

ции рассмотренных волновых конфигураций течений

$$U_{s1}^* = \alpha_1 - [2\eta(T_0 - T_1)]^{-1/2}$$

Постоянная  $a_2$  в переходном режиме отражения с учетом (3) представляется в виде

$$a_2 = \alpha_1 - \sqrt{2}[\eta(T_0 - T_1)]^{-1/2}$$

Проведенный анализ, таким образом, показывает, что при отражении центрированной волны сжатия от несжимаемой пластины тип отраженной волны может изменяться.

В заключение рассмотрим режим отражения центрированной волны от жесткой стенки. Данному режиму отражения соответствует предельный переход  $\eta = 0$  ( $M \rightarrow \infty$ ) в системе (1). Координаты центра отраженной волны в этом случае определяются из (2) в виде

$$T_2 = T_0, \quad X_2 = X_0 + 2C_1(T_1 - T_0) \quad (4)$$

а угловой коэффициент прямой, соединяющей центры падающей и отраженной волн,  $k=0$  ( $a_2 = \infty$ ). Из (4) следует, что при отражении центрированной волны от жесткой стенки тип падающей волны не меняется, при этом отраженная волна также центрированная.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 427 с.
2. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1968. 592 с.
3. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
4. Овсянников Л. В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981. 368 с.
5. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.
6. Кононов А. В. Взаимодействие простой волны с контактным разрывом в одномерной задаче о разлете продуктов взрыва конденсированных взрывчатых веществ // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 114–117.
7. Аттетков А. В., Бойко М. М., Власова Л. Н., Соловьев В. С. Газодинамические особенности течений в задачах метания несжимаемых пластин продуктами взрыва // ПМТФ. 1988. № 6. С. 51–56.

Москва

Поступила в редакцию  
24.III.1989

УДК 533.6.011.72:532.526.4

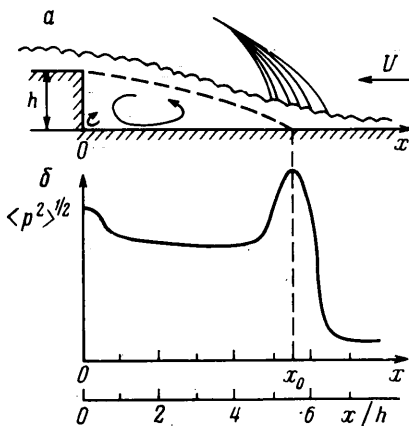
© 1990 г.

В. Н. БИБКО, Б. М. ЕФИМЦОВ, В. Г. КОРКАЧ, В. Б. КУЗНЕЦОВ

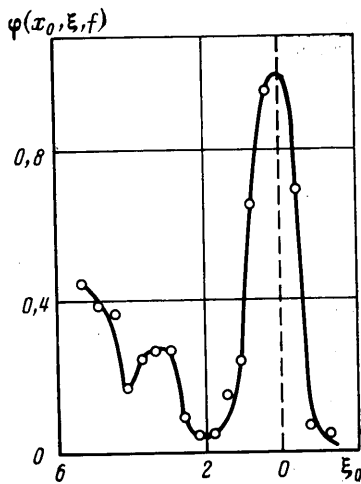
#### О КОЛЕБАНИЯХ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННОГО ОТРЫВОМ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Одним из проявлений существенной нестационарности отрывных течений, которое наблюдается при трансзвуковых и сверхзвуковых скоростях потока, являются колебания скачков уплотнения, индуцированных отрывом пограничного слоя. Возникают они в области свободного взаимодействия, а их колебания в определенной степени соответствуют перемещениям свободной линии отрыва. Поэтому изучение данного явления представляет несомненный интерес для понимания природы широкого класса отрывных течений со свободной линией отрыва.

Среди весьма немногочисленных публикаций, посвященных исследованиям (в основном экспериментальным) нестационарных характеристик отрывных течений, имеется одна теоретическая работа [1], в которой делается попытка объяснить механизм колебаний скачка уплотнения, возникающего при сверхзвуковом обтекании переднего уступа (фиг. 1). Автором был сделан целый ряд упрощающих предположений, основным из которых было предположение о том, что причиной колебаний скачка уплотнения являются турбулентные возмущения в набегающем пограничном слое. Исходя из этих предположений, были получены уравнения движения (линейное обыкновенное дифференциальное уравнение 1-го порядка) и соотношение для некоторых вероятностных характеристик смещений скачка относительно его среднего положения. Из этих соотношений затем было выведено линеаризованное выражение для спектра  $\Phi(f)$  пристеночных пульсаций давления в среднем положении скачка уплотнения, которое сопоставлялось с одним из экспериментальных результатов [2].



Фиг. 1



Фиг. 2

К сожалению, в [1] вместо величин временных интегральных масштабов смещения скачка и продольных пульсаций скорости — основных величин, необходимых для расчета  $\Phi(f)$ , использовались масштабы самих же пульсаций давления. Более того, они определялись из того же экспериментального спектра, с которым проводилось сопоставление. Поэтому, несмотря на удовлетворительное согласование расчета и эксперимента, правомочность результатов работы [1] вызывает серьезные сомнения. В этой связи в настоящей работе причины колебаний индуцированного отрывом скачка уплотнения, возникающего при сверхзвуковом обтекании переднего выступа (фиг. 1), исследовались на основе измерений пространственных корреляций пристеночных пульсаций давления.

Эксперименты проводились в малозумной аэродинамической трубе переменной плотности, имеющей прямоугольное сечение рабочей части размерами  $210 \times 200$  мм, при числах  $M=2,0$  и  $4,0$ . Отрывные зоны создавались выступами различных высот  $h$  ( $h=8, 18, 21$  мм) на стенке трубы и на пластине шириной 200 и длиной 500 мм, установленной на оси рабочей части. Выбор режимов работы трубы, при которых заведомо осуществлялся отрыв развитого турбулентного пограничного слоя, проводился на основе результатов измерений насадками полного давления профилей скорости. Более подробно методические вопросы, связанные с постановкой экспериментов, описаны в [3, 4].

Для измерений пульсаций давления в отрывной зоне использовались тензорезистивные приемники давления с размерами чувствительного элемента  $\sim 1,3$  мм. Специальное методическое исследование показало, что защитная сетка этого приемника не вносит искажений в результаты измерения пространственных корреляций пульсаций давления ни под скачком уплотнения, ни в области развитого отрыва. Ее влияние сказывается лишь в невозмущенном пограничном слое. Поэтому здесь пульсации давления измерялись конденсаторными микрофонами без защитной сетки. Мембраны микрофонов, имеющие диаметр 2,4 мм, устанавливались строго заподлицо с обтекаемой поверхностью. Все приемники располагались на центральных линиях пластин и стенки трубы.

Соответствующие пульсациям давления электрические сигналы регистрировались 14-канальным магнитографом. Анализ магнитных записей проводился на специальной системе, основу которой составляет персональный компьютер, управляющий работой анализатора сигнала типа 2034 (фирмы «Брюль и Кьер»). Этот анализатор является по сути дела специализированной мини-ЭВМ и позволяет определять оценки моментов первого и второго порядка, характеризующих случайные процессы и поля. В работе для исследования пространственно-временной взаимосвязи пульсаций давления (определяемых в точках, лежащих на центральных линиях) в продольном направлении  $p(x, t)$  использовался нормированный спектр пространственных корреляций, определяемый соотношением

$$\varphi(x, \xi, f) = \frac{G(x, \xi, f)}{[\Phi(x, f)\Phi(x+\xi, f)]^{1/2}}, \quad G(x, \xi, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle p(x, t)p(x+\xi, t+\tau) \rangle e^{-i2\pi f\tau} d\tau$$

Здесь  $G(x, \xi, f)$  — продольный взаимный спектр пульсаций давления;  $x$  — продольная координата точки наблюдения, отсчитываемая от лицевой поверхности выступа вверх по потоку;  $\xi$  и  $\tau$  — пространственный (вниз по потоку) и временной

интервалы между точками наблюдения. Оценка величины  $\varphi$  на анализирующей системе проводилась двумя способами — по функции когерентности  $\gamma$ , в этом случае  $\varphi = \sqrt{\gamma}$ , и по действительной и мнимой частям взаимного спектра, в этом случае

$$\varphi = \left[ \frac{(\operatorname{Re} G)^2 + (\operatorname{Im} G)^2}{\Phi(x, f) \Phi(x + \xi, f)} \right]^{1/2}$$

Полученные обоими способами оценки  $\varphi$  практически не различались. Анализ проводился в частотном диапазоне 31,5 Гц — 12,8 кГц в полосах шириной  $\Delta f = 16$  Гц. Длительность каждой реализации позволяла сделать не менее 600 выборок.

Перед каждым измерением  $\varphi$  регистрировалось распределение среднеквадратического значения пульсаций давления  $\langle p^2 \rangle^{1/2}$  (в полосе частот 20 Гц — 20 кГц) по продольной координате  $x$ , получаемое при непрерывном перемещении уступа (типичный пример такого распределения показан на фиг. 1, б). Затем уступ фиксировался так, чтобы опорная точка находилась в максимуме  $\langle p^2 \rangle^{1/2}$ , который, как показывают исследования [3, 4], соответствует среднему положению скачка уплотнения. Именно для такого расположения опорной точки, т. е. для  $x = x_0$  (см. фиг. 1), определялись спектры пространственных корреляций пульсаций давления в настоящей работе.

Анализ экспериментального материала показал, что тенденции изменения  $\varphi(x, \xi, f)$  носят практически одинаковый характер независимо от условий эксперимента (числа  $M$ , высоты выступа и т. д.). Типичный результат, полученный в экспериментах на пластине при  $M = 2,0$ ,  $h = 8$  мм для опорной точки, расположенной на расстоянии 300 мм от ее передней кромки, приведен на фиг. 2. Здесь в виде зависимости от  $\xi_0 = \xi/h$  представлены значения  $\varphi(x_0, \xi_0, f)$  на частоте  $f = 100$  Гц. Область низких частот представляет наибольший интерес, поскольку здесь сосредоточена основная доля интенсивности пульсаций давления под скачком уплотнения [2—4]. Для рассматриваемого примера частота среза спектра пульсаций давления составляет  $\sim 800$  Гц. Совместный анализ фиг. 1 и 2 (представленное на фиг. 1, б распределение  $\langle p^2 \rangle^{1/2}$  по  $x$  соответствует рассматриваемому случаю) показывает, что величина  $\varphi$  вверх по потоку очень резко падает. При этом, если в области скачка уплотнения  $\varphi$  имеет хотя и малые, но конечные значения, то корреляция между опорной точкой и точками, лежащими под невозмущенным пограничным слоем, равна нулю. В области скачка уплотнения, лежащей вниз по потоку от опорной точки, величина  $\varphi$  также весьма существенно уменьшается. Такая тенденция сохраняется вплоть до значения  $\xi_0 = 2$ , примерно соответствующего  $1/3$  области развитого отрыва. Затем, по мере увеличения  $\xi_0$ , величина  $\varphi$  вновь начинает расти. При этом зависимость  $\varphi = \varphi(\xi_0)$  имеет локальный максимум при  $\xi_0$ , соответствующем середине области развитого отрыва, и принимает экстремальное значение ( $\varphi = 0,45$ ) на границе исследованного интервала  $\xi_0$ , т. е. в точке области присоединения пограничного слоя, наиболее близкой к выступу.

Рассмотренный результат, являющийся, как говорилось выше, типичным для экспериментов настоящего исследования, позволяет сделать ряд выводов. Прежде всего он показывает, что турбулентные пульсации невозмущенного пограничного слоя не влияют или оказывают пренебрежимо малое влияние на колебания индуцированного отрывом скачка уплотнения. Также следует отбросить предположение о существенной нелинейности этого влияния, которое могло бы объяснить нулевую корреляцию между пульсациями давления под невозмущенным пограничным слоем и скачком уплотнения, поскольку достаточно большая величина  $\varphi(x, \xi_0, f)$  при  $\xi_0 > 0$  показывает, что причиной колебаний скачка уплотнения являются возмущения, действующие в областях развитого отрыва и присоединения. При этом воздействие этих возмущений на скачок уплотнения имеет сложный нелинейный характер.

Наконец, если рассматривать полученные результаты с более общих позиций, то они фактически служат еще одним доказательством самоорганизованности отрывных течений, которое в данном случае проявляется в соответствующем поведении их нестационарных характеристик.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Plotkin K. J. Shock wave oscillation driven by turbulent boundary layer fluctuations // AIAA Journal. 1975. V. 13. № 8. P. 1036—1040. (Рус. перев.: Плоткин К. Дж. Осцилляция ударной волны, обусловленная пульсациями в турбулентном пограничном слое // Ракетная техника и космонавтика, 1975. Т. 13. № 8. С. 88—93.)
2. Coe C. F., Chyu W. J., Dods J. B., Jr. Pressure fluctuations underlying attached and separated supersonic turbulent boundary layers and shock waves // AIAA Pap. 1973. № 996. 14 p.
3. Бибко В. Н., Ефимцов Б. М., Кузнецов В. Б. Пульсации давления на пластине перед уступом // Уч. зап. ЦАГИ. 1986. Т. 17. № 3. С. 9—19.
4. Бибко В. Н., Ефимцов Б. М., Кузнецов В. Б., Шаповалов Г. К. Исследование спектров пристеночных пульсаций давления в области скачка уплотнения при обтекании переднего уступа // Тр. ЦАГИ. 1987. Вып. 2285. С. 32—38.

Москва

Поступила в редакцию  
31.III.1989