет место несколько раньше, где-нибудь в области $3 < \Delta/\lambda_\infty \leq 10$.

При $\Delta/\lambda_\infty < 2$ определение температуры T_{w0} при помощи формального применения уравнения состояния становится несправедливым. Возрастание величины T_{w0}/T_0 в этой области сверх найденной выше из оценок величины 1.4 объясняется тем, что T_{w0} фактически содержит в себе кинетическую энергию массового движения, которая теперь не равна нулю в окрестности передней критической точки. Кроме того, состояние газа здесь существенно зависит от характера отражения молекул от поверхности. Найденные из экспериментов точки на фиг. 9 при $\Delta/\lambda_\infty < 2$ следует поэтому рассматривать лишь с чисто качественной стороны.

Подводя итог проведенному исследованию, можно констатировать, что увеличение толщины отошедшей ударной волны перед затупленным телом при понижении плотности набегающего потока приводит к возникновению релаксационных эффектов в сжатом слое газа перед телом. При дальнейшем увеличении разреженности среды ударная волна перед телом исчезает и наступает режим свободно-молекулярного течения. Границей исчезновения ударной волны является соотношение $\Delta \approx \lambda_\infty$. В качестве определяющего критерия течения при режимах течения до исчезновения ударной волны можно считать величину отношения континуального отхода ударной волны Δ от тела к длине свободного пробега в набегающем потоке λ_∞ . Более строгим критерием является число столкновений, испытываемое некоторой выбранной молекулой при прохождении его возмущенного слоя перед затупленным телом.

Автор благодарит Г. И. Петрова и В. С. Авдуевского за обсуждение результатов работы, В. Г. Войтиченко и З. А. Барикову за помощь при проведении экспериментов.

Поступило 19 VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Hurlbut F. C. Electron Beam Density Probe for Measurement in Rarefied Gas Flow. J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, No. 3, p. 273.

2. Иванов А. В. Экспериментальное определение распределения плотности перед затупленными телами, обтекаемыми сверхзвуковым потоком разреженного газа. ПМТФ, 1964, № 6, стр. 99.
3. Иванов А. В. Структура ударной волны в воздухе при числах M от 2,6 до 6. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
4. Linzer M., Horning D. F. Structure of Shock Fronts in Argon and Nitrogen. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 12, p. 1661.
5. Robben F., Talbot L. Measurement of Shock Wave Thickness by the Electron Beam Fluorescence Method. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 4, p. 633.
6. Probstein R. F. Continuum Theory and Rarefied Hypersonic Aerodynamics. Rarefied Gas Dynamics. 1960, p. 416 (Proc. of the First Intern. Symposium Held at Nice).
7. Гиршфельдер Дж., Кертис Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. Изд. иностр. лит., стр. 416, 868.
8. Сухнев В. А. Об определении поправок к показаниям насадков полного напора в сверхзвуковом потоке разреженного газа. Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1964, № 5, стр. 161.
9. Sherman P. M. Visualization of Low Density Flow by Means of Oxygen Absorption of Ultraviolet Radiation. J. Aeronaut. Sci., 1957, vol. 24, No. 2, p. 93.
10. Физические измерения в газовой динамике и при горении. Под ред. Ладенбурга Р., Льюиса В., Пирса Р. Изд. иностр. лит., 1957.
11. Коган М. Н. О гиперзвуковых течениях разреженного газа. ПММ, 1962, т. 26, вып. 3, стр. 520.
12. Авдеевский В. С., Копятевич Р. М. Расчет ламинарного пограничного слоя в сжимаемом газе при наличии теплообмена и произвольном распределении давления вдоль поверхности. Изв. АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1960, № 1.

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ УДАРНЫХ ВОЛН, УСТАНОВИВШЕЙСЯ ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ПРЕПЯТСТВИЯМИ В ВИДЕ КАНАЛОВ-ДИАФРАГМ

А. В. БОНДАРЕНКО, М. А. ИБРАГИМ

(Москва)

Приводим некоторые результаты экспериментального исследования поведения плоских ударных волн значительной интенсивности после встречи их с твердыми препятствиями в виде перегородок, расположенных перпендикулярно движению волн и снабженных короткими сквозными каналами (диафрагмами). Прохождение ударных волн через такие каналы-диафрагмы представляет собой довольно сложный и малоизученный процесс, небезынтесный по своим результатам также и в практическом отношении.

Поставленная задача относится к проблеме движения ударных волн в каналах переменного сечения с непрерывным или скачкообразным изменением их поперечного сечения. Разновидностью этой задачи является прохождение ударных волн через щели, решетки, сетки и т. п. Эксперименты по взаимодействию плоских ударных волн с препятствиями подобного типа описаны в немногих публикациях и, как правило, — в виде качественных наблюдений. В [1, 2] получены моментальные теневые снимки прохождения слабых ударных волн через проволочную сетку и перфорированную пластинку с прозрачностью 0,5 и 0,75 соответственно. Методом непрерывной фоторазвертки наблюдалась шпирная картина взаимодействия плоских волн с решетками [3] и сетками [4]. Весьма показательные теневые моментальные снимки прохождения слабых ударных волн через плоскую щель приведены в [5].

Теоретический анализ явления движения ударных волн в каналах переменного сечения затруднителен. Попытки получения аналитического решения задачи предпринимались например, в [6-9], при различных упрощающих предположениях: линеаризация, изэнтропичность течения, малая расходимость канала или, наоборот, разрывное изменение площади его сечения и т. п.; при этом рассматривался преимущественно установившийся режим течения до и после участка переменного сечения канала.

Аппроксимация такого участка скачкообразным расширением или сужением (разрывом сечения) позволяет описать и с некоторым приближением рассчитать параметры установившегося течения и в случае сильных ударных волн [8, 9]. Подобные методы расчета, по-видимому, не применялись к сужениям малой протяженности (диафрагмам), по обе стороны которых сечение канала одно и то же.

Экспериментальный подход к данной конкретной задаче, как и теоретический, может быть расчленен: 1) на определение и сопоставление параметров практически установившегося течения перед и за препятствием (вдали от него), 2) на исследова-