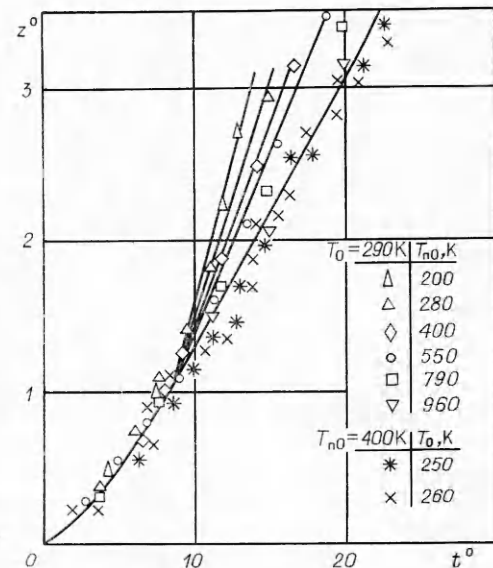


Р и с. 3

приведены также на рис. 3, откуда видно, что соотношения $\Lambda \simeq \Lambda(0)$ и $k^0 \simeq k^0(0)$ приближенно верны при $\eta < 10^{-3}$. При больших значениях η как Λ , так и k^0 существенно зависят от η . Заметим, что полученные данные позволяют определить $k^0(0) = 6 \cdot 10^{-3}$. Коэффициент теплопередачи можно вычислить по формуле (8).

Таким образом, при $\eta < 10^{-3}$ выполняется показанное в [1] подобие движений атмосферы, возмущенной внезапно возникшим высокотемпературным тепловым пятном (при подобии в начальном распределении температуры). В случае, когда $\eta > 10^{-3}$, для сохранения подобия необходимо выполнение условия $\eta = \text{idem}$.



Р и с. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. Экспериментальное исследование конвективного потока от внезапно возникшего плоского горизонтального источника тепла // ПМТФ.— 1985.— № 5.
2. Shlien D. J. Some laminar thermal and plume experiments // Phys. Fluids.— 1976.— V. 19, N 8.
3. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости.— М.: Мир, 1977.
4. Джагурия Й. Естественная конвекция.— М.: Мир, 1983.
5. Заславский Б. И., Юрьев Б. В. О моделировании нестационарных процессов теплообмена на поверхности океана // Измерения в гидроаэродинамике и геофизической акустике.— М.: ВНИИФТРИ, 1984.
6. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи.— М.: Энергия, 1973.

г. Москва

Поступила 4/III 1988 г.

УДК 534.13:533.601.15

В. И. Запругаев, С. Г. Миронов

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ В ПЕРЕДНЕЙ ОТРЫВНОЙ ЗОНЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ ПОТОКА

Необходимость исследования пульсационных явлений для конфигураций с передними отрывными зонами обусловлена возможностью уменьшения сопротивления тела при выборе соответствующей геометрии зоны отрыва. Данные об осредненных и пульсационных характеристиках для тел с выступающей вперед иглой приведены в [1—15]. Флуктуации в отрывной зоне [6, 8] разделяются на пульсации с существенным изменением зоны отрыва, которые называют нестационарным режимом второго рода [6], пульсациями [8], пульсациями E-типа [4] или катастрофическими пульсациями [5]. К этому же типу флуктуаций отнесены массорасходные пульсации [13—15]. Флуктуации без заметного изменения зоны отрыва называют нестационарным

режимом первого рода [6] или колебаниями [8]. В [10—12] используется термин игольный гул и пульсации не разделяются на два типа.

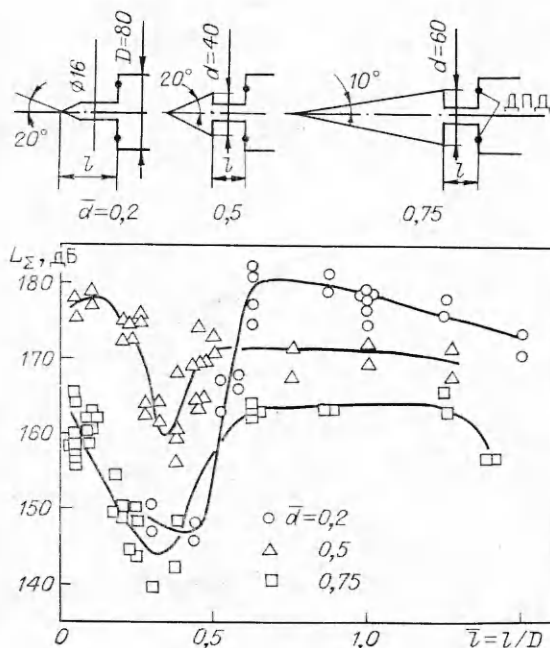
В настоящей работе для удобства изложения и сокращения количества терминов для разделения типов флуктуаций приняты термины массорасходные пульсации и акустические колебания, что не противоречит введенной ранее терминологии. Приведены экспериментальные результаты о величине пульсаций давления и частотах дискретного тона для модели с варьируемой геометрией передней отрывной зоны. Представлены данные совместного анализа движения скачков уплотнения перед цилиндром с игой и пульсаций давления на торце цилиндра, обсуждается механизм пульсаций. Получен критерий относительного массообмена при пульсациях в отрывной области.

1. Эксперименты выполнены на осесимметричной модели при нулевом угле атаки. Модель представляет собой цилиндр диаметром $D = 80$ мм, внутри которого соосно перемещается и фиксируется державка диаметром 16 мм. На торец державки крепились конический наконечник с полууглом 20° , образуя тело с игой, или конус с диаметром основания $d = 40$ или 60 мм (схема на рис. 1). На заднем торце цилиндра устанавливались два датчика пульсаций давления (ДПД) на расстоянии 25 мм от центра торца. Пьезодатчики давления крепились на модели в виброизолирующих корпусах. Длина державки l могла изменяться в диапазоне 0—120 мм. Испытания проведены в сверхзвуковой аэродинамической трубе [16] при числе Маха потока $M_\infty = 2,04$ и числе Рейнольдса, вычисленном по диаметру цилиндра и параметрам в набегающем потоке, $Re_\infty = 2,4 \cdot 10^6$.

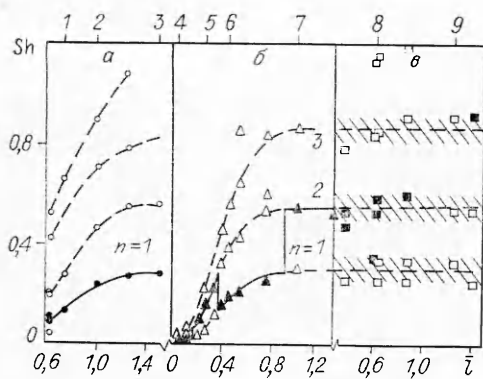
Сигналы с пьезодатчиков поступали на предварительные усилители и записывались на многоканальный магнитограф Н067 с последующей обработкой, заключающейся в получении реализаций сигналов и частотных спектров. Спектральный анализ проводился с помощью анализатора СК4-56, работавшего совместно с двухкоординатным самописцем Н306. Среднеквадратичное значение сигнала в полосе 20—20000 Гц измерялось с помощью микровольтметра ВЗ-57, предназначенного для измерения шумовых сигналов. Амплитудно-частотная характеристика пьезодатчиков давления контролировалась путем сравнения с показаниями измерительного конденсаторного микрофона МК-6. Калибровка датчиков проводилась с помощью пистонфона ПП101А. Точность измерения амплитуды пульсаций оценивается в 2 дБ.

Для получения мгновенных шпирен-снимков течения применялся теневой прибор ИАБ-451 с кольцевым ножом, что позволяло регистрировать градиент плотности во всех направлениях. В качестве источника света брали импульсную лампу ИШ-5 с временем свечения около 1 мкс. Схема формирования импульса для поджига лампы позволяла привязать снимки поля течения к фазе наблюдаемых пульсаций давления [17]. Эта методика дает возможность получать осциллограммы, начальный момент которых отвечает моменту вспышки импульсной лампы.

2. Зависимость общего уровня пульсаций давления L_Σ от относительной длины $\bar{l} = l/D$ для трех конфигураций зоны отрыва приведена на рис. 1. Максимальное значение уровня пульсаций со-



Р и с. 1

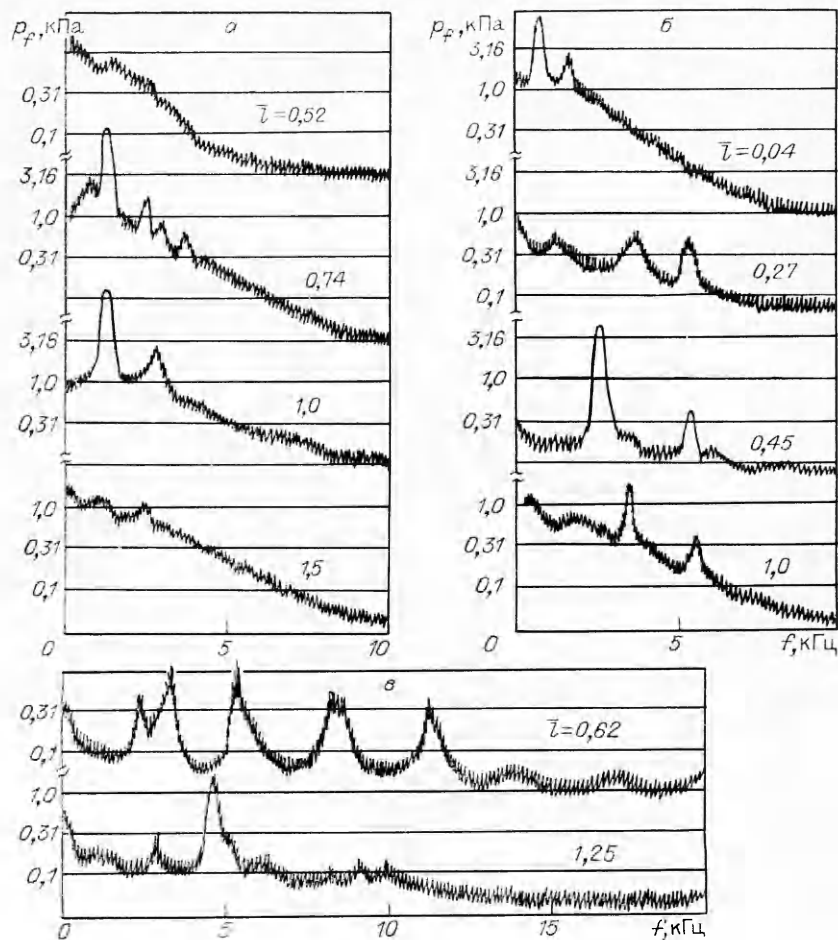


Р и с. 2

ответствует цилиндру с иглой ($\bar{d} = d/D = 0,2$) и достигает 182 дБ. Пульсации малы ($L_{\Sigma} \approx 147$ дБ), когда длина иглы меньше, чем расстояние до отошедшего скачка уплотнения перед цилиндром. Приближение носика иглы к скачку уплотнения ведет к существенному увеличению уровня пульсаций. Расстояние \bar{l}_s от торца цилиндра до отошедшего скачка уплотнения, измеренное по шпирен-фото при $\bar{l} < \bar{l}_s$, равно 0,45. В зависимости L_{Σ} от \bar{l} для конусов с $\bar{d} = 0,5$ и 0,75 отчетливо

просматривается понижение уровня L_{Σ} на 10–12 дБ при $\bar{l} \approx 0,35$.

Частота дискретного тона определялась по пикам, наблюдаемым на спектрограммах. Зависимость числа Струхала $Sh = fl/u_{\infty}$ от \bar{l} показана на рис. 2, а — в для $\bar{d} = 0,2; 0,5; 0,75$. Темные точки соответствуют наибольшей величине пульсаций (максимальный пик на спектрограмме, на рис. 3 приведено несколько спектрограмм для характерных режимов пульсаций, p_f — уровень пульсационного давления на частоте f в полосе 200 Гц). Светлые точки означают положения на оси частот пиков меньшей ампли-



Р и с. 3

Номер режима	\bar{d}	\bar{l}	f , кГц	p_f , кПа	Sh	ρ_0 , кг/м ³	\bar{p}	$\bar{\Delta}$
1	0,2	0,74	1,14	12,5	0,135	1,73	0,067	0,56
2	0,2	1,0	1,54	14,0	0,244	1,73	0,076	0,36
3	0,2	1,5	1,0	1,5	0,271	0,57	0,025	0,1
4	0,5	0,04	0,71	9,0	0,046	1,73	0,049	0,92
5	0,5	0,27	1,28	0,6	0,054	1,02	0,0005	0,009
6	0,5	0,45	2,67	5,0	0,19	0,96	0,049	0,27
7	0,5	1,0	3,41	2,0	0,54	0,53	0,035	0,07
8	0,75	0,62	3,4	1,0	0,34	0,44	0,021	0,06
9	0,75	1,25	4,5	1,7	0,89	0,35	0,045	0,05

туды, выделение которых на шумовом фоне зависит от момента регистрации и номера датчика пульсаций. Несколько ветвей зависимости $Sh(\bar{l})$ отвечают модам колебаний $n = 1, 2, \dots$. Здесь же сверху указаны девять характерных режимов, соответствующих таблице. Отсутствие точек на рис. 2 при $\bar{l} < 0,6$ для $\bar{d} = 0,2$ и $\bar{l} < 0,35$ для $\bar{d} = 0,75$ в данной работе обусловлено шумовым характером сигнала, в котором не выявлены дискретные частоты. Зависимость Sh от \bar{l} для $\bar{d} = 0,2$ и $0,5$ состоит из двух участков: увеличения Sh с ростом \bar{l} и относительного постоянства Sh при изменении \bar{l} . При $\bar{l} > 1$, $\bar{d} = 0,2$ и $0,5$ для первых трех мод колебаний Sh принимает значения, близкие к $0,3$; $0,55$; $0,86$. Для $\bar{d} = 0,75$ разброс точек от этих значений существен, но в основном измеренные частоты лежат внутри полосы $\Delta Sh = \pm 0,06$ (см. рис. 2). Сводка данных из [18] дает близкие к указанным значения Sh . Независимость Sh от \bar{l} пропорционально уменьшает частоты с ростом продольного размера отрывной области. Для пульсаций в сдвиговых течениях при наличии характерного размера в [19] приведено соотношение

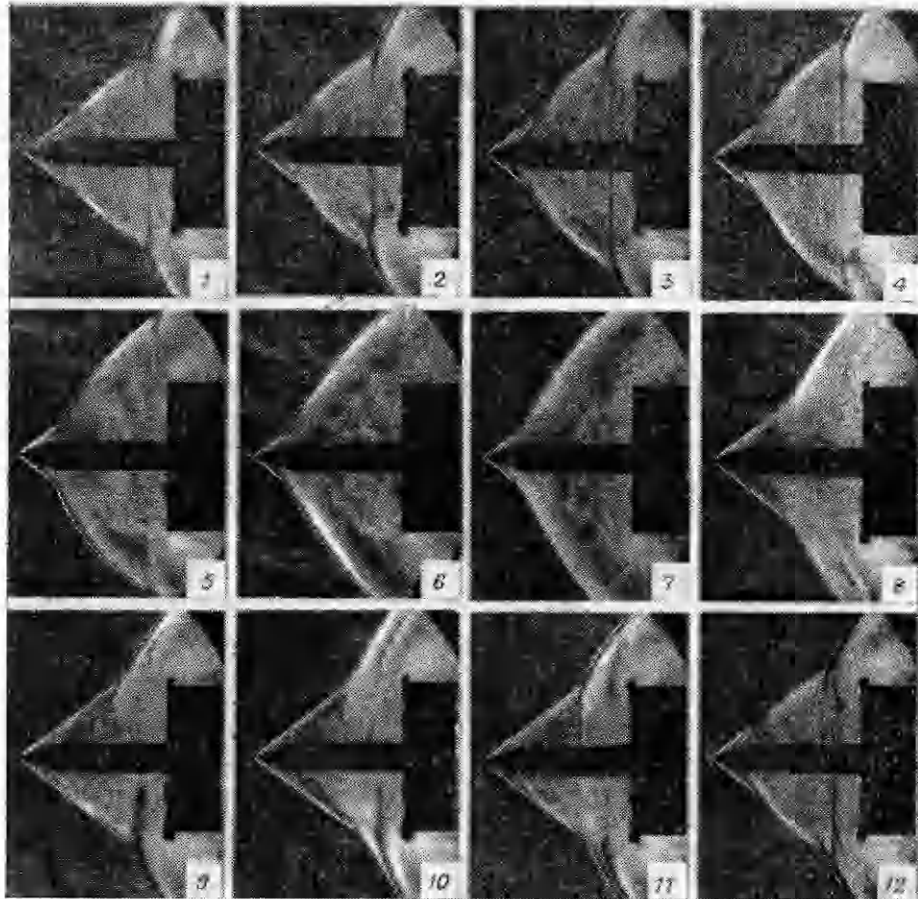
$$(2.1) \quad l/u_1 + l/u_2 = n/f,$$

где u_1 — скорость распространения возмущений в сдвиговом слое (конвективная скорость); u_2 — скорость распространения возмущений по зоне отрыва вверх по потоку. Учитывая (2.1), получим

$$(2.2) \quad Sh = nu_1u_2/[u_\infty(u_1 + u_2)].$$

Независимость Sh от \bar{l} говорит о независимости u_1 , u_2 от \bar{l} . Наблюдаемое на рис. 2 изменение Sh , по-видимому, означает, что или изменяются существенным образом скорости распространения возмущений, или при данных \bar{l} работает другой механизм автоколебаний. Для $\bar{d} = 0,2$ (цилиндр с иглой) это изменение зависимости наблюдается при $\bar{l} = 1,25$, для $\bar{d} = 0,5$ — при $\bar{l} = 0,75$. Учитывая отмеченное ранее изменение типа пульсаций [6, 8], можно предположить, что изменение зависимости Sh от \bar{l} обусловлено переходом от массорасходного механизма колебаний к колебаниям, которые имеют место в выемке и частота которых может быть оценена по (2.1).

Шлирен-фотографии (рис. 4) отвечают различным фазам пульсационного процесса и получены по методике [17]. На характерной осциллограмме пульсаций давления $\delta p(\tau)$ (рис. 5, а) цифрами помечены моменты времени, при которых происходила съемка. По оси абсцисс отложено время в долях периода $\tau = t/T_0$. Данные на рис. 4, 5 соответствуют $\bar{l} = 1,0$. Вид осциллограмм говорит о наличии случайной составляющей в сигнале. Это проявляется в том, что колебательный процесс не строго периодический. Для указанного режима среднеквадратичное отклонение периода колебаний от среднего составляет 3,5%. Согласно терминологии [20], такой сигнал можно представить как сумму детерминированного и случайного сигналов.



Р и с. 4

На рис. 5, 6 приведена зависимость от времени положений характерных элементов волновой структуры, в качестве которых приняты тройные конфигурации скачков уплотнения T , важная роль их в развитии нестационарного процесса отмечается в [21]. Здесь Δl и Δl_0 (точки I и II) — расстояние от торца цилиндра до тройной точки и от торца до вторичного отошедшего скачка уплотнения. Наличие на снимках двух тройных точек T и соответственно двух ветвей зависимости $\Delta l(\tau)$ (кривые 1, 2 на рис. 5, 6) обусловлено, скорее всего, попаданием в поле зрения теневого прибора двух смежных циклов колебаний. Это предположение позволяет экстраполировать ход кривой 1 с помощью кривой 2 на соседний цикл. Из периодичности процесса следует также появление во втором цикле ($\tau = 1-2$) кривой 3, являющейся аналогом кривой 1 (4 — положение вторичной отошедшей волны в зависимости от времени). Точность определения фазы колебательного процесса оценивается в $0,03 T_0$ и обусловлена в основном случайной составляющей сигнала.

3. Движение тройных конфигураций скачков уплотнения относительно колебаний давления показано на рис. 5, 6 и позволяет наглядно описать пульсационный процесс. За начало отсчета $\tau = 0$ принято время, соответствующее максимальному давлению в точке измерения на торце цилиндра. В этот момент вблизи вершины иглы на присоединенном коническом носовом скачке уплотнения возникает тройная конфигурация, обусловленная подходом к носовой части иглы волны давления, распространяющейся против потока по отрывной области. В течение времени $\tau = 0-0,5$ интенсивность криволинейного скачка уплотнения за тройной точкой увеличивается, что приводит к росту угла его наклона

и некоторому продвижению вперед, при этом $\Delta \bar{l} = 0,8$ (снимки 5—7 на рис. 4). При длине иглы $\bar{l} = 0,75$ интенсивность скачка настолько увеличивается, что тройная точка исчезает, а перед носиком иглы формируется отошедший скачок уплотнения. Рост интенсивности скачка уплотнения обусловлен, на наш взгляд, увеличением интенсивности подошедшей волны давления.

Поперечные размеры области отрыва возрастают, что ведет к перемещению от оси и сходу с торца цилиндра точки растекания потока. Последнее проявляется в отсутствии в этот момент времени видимого на шпирен-фотографиях 1—4 темного пятна у внешнего края торца. Это пятно трактуется как область сильного градиента плотности, возникающего при обтекании угловой кромки потоком, движущимся вдоль торца от оси [22]. Сход точки растекания с торца прерывает поступление газа внутрь области отрыва и отвечает началу опорожнения этой области, что влечет за собой уменьшение давления за криволинейным скачком уплотнения и приводит к сносу тройной конфигурации скачков уплотнения вниз по потоку со скоростью 180 м/с. Скорость сноса вычислена по зависимости $\Delta \bar{l}(\tau)$ (кривая 1, рис. 5, б) в интервале $\tau = 0,5—0,75$. Скорость перемещения скачка уплотнения, найденная по эмпирической формуле из [7], равна 154 м/с. Интервал $\tau = 0,5—0,75$ соответствует опорожнению передней отрывной зоны, уменьшению ее объема. Сжатие поперечных размеров отрывной области приводит к тому, что сдвиговый слой отклоняется внутрь и начинает взаимодействовать с торцом цилиндра. Последнее ведет к появлению вблизи угловой точки, на расстоянии $\Delta \bar{l}_0$ от торца, отошедшего вторичного скачка уплотнения, обусловленного торможением потока.

Одновременно с появлением вторичного скачка в области отрыва потока формируется волна давления, которая распространяется к носик и замыкает тем самым обратную связь в автоколебательном процессе. Возникновение скачка уплотнения перед торцом цилиндра в [7] объясняется сверхзвуковой скоростью потока за головным присоединенным скачком для данной стадии пульсаций. Смещение слоя сдвига к оси вызывает натекание более высоконапорных струек на торец цилиндра, что увеличивает интенсивность отошедшего скачка уплотнения и некоторый его отход от торца (кривая 4, рис. 5, б). При $\tau = 1,0$ происходит взаимодействие движущейся вниз по потоку системы скачков уплотнения со вторичным отошедшим скачком (слияние кривых 1 и 4 на рис. 5, б — фото 1, 12). Взаимодействие сказывается также на уменьшении скорости движения тройной точки ($\tau = 1,0—1,2$ на рис. 5, б). Результирующее возмущение смещается вниз по потоку и покидает поле наблюдения теневого прибора. На снимках 5—7 видно, как это возмущение проходит мимо торца цилиндра. Наблюдаемые на снимках 1—5 две тройные конфигурации скачков уплотнения, как и предполагалось выше, относятся к соседним колебательным циклам. На фотографиях 9, 10 видна асимметрия скачков уплотнения, которая в [5, 12] объясняется наличием вращательной моды колебаний.

Представление о кинематике пульсационного процесса позволяет оценить изменение давления на торце цилиндра. Минимальное давление на торце цилиндра соответствует давлению за криволинейным скачком

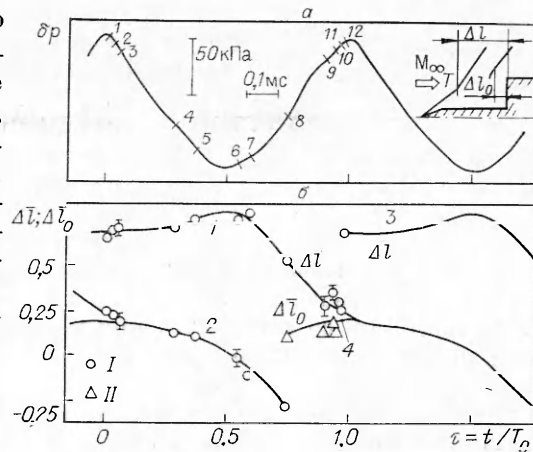
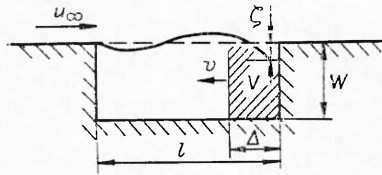


Рис. 5



Р и с. 6

57°). Параметры набегающего потока известны: $M_\infty = 2,04$, $p_\infty = 2,36 \cdot 10^4$ Па. Согласно [23], давление на жидком конусе $p_1 = 8,63 \cdot 10^4$ Па. В соответствии со схемой течения максимальное давление на торце отвечает полному давлению для струйки тока, прошедшей через конический присоединенный скачок уплотнения и отраженный скачок, который исходит из тройной точки в направлении оси ($\tau = 0,95$, снимок 9). Присоединенный скачок имеет угол 37° , $M_1 = 1,724$, а полное давление $1,92 \cdot 10^5$ Па (потери его на косом скачке учтены). Для оценки интенсивности отраженного скачка следует учесть скорость его перемещения, которая принята равной скорости перемещения тройной точки. Скорость потока за косым скачком 461 м/с, а скорость перемещения отраженного скачка 180 м/с, их разница, отнесенная к местной скорости звука за косым скачком, дает относительное число Маха перед отраженным скачком $M = 1,05$ (перемещающийся отраженный скачок правильнее называть ударной волной). Коэффициент восстановления полного давления на прямом скачке такой интенсивности равен 0,9994, для косого скачка он ближе к 1. Таким образом, полное давление в струйке тока, прошедшей через систему из двух скачков, $p_{02} = 1,92 \cdot 10^5$ Па. Разница между максимальным и минимальным давлением дает вычисленное значение размаха пульсаций давления на торце цилиндра $p_{02} - p_1 = 1,06 \cdot 10^5$ Па. Сравнение с измеренным значением $1,17 \cdot 10^5$ Па (рис. 5) указывает на удовлетворительное совпадение.

Осредненное давление на торце $(p_{02} + p_1)/2 = 1,39 \cdot 10^5$ Па близко к полному за прямым скачком уплотнения ($p_{0пр} = 1,38 \cdot 10^5$ Па при $M_\infty = 2,04$), что отвечает измерениям осредненного давления из [15].

4. Представления о механизме пульсаций в передней отрывной зоне, полученные на основании анализа литературы и описанных в работе экспериментальных данных, позволяют найти критериальные оценки, направленные на классификацию колебаний. Целесообразно ввести в качестве определяющего критерия массу газа δm , участвующую в пульсационном процессе, по отношению ко всей массе газа в отрывной области m_0 . Массорасходными назовем такие пульсации, при которых $\delta m/m_0 \sim 1$, а колебаниями акустического типа — такие колебания, для которых справедливо $\delta m/m_0 \ll 1$.

Рассмотрим выемку длиной l , глубиной W и шириной S , которая оmyвается потоком со скоростью u_∞ . Колебания слоя сдвига относительно разделяющей линии тока (имеющей смысл лишь для осредненного течения) сопровождаются пульсационным массообменом вблизи заднего края выемки (рис. 6). Предположим, что масса газа, участвующая в массообмене с внешним потоком δm , занимает объем V с характерным продольным размером Δ . Из уравнения неразрывности следует

$$(4.1) \quad \delta m = WS \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\Delta(t)} \rho(x, t) dx \right]$$

(ρ — плотность газа в выемке). При этом характерное время втекания (вытекания) $\delta t = T_0/2 = 1/(2f)$. Это позволяет оценить расход газа

$$(4.2) \quad g = \delta m/\delta t = (WS\Delta\rho_0)/\delta t = 2\rho_0WS\Delta f.$$

С другой стороны, в результате дифференцирования (4.1) имеем

$$(4.3) \quad g = WS \left[\int_0^{\Delta} \frac{\partial \rho}{\partial t} dx + \rho(\Delta, t) \frac{\partial \Delta}{\partial t} \right] \simeq WS \left[\frac{4\sqrt{2} p_f f \Delta}{c_0^2} + \rho_0 v \right].$$

В (4.2), (4.3) принято $\rho = \rho_0$ (ρ_0 — осредненное по времени значение плотности) и, кроме того,

$$v = \frac{\partial \Delta}{\partial t}, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial p}{\partial t} \simeq \frac{1}{c_0^2} \frac{2\sqrt{2} p_f}{\delta t} = \frac{4\sqrt{2} p_f f}{c_0^2}$$

(c_0 — скорость звука в выемке).

Предположим, что втекающий газ формирует плоский жидкий поршень, скорость которого равна акустической скорости порожденной им волны давления v . Связь между v и p в плоской акустической волне дается соотношением

$$(4.4) \quad v = p/\rho_0 c_0.$$

Сравнивая (4.2) и (4.3) с учетом (4.4), получим выражение для размера зоны массообмена

$$(4.5) \quad \Delta = \sqrt{2} p_f c_0 / [(\rho_0 c_0^2 - 2\sqrt{2} p_f) f].$$

Переходя в (4.5) к безразмерным величинам, получим соотношение для критерия $\bar{\Delta}$, характеризующего массообмен при колебаниях в полости:

$$(4.6) \quad \bar{\Delta} = \left(1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_\infty^2 \right)^{1/2} \bar{p} / [2M_\infty \text{Sh}(1 - \bar{p})],$$

где $\bar{p} = 2\sqrt{2} p_f / (\rho_0 c_0^2)$; $\bar{\Delta} = \Delta/l$; p_f — давление по спектру пульсаций; γ — показатель адиабаты. При этом принято, что температура газа в полости близка к температуре восстановления в турбулентном пограничном слое [1] и определяется коэффициентом восстановления $r = 0,896$.

Значения относительного массообмена $\bar{\Delta}$ для режимов, на которых в спектре пульсаций наблюдаются дискретные составляющие (см. рис. 3), приведены в таблице. Плотность ρ_0 в полости находилась из уравнения состояния, при этом распределение давления по длине полости не учитывалось. Для выемки, расположенной на пластине или на цилиндрической поверхности (рис. 6), давление в полости близко к давлению в набегающем потоке, но вблизи заднего торца наблюдается его повышение [1]. Для пульсационного течения с иглой при $\bar{l} \simeq 1$ принято, что давление в отрывной зоне, согласно [6], близко к давлению за прямым скачком уплотнения (режимы 1, 2, 4). В [6] показано, что при больших длинах иглы давление в отрывной зоне приближенно равно давлению на жидком конусе для стационарного обтекания, угол которого определяется по шlieren-фотографиям с большим временем экспозиции. Давление в конической области отрыва находилось с использованием результатов расчетов конического течения. Коничностью объема отрывной области, учет которой должен привести к увеличению $\bar{\Delta}$ для режимов 1, 2, 4 по сравнению с данными в таблице, пренебрегалось. Повышенное давление у заднего торца отрывной области приведет к уменьшению $\bar{\Delta}$ за счет падения \bar{p} (увеличения плотности у заднего торца) для режимов 3, 5—9. Для режима 4 в качестве характерной длины принята $\bar{l} = 0,5$.

Согласно выполненным оценкам и данным на рис. 2, к акустическим колебаниям следует отнести режимы 3, 5, 7—9 ($\bar{\Delta} < 0,1$). К массорасходным пульсациям относятся режимы 1, 2 ($\bar{\Delta} \geq 0,56$). Переходные колебания (сильные акустические или слабые массорасходные) происходят на режимах 4 и 6. Разделение пульсаций на массорасходные и акустические по величине относительного массообмена находится в соответствии с имеющимся в литературе делением на два вида пульсаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чжен П. Отрывные течения.— М.: Мир, 1973.— Т. 2.
2. Чжен П. Управление отрывом потока.— М.: Мир, 1979.
3. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones // J. Fluid Mech.— 1962.— V. 12, pt 4.
4. Холден. Экспериментальные исследования отрывных течений при гиперзвуковых скоростях. Ч. 1. Отрывные течения на осесимметричных телах с иглой // РТК.— 1966.— Т. 4, № 4.
5. Demetriades A., Hopkins A. T. Asymmetric shock-wave oscillations on spiked bodies of revolution // J. Spacecraft and Rockets.— 1976.— V. 13, N 11.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К. Исследование нестационарного отрывного обтекания тел сверхзвуковым потоком // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 4.
7. Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П. Нестационарное сверхзвуковое обтекание тел с установленной впереди иглой // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1976.— № 5.
8. Панарас А. Г. Пульсирующие течения около осесимметричных выпуклых тел // РТК.— 1981.— Т. 19, № 8.
9. Карловский В. Н., Сахаров В. И. Численное исследование сверхзвукового обтекания затупленных тел с выдвинутой вперед иглой // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1986.— № 3.
10. Shang J. S., Hankey W. L., Smith R. E. Flow oscillations of spike-tipped bodies.— Pasadena, California, 1980.— (Pap./AIAA; N 80—0062).
11. Hankey W. L., Shang J. S. Analysis of self-excited oscillations in fluid flows.— Snowmass, Colorado, 1980.— (Pap./AIAA; N 80—1346).
12. Calarese W., Hankey W. L. Modes of shock-wave oscillations on spike-tipped bodies // AIAA J.— 1985.— V. 23, N 2.
13. Mauld D. J. Hypersonic flow over axially symmetric spiked bodies // J. Fluid Mech.— 1960.— V. 8, pt 4.
14. Даньков Б. Н., Новиков Л. В. Нестационарное обтекание сверхзвуковым потоком копуса с дисковым щитком // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1968.— № 4.
15. Авдеевский В. С., Грецов В. К., Медведев К. И. Устойчивость течений с передними отрывными зонами // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1972.— № 1.
16. Волонихин И. И., Григорьев В. Д., Демьяненко В. С. и др. Сверхзвуковая аэродинамическая труба Т-313 // Аэродинамические исследования.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1972.
17. Запрягаев В. И., Миронов С. Г. Методика привязки фотографий поля течения к измеряемому локальному параметру // Методы аэрофизических исследований: Материалы IV Всесоюз. шк. по методам аэрофизических исследований.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1987.
18. Запрягаев В. И. Исследование пульсаций в отрывной зоне свободной каверны при сверхзвуковой скорости потока // ПМТФ.— 1985.— № 6.
19. Rockwell D. Oscillations of impinging shear layers // AIAA J.— 1983.— V. 21, N 5.
20. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.— М.: Мир, 1974.
21. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамика процессов истечения.— Новосибирск: Наука, 1984.
22. Ибрагим М. А., Серов А. О. и др. Отражение плоской ударной волны от тела с выемкой // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1985.— № 5.
23. Кибардин Ю. А., Кузнецов С. И., Любимов А. Н., Шумяцкий Б. Я. Атлас газодинамических функций при больших скоростях и высоких температурах воздушного потока.— М.; Л.: ГЭИ, 1961.

г. Новосибирск

*Поступила 29/X 1987 г.,
в окончательном варианте —
1/III 1988 г.*

УДК 536.2

Б. Э. Кашевский

ТЕПЛО- И МАССОПЕРЕНОС ВНУТРЕННИМ ВРАЩЕНИЕМ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ЧИСЛАХ ПЕКЛЕ

1. Введение. Согласно представлению, сформулированному в [1, 2], упорядоченное вращение частиц суспензии под действием внешнего поля приводит к интенсификации процессов переноса в ней. Поскольку макроскопическое движение суспензии при этом может отсутствовать, это представляется наблюдателю интенсификацией диффузионного переноса. В действительности, макроскопический результат дают вихревые потоки вокруг вращающихся частиц, которые действуют подобно огромному числу микроскопических «мешалок». При этом относительно диффузионных явлений суспензия приобретает анизотропию, определяемую аксиальным вектором скорости