

Интегрируя (1.8), получим

$$(1.9) \quad t = \frac{\rho_1}{n_0 v_0 \xi} \left( \frac{2\pi}{kT_0 m} \right)^{1/2} \left[ (R-R_0) + \frac{8(\xi + 0.4\xi^2)\xi}{15\pi\lambda} (R^2 - R_0^2) \right]$$

Формула (1.9) описывает рост капли при произвольных числах Кнудсена. Первое слагаемое этой формулы описывает кинетику роста в свободномолекулярном режиме, второе — в континуальном.

Поступила 18 VI 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фукс Н. А. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд-во АН СССР, 1958.
2. Кань Сан-вук. Исследование роста конденсированных частиц в разреженных и континуальных средах. Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 7, стр. 91–99.
3. Shankar P. N. A kinetic theory of steady condensation. J. Fluid Mech., 1970, vol. 40, No. 2, pp. 385–400.
4. Lees L. Kinetik theory description of rarefied gas flow. J. Soc. Industr. and Appl. Math., 1965, vol. 13, No. 1, pp. 278–311.
5. Holway L. H. New statistical models for kinetic theory: methods of construction. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 9, pp. 1658–1673.

УДК 533.6.11

### К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕНЕНИИ ПЛОТНОСТИ, ДАВЛЕНИЯ И ОТХОДА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА НЕПОДВИЖНОЕ ЗАТУПЛЕННОЕ ТЕЛО

В. А. БРАСЛАВЕЦ, Е. А. ЖМАЕВА, А. И. ХАРИТОНОВ

(Москва)

При помощи интерферометра с оптическим квантовым генератором и малогабаритных пьезодатчиков получены количественные данные об изменении плотности и давления при взаимодействии ударной волны с цилиндром, притупленным по сфере.

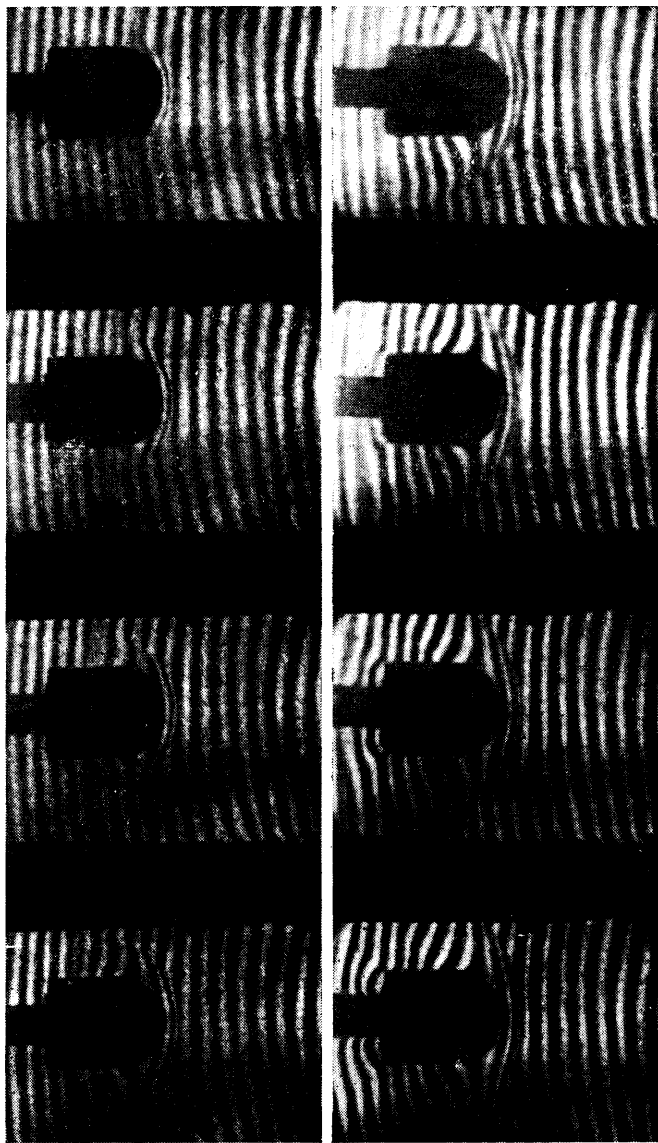
Определены времена установления стационарного обтекания по давлению и плотности в критической точке, проведено сравнение этих времен с данными [1] по отходу головного скачка уплотнения.

Изменение газодинамических параметров при взаимодействии ударной волны с притупленными телами исследовалось в [1, 3]. В [2] измерялось давление в критической точке сферы и притупленных цилиндров. Число Маха фронта ударной волны  $M_1$  изменялось в пределах от 1.5 до 6.0. Была предложена аппроксимирующая функция, описывающая изменение давления в критической точке тела со временем. Там же показано, что давление устанавливается раньше, чем отошедший головной скачок достигает своего стационарного положения. Количественные данные по изменению во времени отхода головного скачка на нулевой линии тока получены в [1, 3], где исследовалось нестационарное обтекание некоторых притупленных тел (сфера, цилиндр, конус и др.). Кроме того, в [1] приведена аппроксимирующая формула для определения величины отхода скачка в любой момент времени нестационарного обтекания тел.

В данной работе экспериментальные исследования нестационарного обтекания проводились в ударной трубе [1], работающей по однодиафрагменной схеме. Рабочим газом был воздух, число Маха  $M_1=3.2$ , перепад давления на фронте волны  $p_2/p_0=11.8$  ( $p_0$  и  $p_2$  — давление газа в отсеке низкого давления и в набегающем потоке).

Скорость фронта ударной волны измерялась датчиками давления по всей длине отсека низкого давления и в рабочем сечении контролировалась по фоторазверткам и кинограммам. Визуализирующим прибором был интерферометр ИЗК-454, работающий с оптическим квантовым генератором на рубине и с высокоскоростными оптическими регистраторами ждущего типа [4–6]. По кинограмме (фиг. 1), полученной при

скорости съемки 200 000 кадр./сек, рассчитывалась плотность на поверхности модели, и в частности вблизи ее критической точки. Использовалась методика, предложенная в [7] для расчета осесимметричных течений по данным расшифровки оптических картин. Относительная величина средней квадратичной ошибки среднего арифметического значения плотности  $\sim 5.0\%$ .

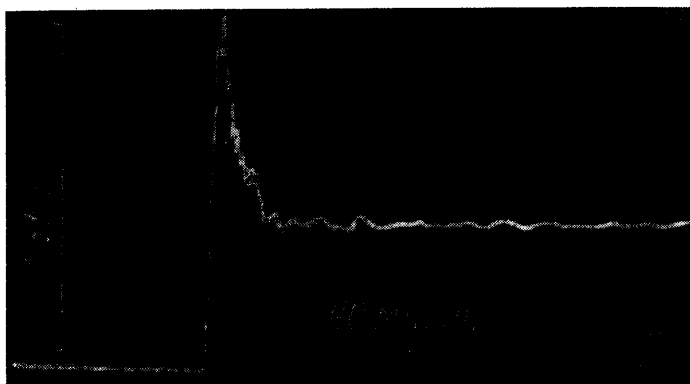
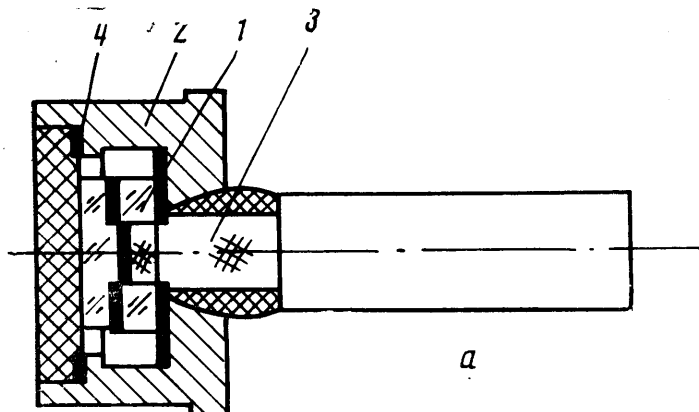


Фиг. 1

В данной работе эта ошибка определялась в основном погрешностью снятия смещения интерференционных полос, которая составляла 0.1–0.05 ширины полосы. Доверительная вероятность указанной ошибки, вычисленная с помощью коэффициентов Стьюдента [8], равна  $\sim 0.95$  и рассчитана по результатам восьми независимых измерений смещений интерференционных полос в сечении интерферограммы, проходящем через критическую точку тела и перпендикулярном оси симметрии тела.

Для измерения нестационарного давления использовались пьезоэлектрические датчики, установленные в притупленной части модели. Конструкция датчика изобра-

жена на фиг. 2, а. Чувствительный элемент датчика состоял из двух пьезокерамических дисков ЦТС-19 1 диаметром 4 мм и высотой 1 мм; в диске, приклеенном к дну корпуса 2, просверливалось отверстие по центру диаметром 0,7 мм. В это отверстие проходили центральные жилы кабеля АВК-2 3, которые клеивались между центральными дисками эпоксидной смолой; поверх дисков приклеивались



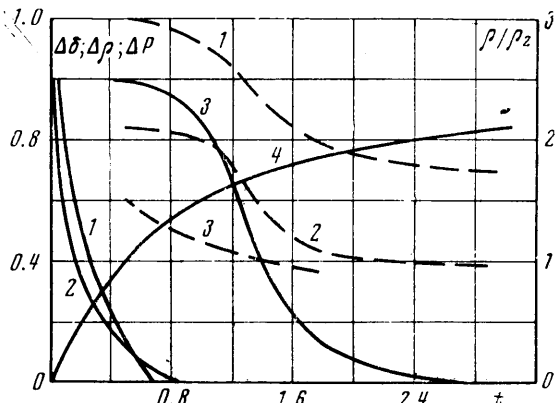
Фиг. 2

мембрана 4 для электрического контакта, поверх мембраны — эпоксидная смола ЭД-5 в смеси с металлическим порошком; оплетка кабеля крепилась к корпусу датчика эпоксидной смолой. Чувствительность датчика ЦТС-19 этого типа 0,5–1,5  $v/amu$ ; частота собственного колебания 100–200  $кгц$ .

Погрешность измерения давления определялась при тарировке датчиков на ударной трубе, в которой создавалась ударная волна определенной интенсивности. Калибровка датчика проводилась при установке его в торце трубы. Соответствующие давления рассчитывались на основе измерений скорости фронта ударной волны и начальных параметров газа в ударной трубе перед экспериментом [9]. При этом погрешность измерения скорости ударной волны  $u_1$  не превышала 0,5–1%, что приводило к ошибкам рассчитанных давлений не более 1–2%. Основная ошибка при измерениях с помощью датчиков возникает при расшифровке осциллограмм давления и составляет ~5% (относительная средняя квадратическая ошибка, определенная из пяти измерений). Таким образом, общая ошибка измерения давления не превышает 6–7% с доверительной вероятностью ~0,85.

Экспериментальные данные по измерению плотности и давления при нестационарном обтекании модели представлены на фиг. 3. Пунктирные линии показывают изменение плотности  $\rho/\rho_2$  во времени для трех точек поверхности модели ( $\rho_2$  — плотность в набегающем потоке). Кривые 1, 2, 3 соответствуют точкам с  $x/R=0, 0,4, 0,8$ , где  $x$  — расстояние от носика модели по оси симметрии,  $R$  — радиус закругления модели цилиндра. В начальной стадии обтекания величина плотности  $\rho_1$  ( $\rho_1$  — макси-

мальная экспериментальная величина плотности на поверхности модели) значительно превышает величину, соответствующую стационарному обтеканию ( $\rho_\infty$ ). Например, в критической точке  $x/R=0$ ,  $\rho_1 \approx 1.5\rho_\infty$  и близко к величине плотности, рассчитанной теоретически для случая прямого отражения плоской волны от бесконечной стенки [9]. Наибольший спад плотности наблюдается при  $t=1-1.5$  ( $t=t^*u_2/2R$ , где  $t^*$  — текущее время;  $u_2$  — скорость потока за фронтом ударной волны). Для критической точки на фиг. 3 представлена также кривая 3 (сплошная линия) изменения во времени величины  $\Delta\rho = (\rho - \rho_\infty)/(\rho_1 - \rho_\infty)$ . Как следует из фиг. 3 время установления стационарного обтекания по плотности на нулевой линии тока, определенное как время, в течение которого плотность падает до  $\Delta\rho=0.2$  (по аналогии с определением времени установления стационарного обтекания по отходу, принятому в [1, 3]),  $t_\infty^3=1.65$ .



Фиг. 3

Результаты измерения давления в критической точке модели представлены на фиг. 2, б (осциллограмма давления) и на фиг. 3 сплошная кривая 1 показывает изменение во времени величины  $\Delta p = (p - p_\infty)/(p_1 - p_\infty)$ , ( $p_1$  — максимальная экспериментальная величина давления на поверхности модели,  $p_\infty$  — давление на поверхности модели при стационарном обтекании).

На фиг. 3 построена также кривая 2 изменения  $\Delta p$  на основе аппроксимирующей формулы  $\Delta p = 0.155/(0.93t + 0.133) - 0.167$ , предложенной в [2]. Экспериментальное значение времени установления стационарного обтекания по давлению в критической точке модели (сплошная кривая 1), определенное как время, за которое давление падает до  $\Delta p = 0.2$ ,  $t_\infty^2 = 0.43$ . Время  $t_\infty^2$ , найденное по кривой 2, несколько меньше ( $t_\infty^2 = 0.33$ ). Такое расхождение объясняется, по-видимому, неточностью аппроксимирующей формулы, предложенной в [2].

На фиг. 3 представлена для сравнения кривая 4 изменения во времени величины отхода  $\Delta\delta = \delta/\delta_\infty$  ( $\delta = \delta^*/R$ ,  $\delta^*$  — текущая величина отхода головного скачка на нулевой линии тока,  $\delta_\infty$  — отход головного скачка при стационарном обтекании модели). Кривая 4 заимствована из [1]; там же было получено, что время установления стационарного обтекания по отходу головного скачка вдоль нулевой линии тока  $t_\infty^3 = 2.4$ .

Таким образом, нестационарный процесс изменения плотности, давления и отхода при взаимодействии плоской ударной волны с притупленным по сфере цилиндром заканчивается неодновременно. В исследованном режиме работы ударной трубы для времен установления стационарного обтекания по этим параметрам экспериментально получены следующие соотношения:

$$t_\infty^3/t_\infty^2 = 5.6, \quad t_\infty^3/t_\infty^1 = 1.45, \quad t_\infty^1/t_\infty^2 = 3.83$$

Поступила 30 III 1973

## ЛИТЕРАТУРА

- Жмаева Е. А., Харитонов А. И. Формирование головного скачка около затупленных тел, помещенных в ударной трубе. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 6.
- Богословский К. Е. Исследование нестационарного обтекания тел потоком, движущимся за ударной волной. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 3.
- Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семёнов А. Н. Формирование головной ударной волны перед телом в ударной трубе. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, вып. 11.
- Ершов И. В., Овечкин А. П., Федюшин Б. Т., Харитонов А. И., Цветаев Ю. А. Применение импульсных оптических квантовых генераторов (О.К.Г.) в качестве источников света к теневым и интерференционным приборам. Докл. АН СССР, Сер. физ., 1969, т. 189, № 2.
- Баскарев Б. Н., Ерошенко В. М., Мушинский А. А., Терентьев Ю. Н. Лазеры как источники света для интерферометра Маха — Цендера. Инж.-физ. ж., 1969, т. 17, № 2.

6. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Weinberg F. J. On the use of laser light sources in schlieren — interferometer systems. Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1966, vol. 291, No. 1425.
7. Емельянов В. А., Жабрид Г. П. Методы численного решения задач, возникающих при оптических исследованиях осесимметричных неоднородностей. Инж.-физ. ж., 1962, т. 4, № 4.
8. Зайдель А. Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Л., «Наука», 1968.
9. Ударные трубы. М., Изд-во иностр. лит., 1962.

УДК 533.6.011

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ И ДОЗВУКОВОГО СПУТНОГО ПОТОКА С ПРЕПЯТСТВИЕМ

В. В. ЕРЕМИН, Ю. М. ЛИПНИЦКИЙ, Э. Г. ШИФРИН

(Москва)

Исследуется симметричное обтекание плоского торца сверхзвуковой струей в спутном дозвуковом потоке. Анализируется решение в окрестности точки пересечения отошедшей ударной волны с контактным разрывом. Аналитические результаты сравниваются с численным решением, полученным методом установления [1].

Геометрическая картина, характеризующая рассматриваемую задачу, изображена на фиг. 1. Два примыкающих друг к другу равномерных потока с разными значениями полного давления задаются на достаточно большом, но конечном удалении от тела. Задание сверхзвукового потока на бесконечном расстоянии от тела может, вообще говоря, привести к неоднозначной постановке задачи, так как возмущения от области взаимодействия распространяются по спутному потоку против течения. При этом появляется возможность существования в струе решения, близкого к периодическому, и заранее неизвестно, в какую область этого решения попадет исследуемое тело. Кроме того, задание струи конечной ширины, приходящей из бесконечности в спутном потоке или в затопленном пространстве, бессмысленно, так как она поглотится пограничным слоем. Поэтому в рассматриваемой задаче сверхзвуковой поток следует задавать на конечном расстоянии от тела. Более того, для проведения дальнейшего анализа, приблизим струю настолько близко к телу, чтобы отошедшая ударная волна пересекала характеристическую второго семейства, выходящую со среза сопла (точка *B* на фиг. 1). При этом подразумевается, что параметры спутного дозвукового потока заданы на бесконечном удалении от тела такими, что на кромке сопла сверхзвуковая струя является расчетной.

Обозначим через *A* точку пересечения отошедшей ударной волны с контактным разрывом. Предположим (это подтверждается систематическими расчетами), что в спутном потоке не возникает местных сверхзвуковых зон. Тогда точка *A* является точкой излома контактного разрыва и скорость внешнего потока в ней равна нулю. Действительно, интенсивность ударной волны в точке *A* конечна (ударная волна вырождается в характеристику лишь на бесконечном удалении от тела [2]) и для выравнивания давления в области за ударной волной внутренний поток разгоняется, разворачиваясь около точки *A*. Нетрудно убедиться, что при этом внешний дозвуковой поток обтекает угол, меньший  $\pi$ . Следовательно, в точке *A* в спутном потоке скорость обращается в нуль. Поэтому в достаточно малой ее окрестности перед ударной волной происходит торможение обоих потоков, так как давление на контактом разрыве непрерывно. При этом не исключается возможность немонотонности скорости на всем протяжении контактного разрыва.

Отклонение вектора скорости в точке *A* на ударной волне происходит против часовой стрелки. Действительно, в противном случае сверхзвуковой (или звуковой) поток в точке *A* за ударной волной не может развернуться в окрестности этой точки в центрированной волне. Это связано с тем, что первая характеристика веера разрежения лежит вне области за ударной волной — по известному свойству [3], угол Маха за скачком уплотнения больше угла наклона скачка к вектору скорости.

Покажем, что звуковая линия (отделяющая область дозвуковых скоростей перед телом) приходит в точку *A* (фиг. 1), если ширина струи уже минимальной области влияния смешанного течения в безграничном потоке той же скорости. Это подтверждается проведенными расчетами для всех режимов обтекания, однако строгое доказательство может быть дано пока только в трансзвуковом приближении, где допустимо пренебречь изменениями энтропии на фронте ударной волны.

Прежде всего отметим, что в силу сделанного предположения о достаточной близости точки *B* к телу, сверхзвуковой поток в области до отошедшего скачка уплот-