

2. Бородин С.С., Ишханов Б.С., Мокеев В.И. // Там же. 1998. № 1. С. 22 (Ibid. 1998. No. 1).
3. Варламов В.В., Сапуненко В.В., Степанов М.Е. Фотоядерные данные 1976–1995. М., 1996.

4. Berman B.L. Atlas of Photoneutron Cross-sections Obtained with Monoenergetic Photons.

Поступила в редакцию
29.10.97

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 533.6.011.72

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЛЬСАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ВБЛИЗИ ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА, ОБТЕКАЕМОГО СВЕРХЗВУКОВЫМ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ

Е. А. Братинкова, Л. С. Штеменко, Ф. В. Шугаев

(кафедра квантовой статистики и теории поля)

Экспериментально исследованы пульсации плотности вблизи затупленного тела, обтекаемого сверхзвуковым турбулентным потоком, с помощью лазерной шпирен-методики. Турбулентность создавалась сеткой, помещенной в камеру низкого давления ударной трубы (размеры ячеек сетки 2×2 мм). Рабочим газом служил воздух. Числа Маха падающей ударной волны составляли 2,2–3,4, начальное давление 3–30 Торр. Определена структурная функция и коэффициент корреляции пульсаций плотности, а также масштаб турбулентности.

1. Взаимодействие ударной волны с турбулентным течением представляет интерес с научной и прикладной точек зрения. При этом взаимодействии ударная волна и турбулентные пульсации взаимно влияют друг на друга. Количество экспериментальных работ в данной области крайне невелико. В общем случае процесс зависит от многих параметров. Для уменьшения числа параметров некоторые авторы предлагают изучать взаимодействие плоской ударной волны с турбулентностью, созданной при помощи сетки, помещенной в поток. В работах [1, 2] приводятся значения коэффициента корреляции пульсаций плотности и скорости перед и за ударной волной; сделаны также некоторые заключения об их изменении при переходе через ударную волну. Изучались слабые ударные волны. Важным является взаимодействие турбулентного потока не только с плоской, но и с искривленной ударной волной, например при обтекании затупленного тела сверхзвуковым турбулентным потоком. Такие работы в литературе отсутствуют.

2. Эксперименты выполнены в однодиафрагменной ударной трубе сечением 40×60 мм. Рабочая секция трубы снабжена оптическими окнами. Толкающим газом служил азот, рабочим — воздух. Числа Маха падающей ударной волны составляли 2,2–3,4, начальное давление — 3–30 Торр. Для создания турбулентности использовалась сетка с размерами ячеек 2×2 мм. Прозрачность сетки s_0/s_1 была равна 0,6 (s_1 — общая площадь сечения трубы, s_0 — площадь сечения, открытая для потока). Скорость ударной волны уменьшалась за счет влияния сетки не более чем на 5%. Сетка помещалась в камере низкого дав-

ления. В рабочей секции была установлена модель — пластина с плоским торцом толщиной 8 мм. Ширина пластины была равна ширине ударной трубы. Таким образом, вблизи пластины возникало течение, близкое к двумерному. Пульсации плотности регистрировались с помощью лазерной шпирен-методики [3]. Эта методика обладает высоким временным и пространственным разрешением. Луч гелий-неонового лазера диаметром 1 мм проходил через оптические окна рабочей секции перпендикулярно оси трубы и падал на секционированный фотодиод. Сигнал с фотодиода регистрировался цифровым осциллографом типа С9-8. Напряжение на выходе фотодиода пропорционально углу отклонения луча θ при $\theta < \theta_{\min}$. В свою очередь, величина θ пропорциональна изменению показателя преломления n [4], который для газов связан с плотностью формулой

$$(n - 1)/\rho = K,$$

где K — постоянная Гладстона–Дейла.

3. В результате обработки шпирен-сигналов была определена структурная функция $D(r) = \langle |\rho(r_1) - \rho(r_1 + r)|^2 \rangle$. Зондирующий луч проходил через одну и ту же точку пространства. При падении плоской ударной волны на затупленное тело при $M > M_*(\gamma)$, где $M_* = 2,07$ при $\gamma = 1,4$, возникает сверхзвуковое квазистационарное обтекание тела. При этом усреднение по времени можно заменить усреднением по расстоянию, используя соотношение $r = vt$, где v — скорость газа в данной точке пространства. Вид структурной функции показан на рис. 1 ($M = 1,45$, $p = 120$ Торр). Как известно [5], если структурная

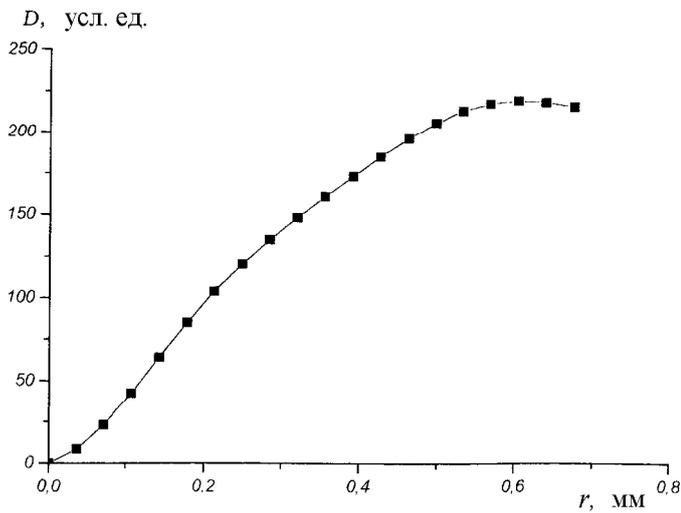


Рис. 1

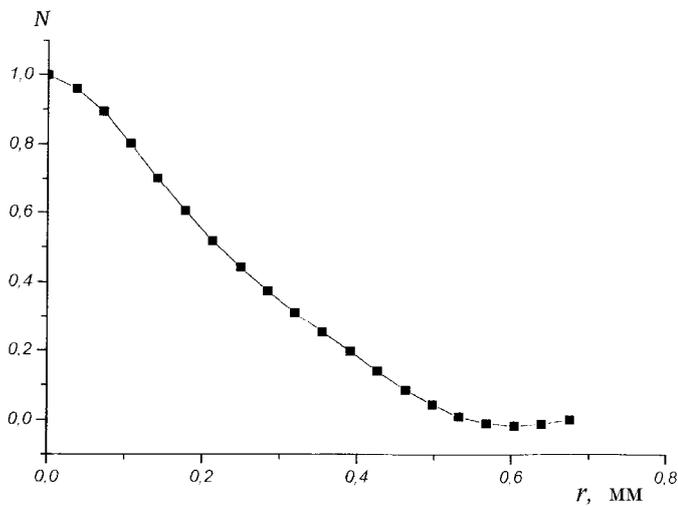


Рис. 2

функция стремится к насыщению при возрастании r , то это означает, что поле пульсаций однородно. При этом коэффициент корреляции N может быть определен по формуле

$$N = 1 - \frac{1}{2} D(r) / \langle |\rho(r) - \bar{\rho}|^2 \rangle.$$

Здесь $\bar{\rho}$ есть среднее значение плотности, $\langle \dots \rangle$ — среднее по времени. Зависимость коэффициента корреляции от r за головной волной перед телом приведена на рис. 2. В работе [2] утверждается, что турбулентное течение в ударной трубе однородно и изотропно. В работе [1] сделано более реалистичное заключение, что в трубе возникает осесимметричное турбулентное течение, не являющееся изотропным. Наши результаты (см. рис. 1) подтверждают, что течение однородно вдоль оси трубы. В то же время зависимость структурной функции от расстояния в нашем случае нельзя представить в виде $D(r) = \text{const} \cdot r^{2/3}$ (закон Колмогорова). Это свидетельствует о том, что изотропность турбулентного течения за ударной волной не имеет места. Зависимость коэффициента корреляции (см. рис. 2) позволяет оценить масштаб турбулентности l . Получено, что $l = 0,6$ мм при $M = 1,45$, $p = 120$ Торр. Наблюдалось также возрастание масштаба турбулентности при увеличении плотности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-01-00298).

Литература

1. Wintrich H., Merzkirch W. // Proc. 19th Int. Symp. Shock Waves (1993). Springer Verlag, 1995. V. 4. P. 319.
2. Briassulis G., Andreopoulos J. // 20th Int. Symp. Shock Waves (1995). Abstracts. Pasadena, CA: Grad. Aeronaut. Lab. Calif. Inst. of Technol., 1995. P. 527.
3. Kiefer J.H., Hajduk J.C. // Proc. 12th Int. Symp. Shock Waves and Tubes. Jerusalem, 1980. P. 97.
4. Weiner M.M. // Appl. Opt. 1967. 6, No. 11. P. 1984.
5. Чернов Л.А. Волны в случайно-неоднородных средах. М., 1975.

Поступила в редакцию
14.01.98