

6. Сакипов З. Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов. Алма-Ата: Наука, 1978.
7. Launder В. Е., Rodi W. The turbulent wall jet.— Prog. Aerospace Sci., 1981, v. 18, N 2—4.
8. Кортиков Н. Н. Расчет сопротивления и теплоотдачи полуограниченных струй с помощью интегрального соотношения Кармана.— ТВТ, 1980, т. 18, № 4.
9. Локай В. И., Шукин А. В., Хайрутдинов Р. М. Экспериментальное исследование эффективности пленочного охлаждения криволинейных поверхностей.— Изв. вузов. Авиационная техника, 1978, № 23.
10. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
11. Луцкевич Р. Б., Цыганюк А. И. Исследование пристенных криволинейных течений.— В кн.: Судостроение. Киев — Одесса, 1981, № 30.

Поступила 30/VIII 1984 г.

УДК 534.132 : 532.526.5 : 533.6.011.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ В ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ СВОБОДНОЙ КАВЕРНЫ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

В. И. Запьягаев
(Новосибирск)

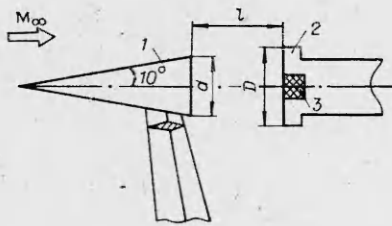
Стационарная структура течения в области между двумя телами, одно из которых находится в следе другого, рассматривалась в [1, 2]. Такая конфигурация отрывной области, согласно [3], классифицируется как свободная каверна. О характере пульсационных явлений в течениях подобного типа можно сделать предположения, проведя аналогию между течением в свободной каверне и пульсациями в выемках, которые рассмотрены как на осесимметричных [4, 5], так и на плоских моделях [6—9] при различной скорости внешнего потока. Теоретические исследования пульсационных явлений в полости, выполненные на основе использования фазовых соотношений для акустических волн в полости и волн, распространяющихся в слое сдвига, приведены в [5, 10, 11]. В линейной постановке решена задача о возбуждении пульсаций в прямоугольной полости для дозвуковых течений с применением результатов расчета устойчивости сдвигового слоя [12]. Решение задачи о пульсациях в полости при сверхзвуковой скорости потока в двумерной постановке путем численного решения уравнений Навье — Стокса приводится в [11].

В данной работе показаны результаты экспериментального исследования пульсаций давления в осесимметричной свободной каверне при числе Маха потока $M_\infty = 2,05$. Наблюдалось два характерных типа пульсаций (высокочастотные и низкочастотные) в зависимости от геометрических параметров модели. Физическая картина высокочастотных пульсационных явлений иллюстрируется линейной одномерной теорией, которая позволяет вычислить значения собственных частот пульсаций.

1. Экспериментальное исследование проведено в аэродинамической трубе Т-333, метрологические характеристики которой приведены в [13]. Схема модели показана на рис. 1, где 1 — стальной конус с углом полураствора 10° , закрепленный на ромбовидной державке с диаметром донного среза $d = 40$ мм; 2 — плоские сменные преграды с относительным диаметром $D/d = 1,0; 1,28; 2,0$, которые располагались соосно с конусом; 3 — пьезодатчик пульсаций давления ЛХ-601, установленный в центре преграды. Расстояние l от донного среза до преграды изменялось за счет перемещения преграды в диапазоне $\bar{l} = 2l/d = 0,1—5,0$.

Исследование проведено при следующих параметрах потока: $M_\infty = 2,05$; число Рейнольдса, вычисленное по диаметру донного среза конуса, $Re_d = 1,71 \cdot 10^6$; температура торможения потока $T_0 = 261$ К; статическое давление в набегающем потоке $p_\infty = 0,343 \cdot 10^5$ Н/м². Неравномерность поля чисел Маха $< 1\%$ [13]. Число Рейнольдса по длине конуса равно $4,84 \cdot 10^6$, что больше критического значения, при котором происходит переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный ($Re^* \approx 3 \cdot 10^6$ [14]). Это позволяет считать пограничный слой на конусе вблизи торца турбулентным.

Диапазон измеряемых частот пьезодатчика ЛХ-601 с предварительным усилителем равен 0,02—20 кГц. Калибровка пьезодатчика произво-



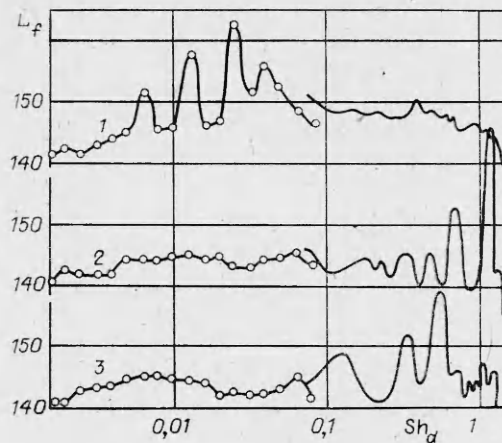
Р и с. 1

дилась пистонфоном ПП-101 до и после эксперимента. Сигнал с датчика пульсаций поступал на вход магнитофона «Тембр-2» и записывался на магнитную ленту. При обработке сигнал с магнитофона подавался на третьоктавный анализатор RFT 01004, с помощью которого проводился спектральный анализ в диапазоне частот 20—1000 Гц. Анализ частотного спектра в диапазоне 1—20 кГц осуществлялся анализатором гетеродинного типа С5-3 с шириной полосы 200 Гц, который работал совместно с самописцем Н-110. Амплитудно-частотная характеристика магнитофона учитывалась введением соответствующих поправок в измеренный спектр исследуемого сигнала. Точность измерения амплитуды пульсаций оценивается в 2 дБ, частоты — 4%.

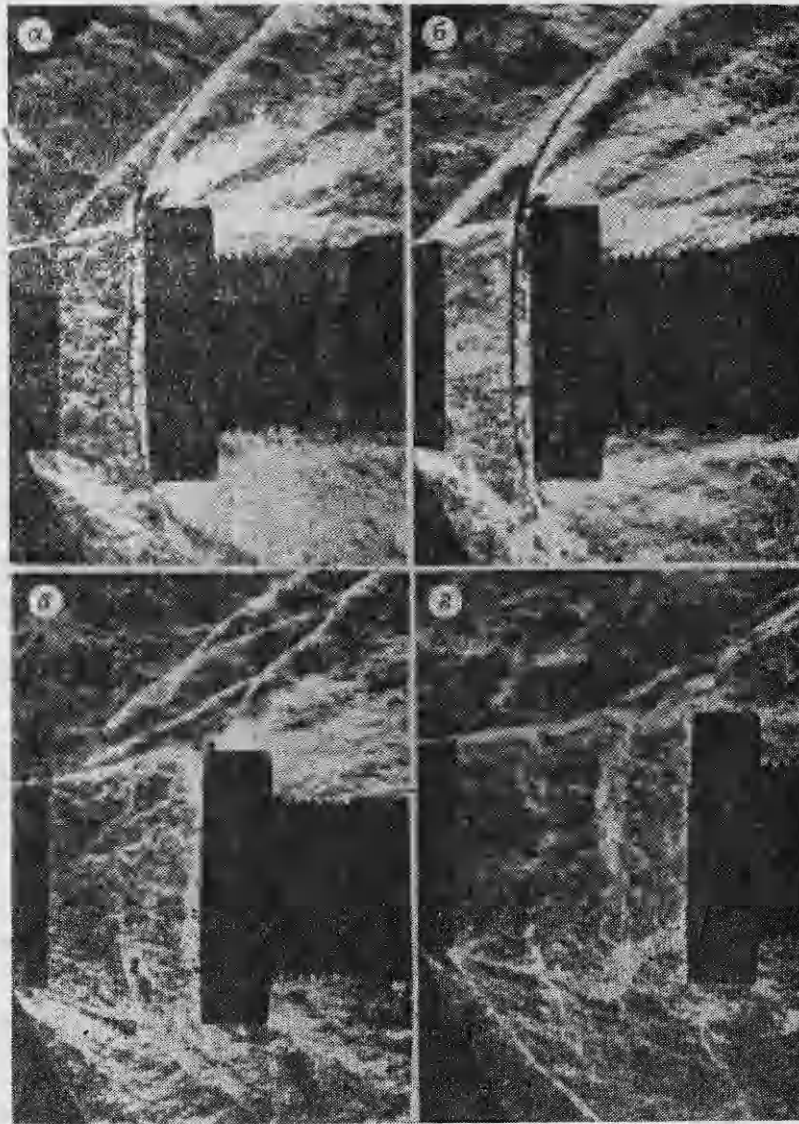
Для проверки виброчувствительности пьезодатчика на одном из режимов произведена запись вибросигнала с пьезодатчика, мембрана которого изолирована от воздействия пульсаций давления. Сравнение спектрального состава вибросигнала и сигнала, обусловленного пульсациями давления при наличии паразитного вибросигнала, показало, что величина вибросигнала примерно на порядок меньше полезного сигнала во всем исследуемом диапазоне частот. Процесс обтекания фотографировался теневым прибором ИАБ-451 с использованием искрового источника света с экспозицией $\sim 10^{-6}$ с. Шлирен-снимки получены с применением системы диафрагма — кольцевой нож, что позволяло визуализировать градиенты оптических неоднородностей во всех направлениях.

2. Спектральный состав пульсаций давления представлен на рис. 2 для $\bar{D} = 1,28$ при различном положении преграды: линии 1—3 соответствуют $\bar{l} = 0,4; 0,72; 1,45$. По оси ординат отложен уровень пульсаций на частоте f , определяемый как $L_f = 20 \lg(p_f/p_{00})$, где p_f — амплитуда пульсаций давления на частоте f в измеряемой полосе частот, $p_{00} = 2 \cdot 10^{-5}$ Н/м². Число Струхала в данном случае вычислялось по диаметру донного среза конуса и скорости набегающего потока U_{∞} : $Sh_d = (fd)/U_{\infty}$. Характерной особенностью спектров пульсаций давления является наличие пиков дискретных составляющих, величина которых достигает 166 дБ, что более чем на 20 дБ превышает величину фоновых пульсаций в рабочей части установки. Шлирен-снимки течения для $\bar{D} = 1,28$ представлены на рис. 3 для нескольких значений относительного расстояния: $a - z$ соответствуют $\bar{l} = 0,4; 0,4; 0,72; 1,1$.

Наблюдается два типа пульсаций, существенно различающихся значениями дискретных частот. Пульсации с числом Струхала $Sh_d \sim 1$ имеются почти на всех исследованных режимах (см. зависимости $L_f(Sh_d)$ для $\bar{l} = 0,72; 1,45$ на рис. 2). На шлирен-снимках процесса обтекания видно акустическое излучение из каверны (см. рис. 3). Отсутствие видимого акустического излучения в нижней части модели объясняется, по-видимому, разрушительным действием поддерживающего конус пилона на волновые фронты акустического излучения. На рис. 3, z отчетливо видны



Р и с. 2



Р и с. 3

волнообразная форма слоя сдвига, взаимодействующего с краем преграды, и осевая симметрия возмущений сдвигового слоя. На расстоянии примерно $(1/3) l$ от преграды возмущение сдвигового слоя имеет внешнюю форму, которую можно трактовать как крупномасштабный вихрь или когерентную структуру. Длина волны возмущения, распространяющегося в слое сдвига, соответствует длине волны λ когерентных структур в струе, отнесенных к диаметру сопла d_c . Наблюдаемые различными исследователями значения λ приведены в [15] и хорошо описываются линейной зависимостью $\lambda = 0,55 d_c$. Значения λ/d_c , измеренные в слое сдвига, в данном случае приняты примерно такими же. Например, для $\bar{l} = 1,1$ $\lambda/d_c = 0,52$ (см. рис. 3).

Значения частоты дискретного тона показаны на рис. 4, где приведена зависимость $Sh_l = (fl)/U_\infty$ от относительного расстояния $\bar{l} = 2l/d$; 1 — $\bar{D} = 1,0$; 2 — $\bar{D} = 1,28$; 3 — данные [7]; 4 — результаты [5]. Данные из [5, 7] взяты для $M_\infty = 2,0$. Видно разделение всех частот на моды колебаний и хорошее соответствие между экспериментальными значениями, полученными в разных работах. Для результатов [5] значения на графи-

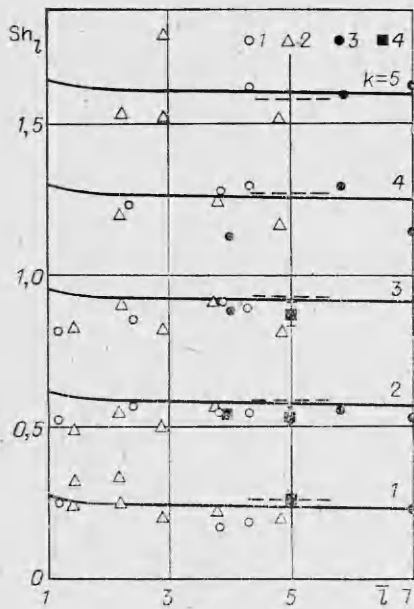


Рис. 4

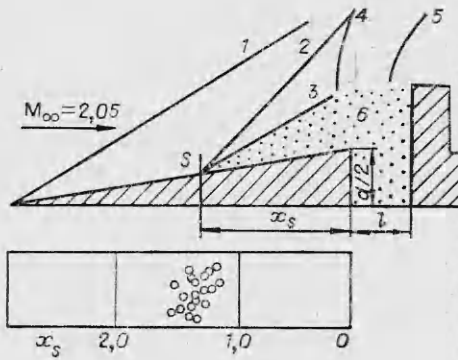


Рис. 5

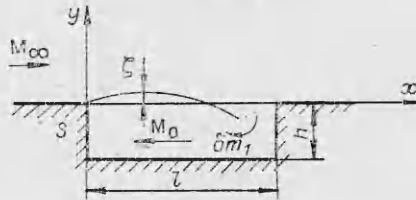


Рис. 6

ке условно нанесены при $\bar{l} = 5,0$, что сочтено возможным, так как зависимость $Sh_l(\bar{l})$ с увеличением \bar{l} исчезает. Данные [5] получены как для плоской каверны, так и для осесимметричной выемки, образованной прямоугольной проточкой на остром конусе. В [7] исследовалась плоская каверна, образованная на стенке аэродинамической трубы.

Минимальные значения Sh_l для каверны близки по порядку величин к собственным частотам акустических колебаний в полуоткрытой трубе. Для продольных акустических колебаний в трубе, один конец которой закрыт, а другой открыт, $Sh_l = 0,25$; здесь в качестве характерной скорости взята скорость звука в трубе [16]. Это сравнение значений собственных частот колебаний в полости и акустических колебаний в трубе позволяет считать, что распространяющиеся в полости акустические волны играют важную роль в колебательном процессе данного типа.

Низкочастотные пульсации наблюдаются при малых относительных расстояниях \bar{l} и имеют характерные значения $Sh_d \sim 0,01$ (см., например, спектр 1 на рис. 2). При этом уровень пульсаций давления на частотах $Sh_l = 0,25-0,8$ ($Sh_l = \bar{l} Sh_d$) превышает фоновый примерно на 10 дБ, но дискретных составляющих в этом диапазоне спектра не наблюдается. Низкочастотные пульсации также характеризуются несколькими модами. Шлирен-фотографии картины течения, соответствующие этому режиму, приведены на рис. 3, а, б. Две фотографии соответствуют двум реализациям одного и того же режима. Различие между ними обусловлено фазами колебательного процесса. На рис. 3, а поток отрывается с задней кромки, на рис. 3, б видно, что точка отрыва переместилась на образующую конуса на расстояние $0,1 d$ от донного среза. Перемещение точки отрыва S с острой задней кромки на образующую конуса указывает на то, что давление вблизи торца конуса для этого режима может повышаться до величины, которая больше выдерживаемого пограничным слоем перепада без отрыва. Для $\bar{D} = 2,0$ и $\bar{l} = 0,5$ точка отрыва потока всегда находится на образующей конуса, что обусловлено большим размером преграды. Обработка шлирен-снимков течения показала, что точка отрыва пограничного слоя для нескольких реализаций находится на различном расстоянии от донного среза x_s . Среднее значение расстояния x_s для $\bar{D} = 2,0$, $\bar{l} = 0,5$ равно $1,2 d$, а размах колебаний достигает $0,35 d$.

На рис. 5 показана схема течения для $\bar{D} = 2,0$, $\bar{l} = 0,5$, где 1 — головной присоединенный скачок уплотнения, 2 — скачок уплотнения, связанный с отрывом потока, 3 — слой сдвига, 4 — скачок уплотнения, 5 — отсоединенный скачок уплотнения вблизи диска, 6 — отрывная область. Все вышеперечисленные элементы течения, за исключением головного скачка, вовлечены в пульсационный процесс; для примера в нижней части рис. 5 нанесены значения x_s для различных реализаций пульсационного процесса. Интервал между реализациями 2—3 с, а характерные частоты этого процесса ~ 70 Гц; таким образом, этот график иллюстрирует только положение точки отрыва x_s , но не зависимость $x_s(t)$.

Пульсации, сопровождающиеся перемещением точки отрыва, обусловлены периодическим втеканием в застойную область и вытеканием наружу некоторой массы газа и называются расходными колебаниями [17]. В [18] колебания отрывной области с существенным изменением формы последней названы нестационарным режимом второго рода. Безразмерная частота пульсаций для режима второго рода, вычисленная не по скорости звука, как это сделано в [18], а по скорости потока, принимает минимальное значение 0,13 (в данной работе 0,009—0,051, в качестве характерного размера взят диаметр диска D). Сходство вышеописанных низкочастотных пульсаций с упомянутыми в [17, 18] типами колебаний основывается на близких по порядку величин значениях частоты и существенном перемещении точки отрыва в течение колебательного процесса. По-видимому, это сходство может служить основанием для предположения о подобии этих типов пульсаций.

3. В качестве расчетной модели высокочастотных колебаний рассматривается обтекание полости потоком с $M_\infty > 1$. Предполагается возможность существования в полости обратного течения с $M_0 = \text{const}$ (может достигать значения 0,5, см., например, [7]). При определенных соотношениях длины l , глубины h и толщины пограничного слоя в полости возникают интенсивные пульсации, при этом в поток излучаются акустические волны, хорошо заметные на теневых фотографиях. Оторвавшийся в точке S пограничный слой формирует сдвиговое течение, которое колеблется вблизи среднего положения. Взаимодействие колеблющегося сдвигового слоя с задним торцом полости вызывает периодическое втекание и вытекание некоторой массы газа. Вытекание газа из полости приводит к формированию возмущений в пограничном слое вниз по потоку от заднего торца [8]. Внутри полости возмущения распространяются от заднего торца к переднему (рис. 6), достигают его и отражаются, возмущая при этом слой сдвига вблизи точки отрыва S . Порожденное вблизи точки S возмущение в слое сдвига сносится вниз по потоку, достигает заднего торца полости и взаимодействует с ним, в результате чего новая порция газа втекает в полость (или вытекает из полости). Взаимодействие вблизи точки отрыва S вызывает изменение интенсивности возмущения, которое распространяется во внешний поток в виде скачка уплотнения или веера волн разрежения.

Изложенная физическая картина пульсаций в полости согласуется с [5, 10, 11] и позволяет получить дисперсионное уравнение. Предположим, что возмущение, формирующееся для $x = l$ при отклонении слоя сдвига вблизи заднего торца, распространяется в полости в виде плоской акустической волны. Будем считать, что взаимодействие между акустическими волнами в полости и слоем сдвига осуществляется только вблизи торцов. Отметим аналогию подхода к описанию этого явления с методом исследования процесса генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду [19].

В пренебрежении вязкостью, теплопроводностью и изменениями энтропии продольные акустические колебания газа в полости описываются следующей системой:

$$(3.1) \quad \frac{\partial \bar{v}}{\partial \tau} - M_0 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial \tau} - M_0 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \xi} = 0.$$

Здесь $\bar{p} = p'/\alpha p_0$, $\bar{v} = v'/a_0$ — безразмерные возмущения давления и скорости; κ — показатель адиабаты; p_0 , a_0 — осредненное давление и скорость звука в полости; $\xi = x/l$, $\tau = ta_0/l$ — безразмерные координата и время; l — длина полости. Решение системы (3.1) представляется суперпозицией волн в виде [20]

$$(3.2) \quad \begin{aligned} \bar{v} &= [A_v \varphi_1(\xi) + A_p \varphi_2(\xi)] \exp(\omega \tau), \\ \bar{p} &= [A_v \varphi_2(\xi) + A_p \varphi_1(\xi)] \exp(\omega \tau), \end{aligned}$$

где $\omega = \omega_r + i\omega_i$; A_p , A_v — постоянные коэффициенты;

$$\begin{aligned} \varphi_1(\xi) &= \frac{1}{2} \left[\exp\left(\frac{\alpha \xi}{M_0 - 1}\right) + \exp\left(\frac{\omega \xi}{M_0 + 1}\right) \right]; \\ \varphi_2(\xi) &= \frac{1}{2} \left[\exp\left(\frac{\omega \xi}{M_0 - 1}\right) - \exp\left(\frac{\omega \xi}{M_0 + 1}\right) \right]. \end{aligned}$$

Отклонение слоя сдвига от его среднего положения будем описывать как

$$\zeta = C \xi \exp(\omega \tau - i\alpha \xi),$$

где $\zeta = y/l$ — отклонение; α — волновое число возмущений, распространяющихся по слою сдвига; $C = \text{const}$. Принято, что $\text{Im}\{\alpha\} = 0$. Линейный вид нарастания возмущений в слое сдвига можно рассматривать как первый член разложения в ряд общепринятого экспоненциального нарастания возмущений, а так как нас интересуют относительно небольшие расстояния ($\alpha \xi \sim 1$), то можно использовать упомянутое разложение для удобства вычислений. Экспериментально такой вид нарастания колебаний в осесимметричной струе получен в [21].

Параметры акустических колебаний вблизи передней стенки каверны ($\xi = 0$) связаны соотношением

$$(3.3) \quad \bar{p}/\bar{v}|_{\xi=0} = Z,$$

где Z — акустический импеданс передней стенки, в общем случае комплексное число. Колебания слоя сдвига на заднем торце приводят к периодическому втеканию (вытеканию) некоторой массы газа

$$\delta m_1 = F(\zeta) = - \int_{\xi_0}^{\zeta} \rho_1(y) U(y) dy.$$

Знак минус обусловлен выбором направления ζ ; при $(\zeta - \zeta_0) < 0$, $\delta m_1 > 0$ газ втекает в полость; ζ_0 — координата разделяющей линии тока. Для малых колебаний границы ($(\zeta - \zeta_0) \ll h/l$) масса газа, переносимая продольными пульсациями в полости, определяется из уравнения неразрывности и равна

$$\delta m_0 = \bar{\rho}_0 U_0 (\bar{p} - \bar{v}/M_0) \bar{h},$$

где $\bar{h} = h/l$ для плоского или $\bar{h} = D/4l$ для осесимметричного случаев. Приравнивая массы газа δm_1 и δm_0 , получим граничное условие на заднем торце полости

$$(3.4) \quad \rho_0 U_0 (\bar{p} - \bar{v}/M_0) \bar{h}|_{\xi=1} = F(\zeta)|_{\xi=1}.$$

Для малых возмущений связь между углом отклонения слоя сдвига и пульсациями давления получается линеаризацией соотношения для косога скачка уплотнения или волны разрежения и дается выражением

$$(3.5) \quad \left. \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right|_{\xi=0} = \frac{\sqrt{M_\infty^2 - 1}}{M_\infty^2} e^{i\theta} \bar{p} \Big|_{\xi=0}.$$

Аналогичная связь получена в [22], отличие заключается в том, что в (3.5) введено время запаздывания θ , выражающееся сдвигом по фазе меж-

ду колебаниями давления и слоя вблизи точки отрыва. В [5] это время запаздывания называется «временем задержки схода вихря».

Таким образом, для решения задачи о совместных продольных колебаниях газа в полости и слоя сдвига необходимо, чтобы решение (3.2) удовлетворяло граничным условиям (3.3)–(3.5). Примем переднюю стенку полости акустически жесткой

$$\bar{v}|_{\xi=0} = 0 \quad (Z \rightarrow \infty).$$

Последнее обстоятельство предполагает существование в полости стоячей акустической волны. После соответствующих преобразований получается дисперсионное уравнение

$$(3.6) \quad (M_0 - 1) \exp\left(\frac{\omega}{M_0 - 1}\right) + (M_0 + 1) \exp\left(\frac{\omega}{M_0 + 1}\right) = -R \exp[i(\theta - \alpha)],$$

где

$$R = 2 \frac{\rho_\infty a_\infty}{\rho_0 a_0} \frac{\sqrt{M_\infty^2 - 1}}{h M_\infty^i}.$$

Здесь принято, что сдвиговой слой есть тангенциальный разрыв и $\zeta_0 = 0$, что дает

$$(3.7) \quad F(\zeta) = -\rho_\infty a_\infty M_\infty \zeta.$$

Для решения дисперсионного уравнения (3.6) необходимо знать зависимость волнового числа распространяющихся в слое сдвига возмущений от частоты и значение сдвига фазы θ .

В экспериментальном исследовании слоя сдвига при обтекании каверны [6] получены данные о форме колебаний слоя сдвига над устьем полости и найдено, что сдвиг фаз между колебаниями продольной скорости и колебаниями слоя сдвига составляет $-\pi/2$. Из вида решения (3.2) видно, что колебания давления и скорости в полости при $\xi = 0$ синфазны. Используем в дальнейших вычислениях значение $\theta = -\pi/2$.

Волновое число часто определяется через конвективную скорость $\alpha = \omega/U_c$, значение которой зависит от толщины слоя сдвига, скорости течения, частоты, способа ее измерения и т. д. [23]. Теоретическое определение дисперсионного соотношения $\omega = \omega(\alpha)$ получается из решения задачи об устойчивости тангенциального разрыва [22] или слоя сдвига (см., например, [12, 14]). Среднее значение конвективной скорости крупномасштабных структур в струях равно $U_c/U_\infty = 0,65$ [15]. Мы также примем это значение, соответствующее конвективной скорости наиболее энергонесущих вихрей.

Для $M_0 = 0$ можно получить систему трансцендентных уравнений для определения собственных частот колебаний полости:

$$(3.8) \quad \begin{aligned} (2/R) \operatorname{sh} \omega_r \cdot \cos \omega_i &= \cos(\theta - \alpha), \\ (2/R) \operatorname{ch} \omega_r \cdot \sin \omega_i &= \sin(\theta - \alpha). \end{aligned}$$

Данная система решается численно. Значения собственных частот для положительных ω_r приведены на рис. 4 в виде сплошных линий. Различные линии соответствуют различным модам колебаний, на графике нанесены зависимости числа Струхала Sh_k для пяти мод колебаний ($k = 1-5$). Расчетные значения Sh_k лежат несколько выше экспериментальных точек. Отметим, что расслоение значений Sh_k по модам колебаний наблюдается довольно отчетливо как для экспериментальных, так и для расчетных результатов. Распределение амплитуды пульсаций давления в стоячей волне, согласно вышеизложенной модели, дается формулой (3.2). Экспериментально измеренное распределение амплитуды по дну каверны, приведенное в [7], имеет такой же вид, характерный для стоячей волны.

В случае, если пренебречь отражением акустической волны от переднего торца полости, т. е. считать, что в полости существует акустическая

волна, распространяющаяся в отрицательном направлении оси x , значение акустического импеданса

$$(3.9) \quad Z = -1.$$

Это соответствует нулевому приближению модели [5] и оценочным соотношениям [11]. Использование (3.9) совместно с (3.4) дает дисперсионное уравнение при $M_0 = 0$

$$(R/2) \exp(-\omega_r) \exp[i(\theta - \alpha - \omega_i)] = 1.$$

Решение находится в виде

$$\omega_r = \ln(R/2), \quad \alpha + \omega_i = 2\pi(k - 1/4),$$

где учтено $\theta = -\pi/2$. Значение $F(\zeta)$ взято по (3.7). С учетом параметров, по которым проводилось обезразмеривание, получается для собственных частот

$$(3.10) \quad \text{Sh}_l = (k - 1/4)/(U_\infty/a_0 + U_c/U_\infty),$$

что в точности соответствует нулевому приближению, полученному в [5]. Значения Sh_l , вычисленные по (3.10), нанесены на рис. 4 штрихом и несущественно отличаются от значений, вычисленных по (3.8).

Автор выражает благодарность В. В. Ведерниковой за помощь в проведении экспериментов и оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудрявцев В. Н., Черкез А. Я., Шилов В. А. Исследование сверхзвукового обтекания двух разделяющихся тел.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 2.
2. Хлебников В. С. Исследование течения перед диском, помещенным в следе тела, при сверхзвуковом обтекании.— Тр. ЦАГИ, 1972, вып. 1419.
3. Чжен П. Отрывные течения. Т. 1—3. М.: Мир, 1972—1973.
4. Саройя В. Экспериментальные исследования пульсаций, возникающих при обтекании мелких выемок.— РТК, 1977, т. 15, № 7.
5. Антонов А. И., Вишняков А. Н., Шалаев С. П. Экспериментальное исследование пульсации давления в выемке, обтекаемой дозвуковым или сверхзвуковым потоком газа.— ПМТФ, 1981, № 3.
6. Elder S. A. Self-excited depth-mode resonance for a wall-mounted cavity in turbulent flow.— J. Acoust. Soc. America, 1978, v. 64, N 3.
7. Heller H. H., Holmes D. G., Covert E. E. Flow induced pressure oscillations in shallow cavities.— J. Sound and Vibr., 1971, v. 18, pt 4.
8. Морозов М. Г. Самовозбуждение колебаний при сверхзвуковых отрывных течениях.— ИФЖ, 1974, т. 27, № 5.
9. East L. F. Aerodynamically induced resonance in rectangular cavities.— J. Sound and Vibr., 1966, v. 3, N 3.
10. Rossiter J. E. Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. Aeronautical Research Council. R. M., London, 1966, N 3438.
11. Хэнки В. Л., Шенг Дж. Г. Расчет пульсаций давления в открытой полости.— РТК, 1980, т. 18, № 8.
12. Tam C. K. W., Block P. F. W. On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities.— J. Fluid Mech., 1978, v. 89, pt 2.
13. Воловельский Л. С., Григорьев В. Д., Запругаев В. И. и др. Метрологические исследования тепловой аэродинамической трубы Т-333.— В кн.: Докл. III Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований. Новосибирск, 1982.
14. Гапонов С. А., Маслов А. А. Развитие возмущений в сжимаемых потоках. Новосибирск: Наука, 1980.
15. Michalke A., Fuchs H. V. On the turbulence and noise of an axisymmetric shear flow.— J. Fluid Mech., 1975, v. 70, pt 1.
16. Скучик Е. Основы акустики. М.: Мир, 1976.
17. Авдусевский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И. Устойчивость течений с передними срывными зонами.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 1.
18. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 4.
19. Глазнев В. Н., Демин В. С. Полуэмпирическая теория генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду.— ПМТФ, 1976, № 6.

20. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. М.: ГИФМЛ, 1961.
 21. Соболев А. В. К вопросу об измерениях пульсаций в струях. — В кн.: Вопросы газодинамики. Новосибирск, 1975.
 22. Седелников Т. Х. Автоколебательное шумообразование при истечении газовых струй. М.: Наука, 1971.
 23. Хуссейн А. К. М. Ф., Кларк А. Р. Определение статистической связи между размерами и конвективной скоростью турбулентных структур в плоской и круглой струях. — РТИ, 1981, т. 19, № 1.

Поступила 29/VIII 1984 г.

УДК 532.526

О РОЛИ ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ МОД ВОЗМУЩЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ПЕРЕХОДА СВЕРХЗВУКОВОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

В. И. Лысенко

(Новосибирск)

В настоящее время еще нет законченной теории, позволяющей предсказать положение перехода ламинарного сжимаемого пограничного слоя в турбулентный. Для практических целей используются приближенные методы, как правило, основанные на применении линейной теории устойчивости, разработанной уже достаточно хорошо (см., например, [1]). При отсутствии информации о начальном спектре возмущений в пограничном слое (например, при летных испытаниях) возможно использование (конечно, грубого) метода e^n предсказания положения перехода, хорошо себя зарекомендовавшего при дозвуковых скоростях как в «трубных», так и в летных экспериментах, в том числе и для пространственных пограничных слоев (см., например, [2]). В этом методе положение перехода фиксируется при достижении отношения амплитуд возмущения $A = Q/Q_0$ значения e^n (Q_0 — амплитуда возмущения на нижней ветви кривой нейтральной устойчивости, Q — текущая величина амплитуды, n задано), представляющего собой коэффициент усиления возмущений в неустойчивой области. Число Рейнольдса перехода, определенное таким путем, является интегральной характеристикой устойчивости течения в пограничном слое. С его помощью можно особенно наглядно сопоставить вклад первой и второй мод возмущений в развитие неустойчивых колебаний в пограничном слое, проследить за влиянием на обе моды различных факторов. Сопоставление характеристик устойчивости (коэффициентов нарастания, нейтральных кривых, условных чисел Рейнольдса перехода) первой и второй мод возмущений — основная цель данной работы.

1. За основу взята программа расчета коэффициентов нарастания возмущений α_i в пограничном слое при теплообмене [3]. Методика расчета характеристик устойчивости подробно изложена в [1, 4].

Рассмотрено течение сжимаемого теплопроводного газа в двумерном пограничном слое (систему уравнений см., например, в [5]). Расчеты проведены для воздуха и непроницаемой поверхности с заданной температурой стенки. Почти все расчеты выполнены для безградиентного течения на конусе. Исключение составляли лишь исследования по влиянию градиента давления на коэффициенты нарастания.

Система уравнений, описывающая течение в пограничном слое, преобразовывалась в систему обыкновенных дифференциальных уравнений (для градиентного течения предполагалось локальное подобие [5]), которая интегрировалась численно (см. подробнее [1]). В результате интегрирования найдены распределения продольной скорости, температуры, их производных и вязкости поперек пограничного слоя, которые требовались при решении уравнений устойчивости. Для определения коэффициентов нарастания возмущений использовалась система уравнений устойчивости в приближении Дана — Линя [6] с граничными условиями: обращение на стенке в нуль возмущений продольной, нормальной скоростей и температуры и их затухание в бесконечности.

Метод решения системы уравнений Дана — Линя с данными граничными условиями описан в [1]. Введены новые переменные, и система уравнений Дана — Линя (в частных производных) преобразована в систему