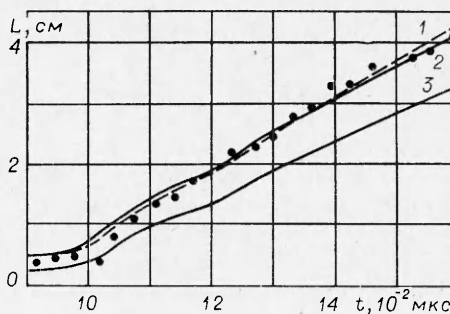


например, при  $\alpha = 0,31$  и  $\nu = 1,25$  (кривая 2), а также при  $\alpha = 0,25$  и  $\nu = 0,3$  (кривая 1). Кривая 3 соответствует постоянной кривой 2 и  $L_0 = 2,5$  мм.

В расчетах [1] турбулентное перемешивание включалось в момент первого торможения. Начальная ширина области перемешивания была ненулевой и определила весь дальнейший процесс.

Таким образом, модели турбулентного перемешивания в [1] и в данной работе таковы, что ширина области перемешивания, развивающаяся под действием серии стационарных ударных волн, полностью определяется характером размером начального возмущения.



Ф и г. 2

Поступила 29 XII 1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. Андронов В. А., Бахрах С. М. и др. Турбулентное перемешивание на контактной поверхности, ускоримой ударными волнами.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 2(8).
2. Неуважаев В. Е., Яковлев В. Г. Турбулентное перемешивание границы раздела в численном газодинамическом расчете.— ЖВММФ, 1976, т. 16, № 2.
3. Беленький С. З., Фрадкин Е. С. Теория турбулентного перемешивания.— Труды ФИАН им. Лебедева, 1965, т. 29, с. 207—238.
4. Неуважаев В. Е., Яковлев В. Г. К теории турбулентного перемешивания границы раздела жидкостей в поле тяжести.— ПМТФ, 1976, № 4.
5. Неуважаев В. Е. К теории турбулентного перемешивания.— ДАН СССР, 1975, т. 222, № 5.

УДК 532.517.6 : 532.11 : 533.69

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИЙ ДАВЛЕНИЯ В ВЫЕМКЕ, ОБТЕКАЕМОЙ ДОЗВУКОВЫМ ИЛИ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ГАЗА

А. Н. Антонов, А. Н. Вишняков, С. П. Шалаев  
(Москва)

Рассматривается дозвуковое или сверхзвуковое обтекание выемки малой глубины при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения в пограничном слое перед точкой отрыва. При некоторых условиях (числе Маха внешнего потока, размере и форме выемки и т. д.) в спектре пульсаций давления выемки наблюдаются дискретные составляющие. Это явление при турбулентном течении в пограничном слое перед выемкой исследовалось как экспериментально [1—4], так и теоретически [5]. В работах [1, 4] выявлена нестационарная картина течения в окрестности выемки в основном с помощью теневых фотографий, полученных с малой экспозицией ( $\sim 10^{-6}$  с). В работе [3] определены частоты дискретных составляющих в спектре давления трехмерной прямоугольной выемки.

В данной работе подробно исследована нестационарная картина течения в выемке и ее окрестности при ламинарном, переходном и турбулентном режимах течения в пограничном слое перед выемкой. Показано, что при ламинарном течении в пограничном слое вследствие пульсаций давления в выемке перед ней образуется нестационарная отрывная зона малого размера, которая периодически исчезает и возникает вновь. Скачки уплотнения, образовавшиеся перед этой зоной отрывного течения, и сформировавшиеся в зоне вихря периодически сносятся потоком после очередного исчезновения этой зоны.

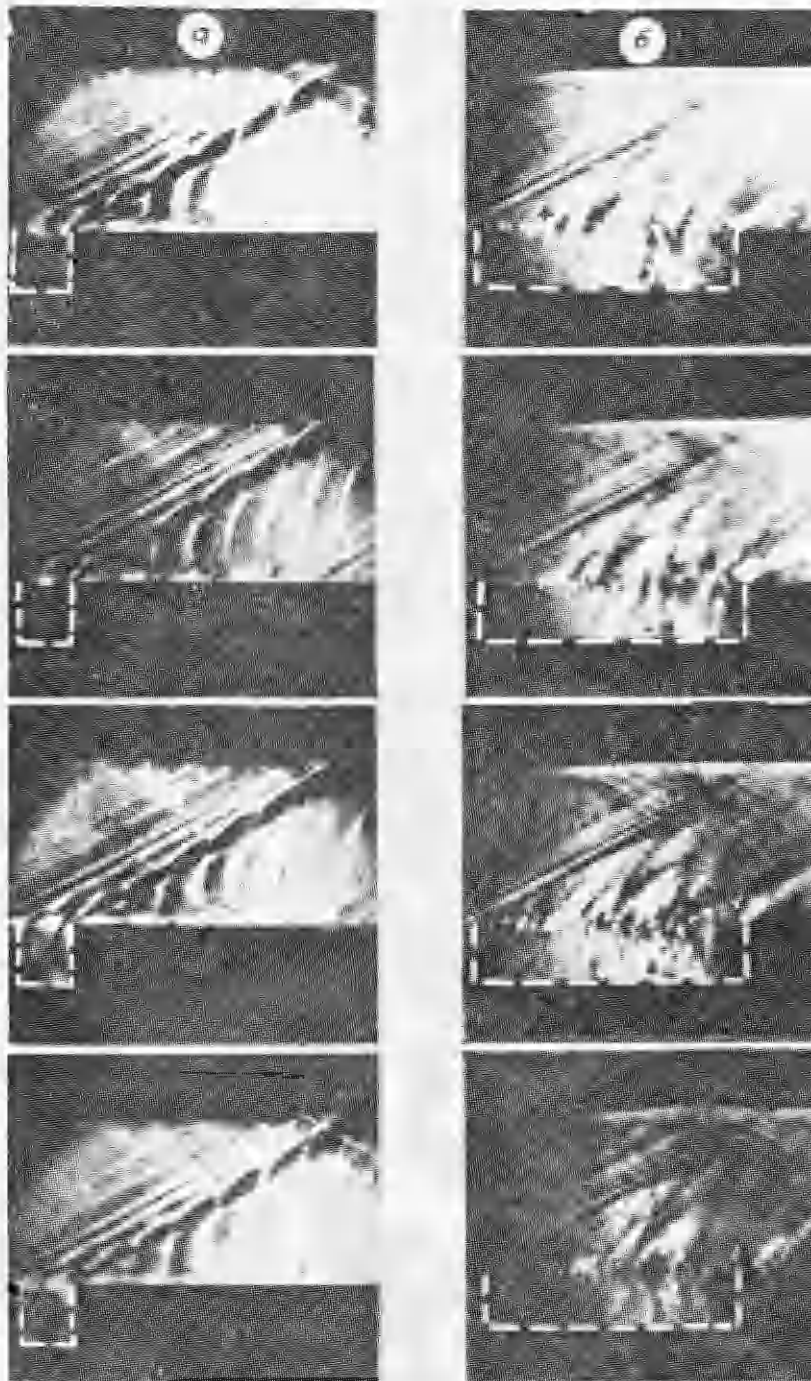
1. Экспериментальное исследование проведено в аэродинамических трубах и на аэробаллистической трассе. Испытанные модели составляют две группы. К первой группе (I) относятся конусы с полууглами при вершине  $\theta = 2,5-30^\circ$  и осесимметричными кольцевыми выемками на боковой поверхности глубиной  $h$  и относительной длиной  $l^0 = l/h$ . Ко второй группе (II) относятся плоские пластины, которые являлись боковой стенкой рабочей части аэродинамической трубы размером  $70 \times 50$  мм. В этих пластинах были выполнены выемки глубиной  $h$ , относительной длиной  $l^0$  и шириной 70 мм. На дне выемки заподлицо с ее поверхностью устанавливался емкостный датчик пульсаций давления. Частотная характеристика датчика имеет максимум на частоте  $f = 6,5$  кГц, что соответствует собственной частоте мембраны датчика. Поэтому все измерения проводились на частотах  $f < 6$  кГц. Параметры потока и размеры моделей, используемых в экспериментах, приведены в таблице, где  $M_n$  — число Маха набегающего потока;  $T_w/T_0$  — отношение температуры стенки к температуре торможения во внешнем потоке;  $\alpha_1, \alpha_2$  — угол между передней или задней стенкой выемки и ее дном;  $z^0 = z/h$  — относительная длина козырька;  $d$  — диаметр мишени модели;  $Re$  — число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам внешнего потока и длине модели от критической точки до переднего края выемки; А, Б — группы экспериментов, проведенных соответственно на аэробаллистической трассе и в аэродинамических трубах. Параметры потока на аэробаллистической трассе определялись по средней скорости на базе длиной 8 м; погрешность измерения этой скорости не превышала 0,5%.

На аэробаллистической трассе в девяти точках траектории получали теневые фотографии поля течения около модели (в масштабе  $\sim 1:1$ ) с экспозицией  $\sim 10^{-7}$  с, а в аэродинамических трубах — увеличенные ( $\sim 6+$ ) теневые фотографии с экспозицией  $\sim 10^{-6}$  с.

Частоты следования скачков уплотнения и воли сжатия измеряли в аэродинамических трубах с помощью дисковой развертки [6], щель которой устанавливалась перпендикулярно внешней границе слоя смещения, образующегося над выемкой. Измеренная частота определялась как частота волнообразной дорожки, зафиксированной на пленке с помощью дисковой развертки. Погрешность измерения частоты не превышала 5%. Скорости распространения возмущений определяли в аэродинамических трубах с помощью той же развертки, но при этом щель устанавливали параллельно дну выемки. Погрешность измерения скорости распространения возмущений не превышала 30%. В трубах проводили также скоростную киносъемку (250—500 тыс. кадр/с) с помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М. Скоростная киносъемка позволяла определять скорость распространения возмущений с погрешностью  $\sim 15\%$ .

Пульсации давления в выемке измеряли емкостным датчиком, сигнал которого регистрировался магнитофоном М-168. Анализ и обработку сигнала осуществляли с помощью аппаратуры фирмы «Брюль и Кьер». Спектральные характеристики определяли для полос частоты шириной  $\Delta f =$

		$M_n$ ( $M_1$ )	$Re$	$T_w/T_0$	$h$ , мм	$l^0$	$\alpha_1$ , град	$\alpha_2$ , град	$\theta$ , град	$z^0$ , мм	$d$ , мм
I	А	0,6—3,5	$0,5 \cdot 10^6$ — $5 \cdot 10^6$	1	2—3	0,6—5	90	90	5—40	0	52
I	Б	2—4	$5 \cdot 10^4$ — $6 \cdot 10^6$	0,5—1	2—5	0,4—5	90	80—150	2,5—30	0	13
II	Б	2—4	$10^6$ — $6 \cdot 10^7$	1	10—25	1—5	90	80—160	—	0—1	—



Ф и г. 1

— 10 Гц; погрешность измерения уровней пульсаций давления составляла 2—3 дБ.

2. Рассмотрим нестационарное течение в окрестности выемки при обтекании ее сверхзвуковым потоком. Сначала остановимся на случае турбулентного течения в пограничном слое перед точкой отрыва. На фиг. 1

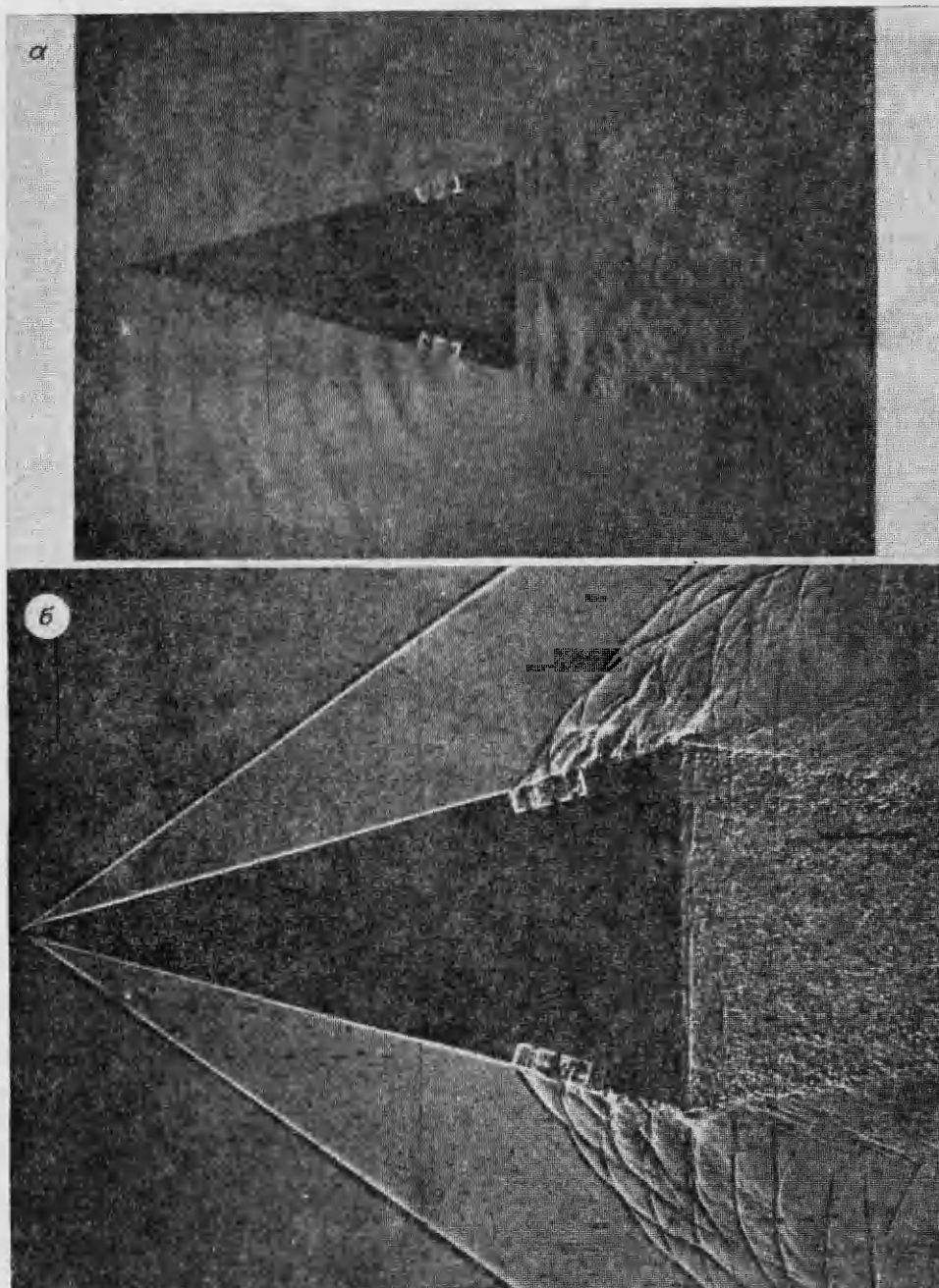
представлены тепловые фотографии обтекания теплоизолированной модели ( $T_w = T_0$ ), полученные с помощью скоростного фоторегистратора при числе Маха внешнего потока  $M_1 = 2,1$  и числе Рейнольдса, определенном по параметрам внешнего потока и длине пластины от критической точки до выемки,  $Re = 7 \cdot 10^6$ . Эти фотографии демонстрируют нестационарную картину обтекания выемки глубиной  $h = 10$  мм при двух значениях относительной длины:  $l^0 = l/h = 1$  (фиг. 1, а) и  $l^0 = 5$  (фиг. 1, б).

Возмущения, зародившиеся у переднего края, распространяются над выемкой в направлении ее заднего края. Измерения с помощью СФР показали, что скорость их распространения, отнесенная к скорости внешнего потока  $u_1$ ,  $c^0 = c/u_1 \approx 0,5$ . Таким образом, один из источников пульсаций давления расположен на переднем крае выемки, и возмущения, создаваемые этим источником, распространяются в сверхзвуковой области течения. Второй источник возмущений расположен на заднем крае выемки. Результаты экспериментов (импульсные тепловые фотографии, фотокадры СФР, фотографии дисковой развертки теневой картины) показывают, что возмущения от этого источника распространяются как в сверхзвуковом внешнем потоке, так и внутри выемки. При этом вследствие взаимодействия слоя смешения с задней стенкой выемки образуется волна давления, которая распространяется внутри выемки и достигает передней стенки. Отразившись от нее, эта волна распространяется обратно к задней стенке выемки. Результаты измерений скорости распространения волн давления с помощью СФР показали, что скорость этих волн  $u_3$  близка к скорости звука  $a_0$  при температуре торможения потока  $T_0$ . Третьим источником возмущений внешнего потока является весь слой смешения, генерирующий звуковые волны, которые распространяются в направлении, перпендикулярном к разделяющей линии тока, и одновременно сносятся потоком.

Были исследованы также картины течения в безградиентном сверхзвуковом потоке на достаточно больших расстояниях за выемкой (фиг. 1, а). В этом случае сложная картина возмущений вырождается в более простую картину с регулярными волнами сжатия от первого и второго источников. Аналогичная картина наблюдается и на свободно летящих моделях (фиг. 2, б,  $M_n = 1,89$ ). Возмущения от третьего источника сильно ослабевают и не видны на фотографиях. Результаты данной работы согласуются с результатами работы [4], где проведено подробное исследование картины течения в окрестности выемки при  $M_1 = 1,6-3,5$  и  $Re = (0,13-40) \cdot 10^6$ .

В слое смешения над выемкой наблюдаются вихри крупного размера, они образуются у переднего края выемки и смещаются по потоку, быстро увеличиваясь в размере. При взаимодействии таких вихрей с задним краем выемки образуется большое «вздутие» в слое смешения. Как мелкие, так и крупные вихри перемещаются приблизительно с одинаковой скоростью. Размеры мелких вихрей увеличиваются значительно медленнее, и их форма остается почти неизменной. На фиг. 1, б крупный вихрь, движение которого прослеживается достаточно четко, отмечен на первом и последнем кадрах крестиком. Измерения скорости перемещения вихрей  $u_*$ , проведенные с помощью СФР при  $M_1 = 2,1$  и  $l^0 = 1-5$ , показали, что относительная скорость перемещения вихрей  $\lambda = u_*/u_1 = 0,45-0,65$ .

Описанная выше картина течения наблюдается в случае коротких ( $l^0 = 1$ ) и длинных ( $l^0 = 5$ ) выемок в плоских и осесимметричных течениях. Угол наклона задней стенки  $\alpha_2$  не влияет на нестационарную картину течения (которая наблюдается при  $\alpha_2 < 135^\circ$  в рассматриваемом случае  $M_1 = 2,1$ ). За выемкой из слоя смешения формируется пограничный слой, в котором образуется цепочка крупных вихрей, следующих друг за другом почти с одинаковым шагом  $l_*$ . Обработка фотографий показала, что относительная величина  $l_*/l$  при  $M_1 = 1,5-2,1$  составляет  $0,8-1,2$ .



Ф и г. 2

Скорость крупных вихрей в пограничном слое за выемкой увеличивается по сравнению с их скоростью в слое смешения. На участке  $s/l=0,2-0,5$  за выемкой она достигает значений, соответствующих  $\lambda = 0,7-0,8$ . В турбулентном пограничном слое относительная скорость перемещения вихрей  $\lambda \approx 0,8$  [7]. Таким образом, крупные вихри, индуцированные выемкой, на расстояниях  $s/l > 0,5$  распространяются, по-видимому, так же, как обычные вихри в турбулентном пограничном слое.

Рассмотрим теперь случай ламинарного режима течения в пограничном слое перед точкой отрыва. При определении скорости распространения возмущений с помощью дисковой развертки, щель которой располагалась параллельно образующей конуса на небольшом расстоянии от выемки, было обнаружено, что вблизи переднего края выемки возмущения перемещаются навстречу потоку. Для объяснения этого неожиданного явления потребовалось более тщательное исследование картины течения.

С этой целью были получены увеличенные импульсные теневые фотографии. Они показали, что перед выемкой периодически возникает и исчезает область отрывного течения, имеющая очень малые размеры. В случае ламинарного течения в пограничном слое критический перепад давления, вызывающий отрыв пограничного слоя, мал. Поэтому, когда по выемке к переднему краю приходит волна сжатия, создается перепад давления, превышающий критический, вследствие чего происходит микроотрыв пограничного слоя перед выемкой.

Давление в зоне этого отрывного течения определяется акустической волной, поэтому оно достигает максимума, а затем падает. Соответственно зона отрывного течения сначала растет, а затем сокращается и исчезает. Перед зоной отрыва пограничного слоя образуется скачок уплотнения, который перемещается вверх по потоку одновременно с увеличением длины зоны отрывного течения, затем останавливается и перемещается в обратном направлении. После исчезновения зоны микроотрыва пограничного слоя перед выемкой он сносится потоком.

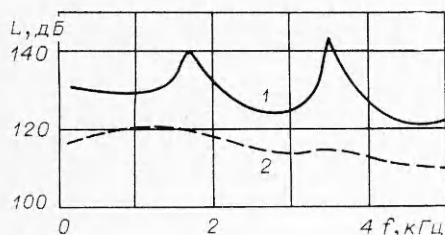
В работах [2, 4] при исследовании турбулентного течения в выемке пульсации давления в ней объясняются срывом турбулентных вихрей с переднего края. В случае ламинарного и переходного течений такое объяснение не может быть использовано. При ламинарном режиме течения в пограничном слое перед выемкой уменьшение числа Рейнольдса должно приводить к снижению амплитуды пульсаций, так как турбулентные вихри при низких значениях  $Re$  вырождаются, поэтому резонансные колебания в выемке должны исчезать.

Однако эксперименты показывают противоположное. При снижении числа Рейнольдса отношение амплитуды пульсаций давления к статическому давлению перед выемкой  $\Delta p/p_1$  не уменьшается, а увеличивается, и при низких значениях  $Re$  (например,  $Re = 5 \cdot 10^4$ ) наблюдаются интенсивные пульсации.

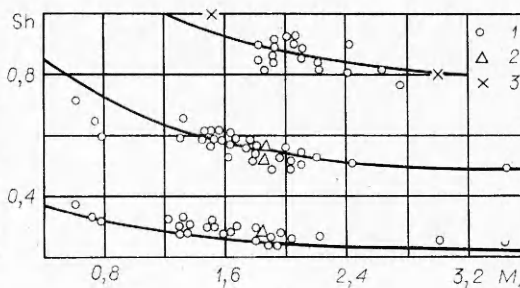
Если образование вихря в ламинарном слое смещения в выемке рассматривать как заключительную фазу процесса исчезновения зоны отрывного течения, периодически образующейся перед выемкой, то такого противоречия не возникает.

Было проведено также исследование нестационарного течения в окрестности выемки при обтекании ее дозвуковым потоком. На фиг. 2, *a* приведена теневая фотография картины течения при  $M_n = 0,58$ . Акустические волны, излучаемые выемкой, распространяются навстречу потоку, причем источник акустических возмущений располагается на задней кромке выемки. За выемкой формируется пограничный слой, в котором образуется цепочка крупных вихрей, особенно четко заметных на фотографии в слое смещения донной области конуса. Эти вихри следуют друг за другом примерно с одинаковым шагом  $l_*$ .

3. Амплитуда резонансных колебаний в выемке зависит от числа Маха внешнего потока перед выемкой  $M_1$ , числа Рейнольдса  $Re$ , конфигурации выемки и других параметров. При наличии резонансных колебаний в спектре пульсаций давления наблюдаются дискретные составляющие. Например, при  $M_1 = 2,1$ ,  $l^0 = 3,2$ ,  $Re = 4,5 \cdot 10^6$ ,  $T_w/T_0 = 1$  дискретные составляющие (кривая 1 на фиг. 3) имеют уровень  $L = 142$  дБ и превышают уровень сплошного шума на 15—20 дБ. Спектр пульсаций давления на поверхности модели без выемки (кривая 2 на фиг. 3) не содержит дискрет-



Ф и г. 3



Ф и г. 4

ных составляющих, а интенсивность сплошного шума в диапазоне частот  $f = 500-5000$  Гц находится на уровне  $L = 110-120$  дБ. Таким образом, среднеквадратичные значения амплитуды резонансных колебаний давления в выемке превышают среднеквадратичную амплитуду сплошного шума на поверхности модели без выемки в 12—40 раз, а в выемке в 10 раз.

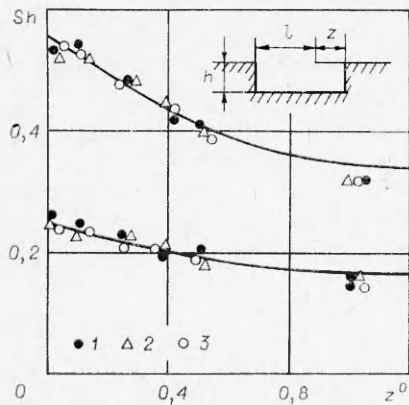
Наличие дискретного тона в спектре пульсаций давления связано с возмущениями, возникающими у переднего края выемки. Соответствие частоты дискретных составляющих  $f_*$  частоте этих возмущений проверялось экспериментально на моделях второй группы (глубина выемки 15—25 мм), на которых можно было одновременно получать теневые фотографии и измерять спектр пульсаций давления. Частоты возмущений, измеренные с помощью дисковой развертки, совпали с частотой дискретной составляющей (отличие не превышало 5%). Поэтому в аэродинамических трубах на малых моделях, где невозможно было установить датчик пульсаций давления, частота дискретной составляющей измерялась с помощью дисковой развертки.

Экспериментальные значения  $f_*$  при дозвуковых скоростях внешнего потока определялись по фотографиям, полученным на баллистической установке. В этом случае предполагали, что возмущения в потоке распространяются по газу со скоростью звука. Тогда расстояние между двумя последовательными волнами сжатия вблизи поверхности конуса  $b = (a_1 - u_1)\tau_0$ , где  $a_1, u_1$  — скорость звука и скорость потока вблизи поверхности конуса,  $\tau_0 = 1/f_*$  — период колебаний. Величину  $b$  измеряли на фотографиях, а значение  $f_*$  вычисляли по формуле

$$f_* = \frac{a_1 - u_1}{b} = \frac{u_1}{b} \left( \frac{1}{M_1} - 1 \right), \quad M_1 = \frac{u_1}{a_1}.$$

В этих расчетах предполагалось также, что в исследованных течениях  $M_1 = M_{п}$ . Дополнительные эксперименты показали, что при дозвуковой скорости полета для конусов с полууглами при вершине  $\theta \leq 15^\circ$  это равенство выполняется с точностью  $\sim 5\%$ .

Рассмотрим зависимость безразмерной частоты резонансных колебаний давления  $Sh = f_* l / u_1$  в прямоугольной выемке ( $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ ) от параметров  $M_1, Re, T_w / T_0, l^0, \delta / h$  ( $\delta$  — толщина пограничного слоя перед выемкой), определяющих течение в выемке. В исследованном диапазоне число Струхала  $Sh$  практически не зависит от длины выемки, числа Рейнольдса, относительной температуры и относительной толщины пограничного слоя  $\delta / h$  перед его отрывом на переднем крае выемки. Число Струхала не зависит также от режима течения в пограничном слое перед выемкой (ламинарный, переходный или турбулентный). Наличие перехода в слое смешения при ламинарном режиме течения в пограничном слое перед точкой отрыва не влияет на число Струхала. Определяющим параметром для безразмерной частоты дискретной составляющей пульсаций давления в прямоугольной выемке является  $M_1$ . На фиг. 4 представлены эксперимен-



Ф и г. 5

Представленные результаты охватывают интервалы значений  $M_1 = 0,6-3,5$ ,  $Re = 5 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^7$ ,  $T_w/T_0 = 0,5-1,0$ ,  $l^0 = 1-5$ ,  $\delta^{**}/h = 0,5 \cdot 10^{-2} - 2,0 \cdot 10^{-2}$  ( $\delta^{**}$  — толщина потери импульса в пограничном слое перед выемкой).

Было исследовано влияние угла наклона задней стенки выемки  $\alpha_2$  на частоту резонансных колебаний. Изменение  $\alpha_2$  в интервале  $80-160^\circ$  практически не влияет на безразмерную частоту дискретных составляющих пульсаций давления  $f_*$ , хотя оказывает влияние на амплитуду этих составляющих. В частности, при  $M_1 = 1,5$  и  $2$ ,  $Re = 1,6 \cdot 10^5 - 5 \cdot 10^5$ ,  $l^0 = 2$ ,  $T_w/T_0 = 1$  дискретные составляющие в спектре пульсаций не наблюдаются при  $\alpha_2 \geq 160^\circ$ , а при  $M_1 = 2,5$  и тех же значениях  $Re$ ,  $l^0$  и  $T_w/T_0$  — при  $\alpha_2 \geq 130^\circ$ .

Рассмотрим влияние дополнительной полости, образующейся при установке козырька длины  $z$  у заднего края прямоугольной выемки ( $\alpha_1 = \alpha_2 = 90^\circ$ ). На фиг. 5 представлены результаты экспериментов при  $M_1 = 2,1$ ,  $T_w/T_0 = 1$ ,  $l_1^0 = 2,5$  ( $l_1^0 = (l+z)/h$ ,  $l$  — расстояние от передней кромки до козырька). Точки 1-3 соответствуют значениям  $Re = 1,5 \times 10^6$ ;  $4,5 \cdot 10^6$ ;  $1,6 \cdot 10^7$ . С увеличением  $z^0 = z/l$  значение  $Sh = f_* l / u_1$  уменьшается. Одновременно падает уровень дискретной составляющей; например, при  $z^0 = 1,5$  он на 15 дБ ниже, чем при  $z^0 = 0$ .

4. На основании нестационарной картины обтекания выемки, представленной в п. 2, можно построить метод расчета частот дискретных составляющих в спектре пульсаций давления. Период резонансных колебаний давления в выемке  $\tau_0$  равен сумме трех величин: времени прохождения вихря от переднего края выемки до ее заднего края  $\tau_1 = l/u_*$ , времени прохождения волны сжатия внутри выемки от заднего края до переднего с учетом времени отражения от стенок  $\tau_2$  и времени задержки схода вихря  $\tau_3$ , т. е.  $\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = n\tau_0$ , где  $n$  — номер тона. Это выражение можно записать в виде фазового соотношения

$$(4.1) \quad \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 = 2\pi n;$$

$$(4.2) \quad \varphi_1 = k_1 l, \quad \varphi_2 = k_2 l_{\text{нф}} = \arctg \frac{\sum_i A_i \sin \varphi_i}{\sum_i A_i \cos \varphi_i},$$

где  $\varphi_i = k_2 l_i = 2\pi u_1^0 l_i^0 Sh$ ;  $k_1 = 2\pi f_* u_*^{-1}$ ;  $k_2 = 2\pi f_* a_0^{-1}$ ;  $Sh = f_* l u_1^{-1}$ ;  $u_0^1 = u_1/a_0$ ;  $l_i^0 = l_i/l$ ;  $a_0$  — скорость звука в выемке;  $l_i$  — расстояние от  $i$ -го источника до переднего края выемки.



Пульсации давления внутри выемки зависят от формы ее границ, расположения действительного акустического источника, длины волны колебаний. Действительный источник, как показано в п. 2, расположен в месте взаимодействия вихря с задним краем выемки. Мнимые источники строятся методом отражения действительного источника в твердых границах выемки, которые рассматриваются как зеркальные поверхности.

Как было показано, для ламинарного пограничного слоя вихрь крупного размера образуется в зоне микроотрыва пограничного слоя перед выемкой. Если считать течение в этой зоне квазистационарным, то разрушение микроотрыва будет происходить через  $0,25 \tau_0$  (время от максимума давления в волне до значения  $\Delta p = 0$  в ней) и, следовательно, задержка схода крупного вихря равна  $\tau_3 = 0,25 \tau_0$  ( $\varphi_3 = \pi/2$ ).

Тогда из соотношений (4.1), (4.2) получим

$$(4.3) \quad \text{Sh} = \lambda \left[ (n - 0,25) - \frac{1}{2\pi} \arctg \frac{\sum_i A_i \sin \varphi_i}{\sum_i A_i \cos \varphi_i} \right].$$

Расчет по соотношению (4.3) проводится методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения берется число Струхала  $\text{Sh}_0$ , вычисленное только для одного действительного источника (без отражения волн внутри выемки):

$$(4.4) \quad \text{Sh}_0 = \frac{n - 0,25}{u_1^0 + 1/\lambda}.$$

Для турбулентного пограничного слоя перед выемкой значения  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  остаются такими же, как и для ламинарного течения. Если предположить, что для турбулентного пограничного слоя фаза  $\varphi_3$  также равна  $\pi/2$ , то значение  $\text{Sh}$  будет определяться соотношениями (4.3), (4.4), как при ламинарном режиме течения в пограничном слое.

Для сверхзвуковой турбулентной зоны смещения при  $M_1 = 2,1$  в данной работе получено значение  $\lambda = 0,45-0,65$ . В середине турбулентной зоны смещения дозвуковой струи, истекающей в атмосферу, скорость движения вихрей составляет по экспериментальным данным работы [8]  $\lambda = 0,52-0,65$ . Для проведения расчетов по соотношениям (4.3), (4.4) примем  $\lambda = 0,6$  как для турбулентной, так и для ламинарной зоны смещения. Результаты расчета по соотношению (4.4) представлены на фиг. 4. Расчетные зависимости (сплошные линии) согласуются с экспериментальными данными (точки 1-3) в широком диапазоне  $M_1$ .

С помощью соотношения (4.3) можно оценить влияние глубины выемки. Соответствующие расчеты были проведены с учетом четырех источников: одного действительного и трех мнимых. Предполагалось, что все источники обладают одинаковой мощностью. Результаты расчетов показали, что с ростом глубины выемки происходит небольшое уменьшение числа Струхала (при изменении  $l^0$  от 5 до 1 значение  $\text{Sh}$  уменьшается на  $\sim 5\%$ ). Уменьшение мощности мнимых источников в 1,5 раза по сравнению с мощностью действительного источника изменяет результат на  $\sim 1\%$ .

С помощью соотношения (4.3) можно определить числа Струхала для выемок произвольной формы при наличии острых кромок на передней и задней стенках выемки. Скругление профиля задней стенки выемки в районе точки присоединения слоя смещения может привести к исчезновению резонансных колебаний, а скругление кромки передней стенки влияет на образование вихря. Соотношения (4.3), (4.4) позволяют вычислять  $\text{Sh}$  как при  $M_1 > 1$ , так и при  $M_1 < 1$ .

В данной работе соотношение (4.3) было использовано для определения влияния на число Струхала интерференции акустической волны внутри выемки при изменении формы последней. На фиг. 5 представлены

результаты расчета зависимости  $Sh$  от длины козырька  $z^0$  (сплошные линии) для выемки с козырьком у задней стенки ( $l^0 = 2,5$ ) при  $M_1 = 2,1$ . Результаты расчета удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

По соотношению (4.3) проводились также расчеты влияния угла наклона задней стенки выемки  $\alpha_2$  на число Струхала при  $M_1 = 1,5$  и  $2,0$ . Увеличение  $\alpha_2$  от  $90^\circ$  до  $160^\circ$  приводит к незначительному уменьшению  $Sh$ . Экспериментальные данные подтверждают этот результат.

Поступила 30 I 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов М. Г. Акустическое излучение полостей, обтекаемых сверхзвуковым потоком газа.— Изв. АН СССР. Механика и машиностроение, 1960, № 2.
2. Rossiter I. E. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. ARS RM 3438, 1966.
3. Heller H., Bliss D. The physical mechanism of flow-induced pressure fluctuations in cavities and concepts for their suppression. AIAA Paper 75-491, 1975.
4. Морозов М. Г. Самовозбуждение колебаний при сверхзвуковых отрывных течениях.— ИФЖ, 1974, т. 27, № 5.
5. Биланин, Коверт. Оценка возможных частот возбуждения для прямоугольных полостей малой глубины.— Ракетн. техника и космонавтика, 1973, № 3.
6. Антонов А. Н., Грецов В. К., Шалаев С. П. Нестационарное сверхзвуковое обтекание тел с установленной впереди иглой.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5.
7. Авиационная акустика. Под ред. А. Г. Мунина и В. Е. Квитка. М., Машиностроение, 1973.
8. Davies P. O., Fisher M. J., Barratt M. J. The characteristics of the turbulence in the mixing region of a round jet.— J. Fluid Mech., 1963, vol. 15.

УДК 53.082.7+538.4

### ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ, ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ ВДОЛЬ ТЕЧЕНИЯ

А. В. Пинаев  
(Новосибирск)

1. В связи с проблемой электромагнитного измерения расхода в работах [1, 2] изложена теория измерения скорости в МГД-канале с учетом неоднородностей магнитного поля, массовой скорости и электропроводности поперек канала. Решение задачи о распределении электрического поля для потока с постоянной электропроводностью и изменяющейся вдоль канала массовой скоростью приведено в [2]. В [3, 4] представлена методика электроконтактных измерений, которая дает достаточно хорошее разрешение для получения профиля электропроводности, изменяющейся вдоль потока на примере детонационной волны в твердом ВВ, и дана оценка точности метода. Обзор по электрическим измерениям электропроводности приведен в работе [5].

Бесконтактные методы измерения, являющиеся модификациями метода Лина [6], непригодны для измерения электропроводности среды при изменяющейся вдоль ее течения скорости. Электроконтактный метод [4] позволяет с хорошим пространственным разрешением получить профиль электропроводности в детонационной волне, но он не дает никаких данных о массовой скорости потока.

В ряде практических задач, например в случае исследования ударных и детонационных волн, оказывается существенной зависимость массовой скорости и электропроводности от координаты вдоль потока. В [7] оценена точность МГД контактного измерения профиля массовой скорости и показано, что МГД кон-