

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ОТШЕДШЕЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В РЕАЛЬНЫХ ГАЗАХ

В. Г. Масленников, И. Г. Парийский, С. И. Розов,  
А. М. Студенков

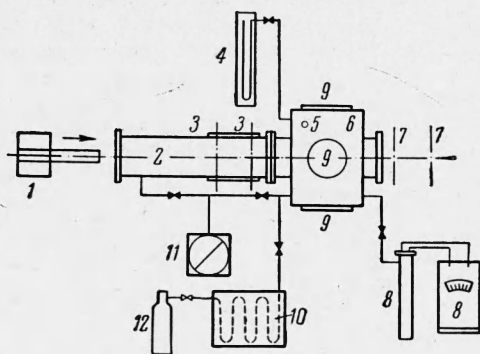
(Ленинград)

Предложен метод измерения отхода головной ударной волны от поверхности свободно летящего тупого тела. В воздухе и углекислом газе исследовано влияние возбуждения колебательных степеней свободы газа на положение отошедшей ударной волны.

Положение отошедшей ударной волны на оси симметрии течения является одной из наиболее легко измеряемых характеристик обтекания, на которую существенно влияет наличие возбуждения внутренних степеней свободы в газе за отошедшей ударной волной [1-3]. Путем сопоставления результатов измерения величины отхода с данными теоретических расчетов обтекания совершенным и равновесным потоками газа удается определить термодинамическое состояние газа в ударном слое в условиях опыта.

С другой стороны, экспериментальные данные о величине отхода при наличии неравновесного обтекания позволяют проверять и уточнять значения констант скоростей реакций [3, 4].

Для изучения влияния реальных свойств газов на положение отошедшей ударной волны наиболее эффективным представляется баллистический метод. В условиях баллистического эксперимента в набегающем потоке газа всегда существует термодинамическое равновесие при строго заданных и контролируемых начальных условиях опыта (состав газа, давление и температура), а за головной ударной волной, в соответствии со скоростью движения модели, могут



Фиг. 1

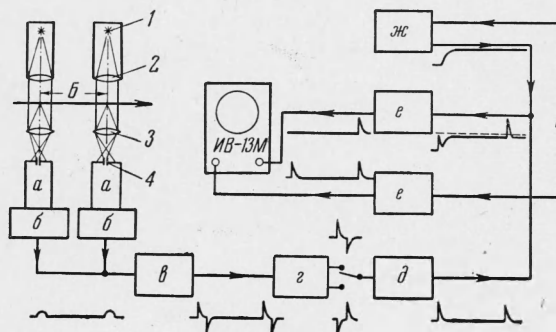
быть воспроизведены эффекты реальности газа: возбуждение колебаний, диссоциация и ионизация.

В работах [1, 3] величина отхода в условиях свободного полета измерялась по фотографиям спектров обтекания, получаемых при помощи импульсных источников света. Размытие спектра обтекания за счет конечности времени экспозиции компенсировалось вращающимся зеркалом. Такой метод измерения обладает рядом существенных недостатков. Для более точного определения величины отхода в широком интервале скоростей движения моделей и величин начальных давлений предложен новый метод измерения. Преимуществом этого метода будет полное исключение ошибок, связанных с рефракцией лучей света в ударном слое газа.

Схема баллистической установки, на которой производились исследования, изображена на фиг. 1. Метание моделей полусферической формы диаметром 15 и 57 мм производилось при помощи ускоряющего устройства 1. Баллистическая труба состоит из двух секций: вспомогательной камеры 2 и рабочей камеры 6. В рабочей камере по двум взаимно перпендикулярным направлениям имеются сквозные окна 9, закрытые плоскопараллельными стеклами, через которые наблюдались спектр обтекания и силуэт модели. Камеры 2 и 6 предварительно откачивались форвакуумным насосом 11 до давления  $10^{-1}$ — $5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст., после чего рабочая камера заполнялась исследуемым газом из баллона 12 до заданного давления, которое регистрировалось ртутным или специальным масляным манометром 4. Торцевые отверстия камер 2 и 6 закрывались тонкими диафрагмами из целлофана или фотоленки. Натечка воздуха в рабочую камеру составляла менее  $1 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. в минуту. В опытах с  $\text{CO}_2$  была предусмотрена осушка газа пропусканием его через вымораживающую систему 10, снижающую упругость паров воды до  $10^{-3}$  мм рт. ст. Температура газа в камере 6 измерялась термометром 5. Выборочно производилось измерение скорости звука в исследуемом газе звуковым интерферометром 8 с точностью  $\pm 0.3\%$ . Скорость движения модели измерялась на двух участках траектории: во вспомогательной камере (положение 3) и после выхода из рабочей камеры (положение 7).

Скорость определялась путем измерения интервала времени, за который модель проходит фиксированное расстояние. Блок-схема устройства для измерения скорости представлена на фиг. 2. В качестве датчиков использовались фотоэлектронные умножители типа ФЭУ-19М, работающие в режиме свет — частичное затемнение.

Две коллиматорные системы, состоящие из источников постоянного света *1* и конденсорных линз *2*, создают плоскопараллельные пучки света, пересекающие траекторию под прямым углом. Объективы *3* фокусируют плоскость траектории на щели *4* шириной  $0.1 \text{ мм}$ , через которые свет попадает на фотокатоды фотоумножителей *а*. Летящее тело модулирует световой пучок, и на нагрузках ФЭУ выделяется электрический импульс, форма которого зависит от конфигурации модели. На фиг. 3 в качестве примера приведены импульсы, полученные при пересечении светового пучка сферой (осциллограмма *а*) и коническо-цилиндрической моделью (осциллограмма *б*). Поскольку



Фиг. 2

амплитуда сигнала с ФЭУ недостаточна для запуска измерителя времени ИВ-13М, производилось усиление и формирование этих сигналов. Для исключения погрешности, обусловленной возможным различием характеристик каналов усиления, использовалось одноканальное устройство с разделением импульсов на выходе (см. фиг. 2). Сигналы с катодных повторителей *б* поступают в канал *в*, где они усиливаются, подрезаются снизу для устранения шумов и дифференцируются. Фазоселектор *г* выделяет либо передний, либо задний фронт импульсов. После усиления в блоке *д* сигналы поступают на выходные катодные повторители *е*. Катодный повторитель, нагруженный на второй вход ИВ-13М, заперт отрицательным смещением и в нормальном положении не пропускает импульс с первого ФЭУ. Отпирающий импульс длительностью  $400 \text{ мксек}$  вырабатывается одновибратором *жс*, запускаемым импульсом с первого ФЭУ. Необходимая задержка отпирающего импульса обеспечивается интегрирующей цепочкой на выходе одновибратора.

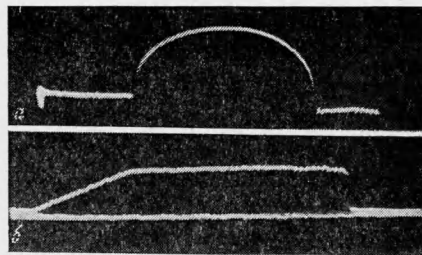
При амплитуде сигнала на нагрузке ФЭУ  $0.05-0.1 \text{ в}$  выходной сигнал имеет амплитуду до  $40 \text{ в}$  с фронтом  $0.1 \text{ мксек}$ .

База измерения *В* в зависимости от скорости модели менялась в пределах от  $80$  до  $200 \text{ мм}$  и устанавливалась с точностью  $0.05 \text{ мм}$  (полуширина щели). Рассмотренный метод позволяет производить измерение скорости полета модели с точностью до десятых долей процента.

При проведении измерений отхода в условиях свободного полета моделей ошибки измерения в основном обусловлены недостаточностью временного разрешения используемой аппаратуры и искажением взаимного расположения тела и ударной волны за счет рефракции лучей света в ударном слое газа.

Метод измерения, принципиальная схема которого представлена на фиг. 4, позволяет полностью исключить ошибки за счет рефракции и обеспечивает временное разрешение порядка  $10^{-8} \text{ сек}$ . Сущность метода состоит в автоматическом фотометрировании спектра обтекания и силуэта модели при помощи фотоэлектронных приставок к соответствующим оптическим системам.

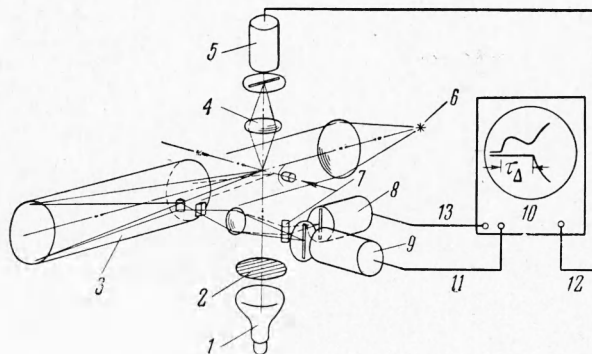
Прибор Теплера *3* обеспечивает визуализацию головной ударной волны в широком диапазоне начальных давлений в рабочей камере. В качестве источника света *б* использовалась лампа ДКСШ-1000. По вертикали расположена силуэтная оптическая система. В плоскости изображения объектива *4* воспроизводится только контур модели, так как источник света *1* имеет матовый выходной торец, и далее свет дополнительно рассеивается матовым экраном *2*. В плоскостях изображения обеих оптических систем



Фиг. 3

расположены щели фотоэлектронных приставок 9 и 5 шириной 0.05 мм ( $\sim 1/300$  диаметра изображения модели). Перед проведением измерений щели устанавливаются перпендикулярно траектории и совмещаются в одну плоскость.

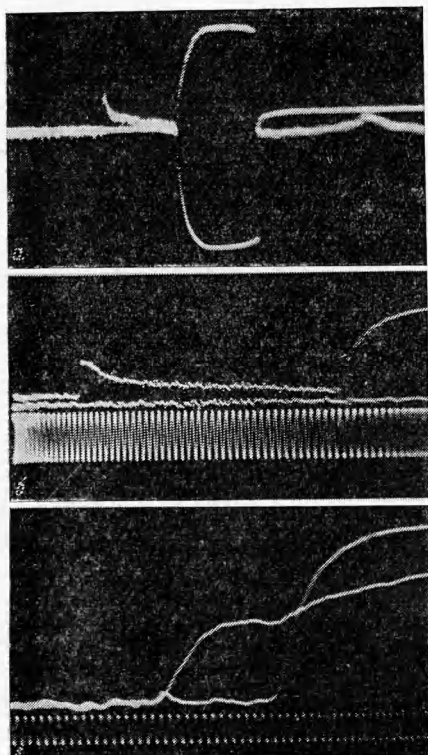
В момент прохождения изображения спектра обтекания и силуэта модели мимо щелей на нагрузках ФЭУ выделяются сигналы, которые регистрируются при помощи двухлучевого осциллографа ДЭСО-1; на схеме: 10 — осциллограф, 11 и 12 — первый и второй лучи, 13 — запуск. Величина отхода во временном выражении  $\tau$  (фиг. 4) может быть измерена как разница во времени между приходом передних фронтов импуль-



Фиг. 4

сов на горизонтальной развертке осциллографа. Линейная величина отхода  $\Delta = \tau v$ , где  $v$  — скорость движения модели.

Предварительное совмещение щелей ФЭУ 9 и 5 с точностью до полуширины щели проверялось в контрольных опытах на дозвуковых скоростях, когда обе фотоэлектронные приставки фотометрируют только контур модели. Запуск ждущей развертки осциллографа производился сигналом с ФЭУ 8, щель которого несколько сдвинута вверх по траектории. Изображение спектра обтекания попадает на щель ФЭУ 8 после отражения от зеркала 7.



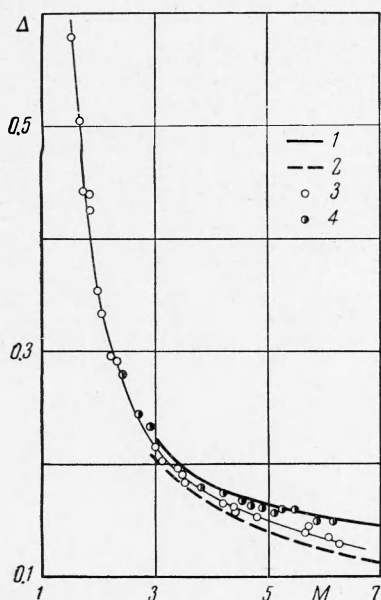
Фиг. 5

На фиг. 5 представлены осциллограммы, полученные при фотометрировании спектров обтекания и силуэтов моделей полусферической формы при различных скоростях движения. На осциллограмме *a* зафиксировано фотометрирование всей картины обтекания, включая область донного следа. Здесь хорошо виден результат предварительного совмещения щелей ФЭУ (передние фронты импульсов от модели с обеих фотоумножителей совпадают). Осциллограмма *б* соответствует случаю движения модели со скоростью, близкой к скорости звука в газе. При этом передние фронты ударной волны и тела могут быть зафиксированы одной фотоэлектронной приставкой тепловоскопической станции. Осциллограмма *в* отражает результат фотометрирования спектра обтекания и силуэта головной части модели при  $M > 3$ . Метки времени длительностью 2.5 мксек (осциллограмма *б*) и 0.1 мксек (осциллограмма *в*) подавались с генератора стандартных сигналов, откалиброванного при помощи кварцевого гетеродинного волномера.

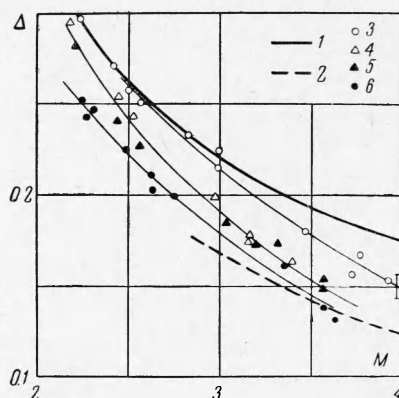
Сумма ошибок измерений величины отхода при использовании данного метода не превышает  $\pm 5\%$ . Точность измерения повышается при использовании моделей большего калибра или при уменьшении скорости движения модели.

В условиях сверхзвукового свободного полета моделей полусферической формы при помощи рассмотренного выше метода были произведены измерения величины отхода в воздухе и углекислом газе. Скорость движения модели изменялась в интервале от 500 до 2400 м/сек. Используя известную зависимость величины отхода от степени уплотнения газа за прямой ударной волной [1, 5, 6], можно произвести оценку возбуждения внутренних степеней свободы по изменению величины  $K = \rho_2/\rho_1$ . Подобная оценка позволяет установить, что до скорости  $v = 2400$  м/сек в воздухе и углекислом газе существенно возбуждаются только колебательные степени свободы молекул. В условиях баллистического эксперимента проявление реальных свойств исследуемого газа легче всего обнаружить путем изменения начального давления в рабочей камере при одном и том же значении числа  $M$ .

При равновесном возбуждении колебаний величина начального давления не будет влиять на параметры обтекания, а следовательно,



Фиг. 6



Фиг. 7

и на величину отхода. В этом случае изменение давления сказывается только на ширине релаксационной зоны.

При уменьшении давления в рабочей камере необходимо также учитывать возможность появления эффектов, связанных с взаимодействием ударной волны с пограничным слоем на теле. В процессе проведения экспериментов число Рейнольдса  $R$ , определяемое по диаметру модели, варьировалось за счет изменения размеров модели, скорости полета и начальных давлений в рабочей камере в диапазоне от  $10^4$  до  $10^6$ . В рассматриваемом интервале чисел  $M$  и  $R$  течение в ударном слое газа можно считать существенно вязким [1, 7]. Начальная температура газа во всех опытах была постоянной и равной  $290^\circ\text{K}$ .

Результаты измерений величины отхода ударной волны от полусферической модели диаметром 15 мм в воздухе представлены на фиг. 6. По оси абсцисс отложено число  $M$ , по оси ординат — величина отхода  $\Delta$ , отнесенная к радиусу полусферы. Измерения производились при начальных давлениях  $p = 100$  мм рт. ст. (точки 4) и  $p = 1$  атм (точки 3). На фиг. 6 приводятся также результаты теоретических расчетов обтекания полусферы газом с постоянным отношением удельных теплоемкостей при  $\gamma = c_p/c_v = 1.4$  [8] (кривая 1) и равновесным потоком воздуха при  $p = 1$  атм и  $T = 280^\circ\text{K}$  [9] (кривая 2). При  $M > 3$  экспериментально измеренные значения величины отхода начинают зависеть от начального давления в рабочей камере. Точки, соответствующие  $p = 100$  мм рт. ст., во всем диапазоне чисел  $M$  совпадают с расчетной кривой для  $\gamma = 1.4 = \text{const}$ , а точки, полученные при  $p = 1$  атм, располагаются ниже этой кривой, но выше расчетных данных равновесного обтекания.

Таким образом, в условиях опыта при  $p = 100$  мм рт. ст. колебания в молекулах воздуха в ударном слое оказываются полностью «замороженными», а при  $p = 1$  атм колебания возбуждены неравновесно. При числе  $M = 6$  в воздухе температура газа за прямым скачком, вычисленная с учетом равновесного возбуждения колебаний, достигает  $2000^\circ\text{K}$ . Эта температура соответствует почти полному возбуждению колебаний в молекулах кислорода (характеристическая температура возбуждения колебаний в кислороде  $\theta(\text{O}_2) = 2228^\circ\text{K}$ ) и частичному возбуждению колебаний в молекулах азота ( $\theta(\text{N}_2) = 3336^\circ\text{K}$ ).

Учитывая также, что время релаксации колебаний в кислороде в этом диапазоне температур на порядок меньше времени возбуждения колебаний в азоте [10], можно предположить, что при  $M \approx 6$  в воздухе колебания в молекулах кислорода возбуждаются равновесно, а в азоте они остаются «замороженными». Более точное суждение о кинетике возбуждения колебаний молекул, входящих в состав воздуха, можно получить, сравнивая экспериментальные данные с результатами расчета неравновесного обтекания полусферы воздухом при тех же начальных условиях.

При проведении исследований в углекислом газе использовались полусферические модели диаметром 57 мм. На фиг. 7 представлены результаты измерений безразмерной величины отхода в интервале чисел  $M$  от 2 до 4 при начальном давлении  $p = 10$  мм рт. ст. (точки 3),  $p = 50$  мм рт. ст. (точки 4, 5) и  $p = 1$  атм (точки 6). Здесь же приводятся результаты теоретических расчетов обтекания полусферы газом при  $\gamma = 1.4 = \text{const}$  [8] (кривая 1) и равновесным потоком углекислого газа при  $p = 1$  атм и  $T = 230^\circ \text{K}$  [9] (кривая 2).

Поскольку в рассматриваемом диапазоне интенсивностей ударной волны на время релаксации колебаний в  $\text{CO}_2$  может оказывать влияние присутствие паров воды [11], при  $p = 50$  мм рт. ст. опыты проводились как в осушенном (точки 4), так и неосушенном газе (точка 5). В результате измерений не было обнаружено заметного влияния осушки  $\text{CO}_2$  на величину отхода. Экспериментальные точки в пределах точности измерений легли на одну кривую.

Изменение величины начального давления углекислого газа при фиксированном значении числа  $M$ , как и в воздухе, привело к существенному изменению величины отхода. При  $p = 10$  мм рт. ст. до  $M = 3$  данные измерений совпадают с расчетной кривой, соответствующей условию полной «замороженности» колебаний ( $\gamma = 1.4 = \text{const}$ ), хотя до ударной волны колебания в  $\text{CO}_2$  частично возбуждены уже при комнатной температуре ( $\gamma = 1.29$ ). Экспериментальные точки, полученные при  $p = 1$  атм, ложатся вблизи теоретической кривой, соответствующей случаю равновесного обтекания. И, наконец, при  $p = 50$  мм рт. ст. данные измерений располагаются между «замороженной» и равновесной теоретическими кривыми.

Для всех значений начального давления изменение величины отхода, по мере роста числа  $M$ , указывает на наличие тенденции к установлению термодинамического равновесия в ударном слое газа, а экспериментальные точки, соответствующие  $p = 1$  атм и  $M \approx 4$ , совпали с данными расчета равновесного обтекания.

В настоящее время нет ясного представления о скорости возбуждения различных колебательных степеней свободы в молекулах  $\text{CO}_2$ , и экспериментальные данные о величине отхода могут быть полезны при решении этого вопроса.

Таким образом, путем измерения положения отошедшей ударной волны в воздухе и углекислом газе при различных начальных условиях опыта исследовано изменение величины отхода за счет различной степени возбуждения колебаний молекул в ударном слое газа. При этом наблюдались режимы течения, соответствующие полной «замороженности», равновесному и неравновесному возбуждению колебаний.

Поступила 8 VI 1964

#### ЛИТЕРАТУРА

- Schwarz N., Eckerman J. Shock Location in Front of a Sphere as a Measure of Real Gas Effect. J. Appl. Phys., 1956, vol. 27, № 2, p. 169.
- Нагамацу Г., Гейгер Р., Шир Р. Влияние эффектов реального газа на гиперзвуковое обтекание тел затупленной формы. Вопр. ракетн. техн. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1960, № 11.
- Lobb R. K. Hypersonic Research at the Naval Ordnance Laboratory. Proc. Eleventh Symposium of the Coloton Soc. Held in University of Bristol, London, 1960.
- Теленин Г. Ф. Течения газа при наличии неравновесных физико-химических превращений. Второй Всесоюзный съезд по теоретической и прикладной механике; аннотация докладов, М., 1964, стр. 139.
- Serbin H. Supersonic flow around blunt bodies. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, № 1.
- Ambrosio A., Wortman A. Stagnation-point shock-detachment distance for flow around sphere and cylinder in air. J. Aero/space Sci., 1962, vol. 29, № 7.
- Herrin G. T. K. The boundary layer near the stagnation point in hypersonic flow past a sphere. J. Fl. Mech., 1960, vol. 7, part 2.
- Белоцерковский О. М. Расчет обтекания осесимметричных тупых тел с отошедшей ударной волной. Изд. ВЦ АН СССР, 1961.
- Росляков Г. С., Теленин Г. Ф. Обзор работ по расчету стационарных осесимметричных течений газа, выполненных в ВЦМГУ. Сб. «Численные методы в газовой динамике», т. II, Изд. МГУ, 1963.
- Stollery J. L., Smith A. A Note on the variation of vibrational temperature along a nozzle. J. Fl. Mech., 1962, vol. 13, part 2.
- Smiley E. F., Winkler E. H. Shock-Tube Measurements of vibrational Relaxation. J. Chem. Phys., 1954, vol. 22, N. 12.