

ли  $R$  можем найти из уравнения  $\frac{4}{3}\pi R^3 = \pi d^2 l$ , где  $d$  — диаметр струи,  $l$  — длина струи, характеризующаяся максимальной неустойчивостью [5, 15].

Диаметр струи  $d$  можно связать с длиной возбуждающихся на межфазной границе волн выражением  $d \approx \lambda_s / 2 = \pi / k_s$ .

Из критерия максимальной неустойчивости рэлеевской струи  $\pi d / l \approx 0,71$  [15] найдем для радиуса капли  $R \approx 4,7 / k_s$ .

Из этого соотношения и (2.3), (2.5) следует, что с ростом частоты возбуждения уменьшается радиус частицы диспергируемой жидкости. Однако увеличение частоты вибраций приводит и к повышению порога разрушения капель жидкости, т. е. начиная с некоторой частоты возбуждения работа гидродинамического вибратора (излучателя) с фиксируемой амплитудой колебаний может стать неэффективной. Это необходимо учитывать при применении и проектировании диспергирующих устройств.

В заключение автор благодарит В. А. Брискмана за постоянное внимание к его работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Наборщиков П. В., Покровский В. А., Полинская Р. Е., Кушнир В. Н.* Промысловые исследования эффективности диспергирования примесей в сточных водах с помощью гидродинамических аппаратов.— Нефтепромысловое дело. Пермь: Пермск. книжн. изд-во, 1972, с. 144.
2. *Неволин В. Г.* Влияние поверхностно-активных веществ на диспергирование нефти в сточных водах.— 2-я Научн.-техн. конф. молодых ученых ин-та ПермНИПИнефть. Тез. докл. Пермь, 1975, с. 51.
3. *Наборщиков П. В., Неволин В. Г.* Механизм диспергирования нефти в звуковом поле вибратора.— В кн.: Геология, разработка, бурение и эксплуатация нефтяных месторождений Пермского Приуралья. Пермь, 1976, с. 92.
4. *Неволин В. Г., Курчанов В. С.* Влияние примеси на диспергирование жидкости.— Инж.-физ. ж., 1979, т. 36, № 6, с. 1012.
5. *Li M. K., Fogler H. S.* Acoustic emulsification. Pt. 1. The instability of the oil-water interface to form the initial droplets.— J. Fluid Mech., 1978, v. 88, pt. 3, p. 499.
6. *Левач В. Г.* Физико-химическая гидродинамика. М.: Изд-во АН СССР, 1952, 538 с.
7. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика сплошных сред. М.—Л.: Гостехтеориздат, 1944, 624 с.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. М.: Наука, 1964, 567 с.
9. *Levich V. G., Krylov V. S.* Surface-tension-driven phenomena.— Annual Rev. Fluid Mech., v. 1. Palo Alto, Calif., Annual Revs, p. 293.
10. *Моисеев Н. Н.* Динамика корабля, имеющего жидкие грузы.— Изв. АН СССР. ОТН, 1954, вып. 7, с. 27.
11. *Филатов А. Н.* Методы усреднения в дифференциальных и интегродифференциальных уравнениях. Ташкент: Фан, 1971, 297 с.
12. *Курчанов В. С., Неволин В. Г.* Параметрическое возбуждение волн на поверхности жидкости в присутствии нерастворимой пленки.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 5, с. 159.
13. *Сорокин В. И.* Об эффекте фонтанирования капель с поверхности вертикально колеблющейся жидкости.— Акуст. ж., 1957, т. 3, вып. 3, с. 262.
14. *Brand R. P., Nyborg W. L.* Parametrically excited surface waves.— J. Acous. Soc. Amer. 1965, v. 37, p. 509.
15. *Ламб Г.* Гидродинамика, М.—Л.: Гостехиздат, 1947, 928 с.

Пермь

Поступила в редакцию  
16.I.1980

УДК 533.6.011.35

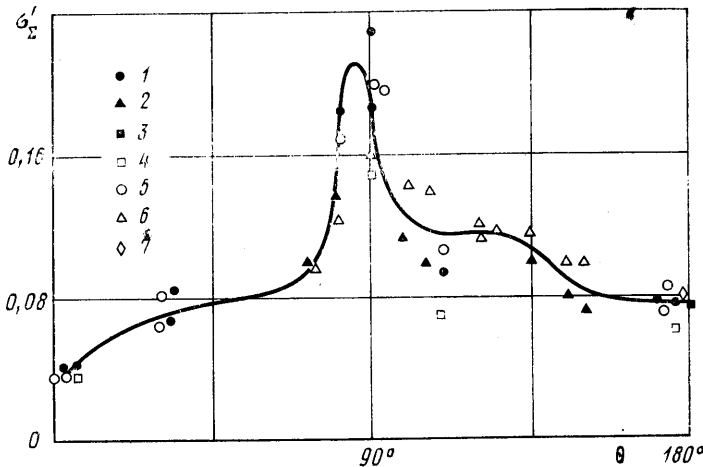
### ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ШАРА ПРИ ОБТЕКАНИИ ДОЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ КУЩОВ В. М.

В настоящее время имеется много данных по коэффициентам сопротивления  $C_x$  и по распределению статического давления на поверхности шара [1, 2]. Однако соответствующих данных по пульсациям давления на поверхности шара практически нет.

В настоящей работе изложены результаты исследования суммарных и спектральных уровней пульсаций давления в различных точках поверхности шара при  $M \approx 0,5-1,0$  и  $Re \approx (1,7-2,7) \cdot 10^6$ . Обнаружено, что наиболее интенсивные пульсации давления реализуются на боковой поверхности в районе угла  $\theta \approx 90^\circ$ . В этом районе при  $M \approx 0,6-0,8$  относительный суммарный уровень  $\sigma_x / q$ , где  $q$  — скоростной напор в набегающем потоке, достигает значений 0,18–0,22. Установлено, что при  $M = 0,7-0,9$  в спектрах пульсаций давления на частотах  $Sh = fD/V = 0,2-0,3$  реализуются узкопо-

лосные максимумы. Изложены также данные по пульсациям донного давления за шаровым сегментом с короткими цилиндрической и конической кормовыми частями.

1. Исследование пульсаций давлений было проведено на шаре диаметром  $D=200$  мм. Для закрепления шара применялись донная и боковая державки. Диаметры державок  $d \approx 0,18 D$ . Были использованы две донные державки: короткая  $l \approx 0,2 D$  и длинная  $l \approx 3,1 D$ . Пульсации давления измерялись с помощью емкостных датчиков давления. В опытах с длинной донной державкой было установлено шесть датчиков в точках, соответствующих значениям полярного угла  $\theta=0$  (передняя критическая



Фиг. 1

точка), 30; 80; 90; 109°, и на донном срезе. В случае короткой донной державки были использованы два датчика. С помощью этих датчиков за счет поворота модели были проведены измерения пульсаций давления в диапазоне углов  $\theta=75-145^\circ$ . В опытах с боковой державкой датчик располагался на дне шара, в точке  $\theta \approx 180^\circ$ . Результаты измерения регистрировались на магнитофоне и на плейфоновом осциллографе. Спектральный анализ проводился по методу, изложенному в [3].

Все эксперименты были проведены в трансзвуковой акустически заглушенной аэродинамической трубе эжекторного типа. Воздух поступал в рабочую часть цилиндрической формы из атмосферы через входной коллектор с плавным контуром. Стенки рабочей части имели перфорированные участки. Основная часть экспериментов была проведена в рабочей части с загрузкой  $\delta = (D/d_p)^2 = 0,11$ . Для контроля несколько экспериментов было выполнено в рабочей части с  $\delta = 0,04$ . Кроме пульсаций производилось измерение распределения статического давления. Для этого в центральном сечении шара было просверлено 20 равноудаленных друг от друга дренажных отверстий.

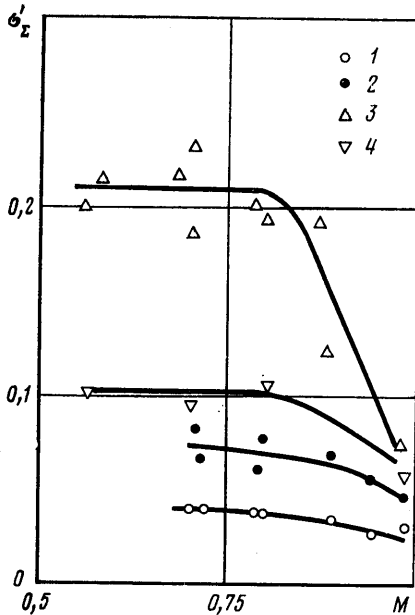
Эксперименты показали, что результаты измерения распределения статического давления удовлетворительно согласуются с соответствующими данными других авторов. При всех числах  $M=0,5-1,0$  статическое давление при увеличении угла  $\theta$  до  $80^\circ$  монотонно уменьшается, затем в диапазоне  $\theta=80-110^\circ$  увеличивается. На участке  $\theta > 110^\circ$ , где образуется застойная зона, статическое давление практически не изменяется. Измерения статического давления показали, что при  $M > 0,7$  вблизи поверхности шара возникают местные сверхзвуковые зоны. При  $M=0,96$  максимальная величина местного числа Маха достигает 1,4. По результатам измерения статического давления были рассчитаны коэффициенты сопротивления  $C_x$ . Анализ показал, что результаты этих расчетов даже для загрузки  $\delta=0,11$  удовлетворительно совпадают с известными летными экспериментальными данными по  $C_x$  [2]. При  $M \leq 0,8$  разница между ними не превышает 5%.

На фиг. 1 приведены результаты измерения суммарных уровней пульсаций давления  $\sigma_x$  при  $M=0,7$  (обозначены цифрами 1-4) и 0,8 (обозначены цифрами 5-7). По оси ординат отложено отношение  $\sigma'_x = \sigma_x/q$ , где  $q$  — скоростной напор в набегающем потоке. На фиг. 1 цифрами 1-3; 5-7 обозначены результаты, полученные при  $\delta=0,11$ , а цифрой 4 — соответствующие результаты при  $\delta=0,04$ . Результаты измерения  $\sigma_x$  на шаре с длинной донной державкой обозначены цифрами 1, 4 и 5, с короткой донной державкой — цифрами 2 и 6, с боковой державкой — цифрами 3 и 7.

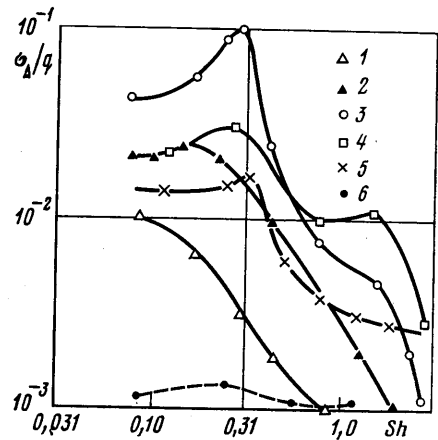
Из фиг. 1 видно, что все данные, вне зависимости от формы державки, образуют единую зависимость  $\sigma_z'$  от  $\theta$ .

Наиболее интенсивные пульсации реализуются на боковой поверхности шара в районе угла  $\theta \approx 90^\circ$ . Измерения показали, что данные, полученные при двух различных загрузках, различаются между собой несущественно. Однако значения  $\sigma_z$  при  $\delta=0,11$ , как правило, лежат несколько выше, чем при  $\delta=0,04$ . Следует отметить, что полученные данные по распределению по шару качественно согласуются с соответствующим распределением по поперечно обтекаемому круговому цилиндру [4].

На фиг. 2 приведены данные по влиянию числа Маха на набегающем потоке  $M$  на относительные суммарные уровни пульсаций давлений  $\sigma_z'$  в различных точках на поверхности шара. На фиг. 2 цифрами 1-4 обозначены результаты измерения  $\sigma_z'$  в точках  $\theta=0, 30, 90, 105^\circ$  соответственно, а на фиг. 5 изображены данные по  $\sigma_z'$  для донного давления. Повышенный уровень пульсаций давления в районе  $\theta=90^\circ$ , по-видимому, связан с колебаниями точки отрыва.



Фиг. 2



Фиг. 3

Перепад статического давления в зоне отрыва  $\Delta p = p_2 - p_1$ , где  $p_2$  — статическое давление в застойной зоне ( $\theta \approx 110^\circ$ ),  $p_1$  — давление перед отрывом ( $\theta = 80^\circ$ ). Ниже представлены результаты измерения  $\Delta p/q$  в зависимости от числа  $M$ :

$M$	0,5	0,6	0,7	0,96
$\Delta p/q$	0,74	0,75	0,79	0,334
$\sigma_z/q$	0,21	0,21	0,21	0,075

Здесь же для сравнения приведены данные по  $\sigma_z/q$  в точке  $\theta=90^\circ$ . Видно, что имеется качественная корреляция между  $\sigma_z$  и  $\Delta p$ . Наличие такой корреляции подтверждает высказанное выше предположение о том, что основным источником пульсаций в районе  $\theta=90^\circ$  является колебание точки отрыва.

В зонах отрыва перед уступами при  $M < 1,0$  относительный уровень пульсаций давления составляет  $\sigma_z' \approx 0,03 - 0,06$ . Отсюда следует, что на поверхности шара в районе  $\theta=90^\circ$  реализуются более интенсивные пульсации давления, чем в зонах отрыва перед уступами. Следует заметить, что все представленные здесь данные получены при числах  $Re$ , соответствующих турбулентному режиму течения. При ламинарных режимах течения перепад давлений  $\Delta p$ , вызывающий отрыв пограничного слоя, существенно ниже, чем для турбулентного пограничного слоя [1]. Поэтому можно ожидать, что в случае ламинарного пограничного слоя интенсивность пульсаций давления на поверхности шара в районе  $\theta=90^\circ$  будет ниже тех значений, которые были получены в данных опытах.

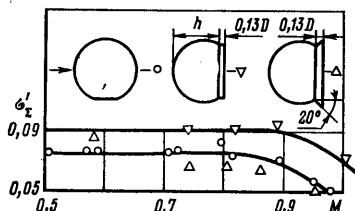
Спектральный анализ показал, что спектры пульсаций давления на шаре, так же как и суммарные уровни, практически не зависят от формы державок. Загрузка трубы заметно влияет на спектры пульсаций только в точках, расположенных на передней части шара (точки  $\theta=0$  и  $30^\circ$ ). Однако в донной области и в зоне максимальных пульсаций (район угла  $\theta=90^\circ$ ) величина загрузки не оказывает заметного влияния на спектральный состав.

На фиг. 3 представлены типичные данные по спектрам пульсаций давления на шаре при  $M=0,80$ . На этой фигуре по оси ординат отложены отношения  $\sigma_{\Delta}/q$ , где  $\sigma_{\Delta}$  — среднеквадратичный уровень пульсаций давления в полосе частот  $\Delta f=31,6$  Гц, а по оси абсцисс — числа Струхала  $Sh=fD/V$ . Здесь цифрами 1–5 обозначены спектры, полученные соответственно в точках  $\theta=0; 80; 90; 109; 180^{\circ}$ . Спектр акустического фона в набегающем потоке обозначен цифрой 6. За акустический фон приняты пульсации давления, измеренные на боковой поверхности длинного цилиндра, расположенного соосно потоку.

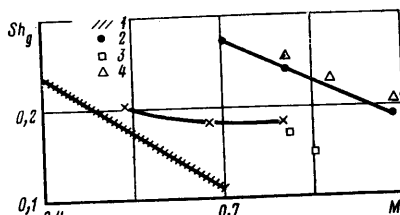
Было найдено, что при числах  $M \geq 0,7$  в спектрах пульсаций на участке  $\theta \geq 90^{\circ}$  в диапазоне  $Sh=0,2-0,3$  появляются узкополосные максимумы.

На фиг. 4 собраны результаты измерения частот  $f_g$  узкополосных максимумов. По оси ординат отложены числа Струхала  $Sh_g=f_g D/V$ . На фиг. 4 помимо данных для шара (цифра 2), приведены соответствующие данные для донных областей других тел: 1 — цилиндр [6]; 3 — затупленное тело с конической юбкой [7]; 4 — шаровой сегмент с короткой хвостовой цилиндрической частью и 5 — цилиндр с полусферической кормовой частью [5]. Видно, что для всех тел числа Струхала  $Sh_g$  при увеличении числа  $M$  уменьшаются. Угол наклона графиков зависимости  $Sh_g$  от  $M$  приблизительно одинаков, за исключением цилиндра с полусферической кормовой частью. Для этого цилиндра зависимость числа  $Sh_g$  от  $M$  является более слабой.

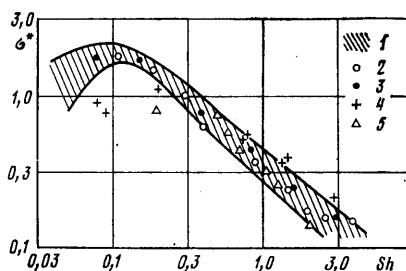
2. Кроме шара были исследованы



Фиг. 5



Фиг. 4



Фиг. 6

еще пульсации донного давления за двумя короткими осесимметричными телами. Схемы этих тел изображены на фиг. 5. Передняя часть обоих тел представляла шаровой сегмент высоты  $h=0,6D$ . Диаметр сегмента  $D=157$  мм. Кормовые части были разной формы: у одного тела — в виде короткого цилиндра, а у другого — в виде короткого усеченного конуса с полууглом  $\beta=20^{\circ}$ .

На фиг. 5 представлены результаты измерения суммарных уровней пульсаций донного давления для испытанных тел. Видно, что для всех тел характер зависимости  $\sigma'_z$  от  $M$  приблизительно одинаков.

Спектральный анализ пульсаций донного давления показал, что для шарового сегмента с конической кормовой частью при всех числах  $M < 1,0$  спектры сплошные, без узкополосных максимумов. Эти спектры как по уровням, так и по своей форме удовлетворительно совпадают с соответствующими спектрами для пульсаций донного давления за тонкими дисками [5]. В отличие от этого в спектрах пульсаций донного давления шарового сегмента с цилиндрической кормовой частью при  $M > 0,70$  содержатся узкополосные максимумы. Частоты этих максимумов удовлетворительно коррелируют с соответствующими частотами для других тел (см. данные под цифрой 4 на фиг. 4).

Спектры пульсаций донного давления для различных тел в координатах  $\sigma^* = (\sigma_{игл}/\sigma_z) \sqrt{V/D}$  и  $Sh$  образуют единую зависимость [5], которая изображена на фиг. 6 под цифрой 1. Здесь же для сравнения нанесены результаты спектрального анализа пульсаций донного давления для шара (цифры 2–4) и шарового сегмента с конической кормовой частью (цифра 5). Цифрами 2–5 обозначены спектры, полученные соответственно при  $M=0,56; 0,80; 0,85$  и  $0,95$ . Видно, что результаты данных испытаний в основном удовлетворительно коррелируются с обобщенной зависимостью 1. Заметный разброс имеет место лишь в районе низких частот  $Sh \leq 0,2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. 528 с.
2. Miller D. G., Bailey A. B. Sphere drag at Mach numbers from 0.3 to 2.0 at Reynold numbers approaching  $10^7$ .— J. Fluid Mech., 1979, v. 93, № 3, p. 449.
3. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А. Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1969, № 5, с. 162.
4. Швец А. И., Швец И. Т. Газодинамика ближнего следа. Киев: Наукова думка, 1976. 382 с.
5. Купцов В. М., Остроухова С. И. Пульсации донного давления за цилиндром и диском при обтекании дозвуковым потоком.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1, с. 181.
6. Merz R. A. Subsonic base pressure fluctuations.— AIAA Journal, 1979, v. 17, № 4, p. 436.
7. Mabey D. G. Some measurements of base pressure fluctuations of subsonic and supersonic speeds.— Aeronaut. Res. Council., London, Current Papers, 1972, № 1204, 11 p.

Москва

Поступила в редакцию  
3.I.1980

УДК 533.6.011.3.5:518.5

### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЯГОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ В СОПЛАХ

ТКАЧЕНКО А. С.

Для численного исследования пространственных сверхзвуковых течений газа в соплах широко используется метод малых возмущений, трехмерный метод характеристик и разностные методы. Для решения задачи о смешанном пространственном течении газа в сопле Лавала разработан обратный метод [1]. Наиболее обширные результаты как для сверхзвуковых, так и для смешанных течений получены с использованием явной разностной схемы первого порядка точности, являющейся пространственным аналогом схемы С. К. Годунова (см. [2] и библиографию к ней).

В настоящей работе в основу численного метода положена явная конечно-разностная схема Мак — Кормака, имеющая второй порядок точности на гладких решениях. Исследуются тяговые характеристики и структура течений, пространственность которых обусловлена одной из следующих причин: 1) наличием несимметричных возмущений течения в области минимального сечения (круглого сопла), 2) несоосностью дозвуковой и сверхзвуковой части сопла, 3) пространственной формой сверхзвуковой части сопла (разрезное управляющее сопло).

Численное исследование распространения возмущений, накладываемых на сверхзвуковое течение невязкого нетеплопроводного газа в минимальном сечении сопла проведено методом, предложенным в работе [3]. Результаты сравниваются с результатами, полученными методом малых возмущений и методом характеристик.

Наложение возмущений на входе в сверхзвуковую часть моделирует, в частности, течение в сопле с несоосной дозвуковой и сверхзвуковой частью. Проведен расчет действительного течения идеального газа на дотрансзвуковом участке такого сопла с привлечением метода установления. Полученные параметры на входе в сверхзвуковую часть сопла использованы для расчета течения и тяговых характеристик вниз по течению до среза сопла. Показано, что амплитуда боковой силы в этом случае на порядок меньше, нежели в случае задания равномерно отклоненного потока в минимальном сечении.

Рассчитано сверхзвуковое течение в разрезном управляющем сопле как для идеального газа, так и для монодисперсной смеси газа и частиц конденсата. Исследована структура течения для данной формы сопла, зависимость коэффициента разворота от положения разреза и степени расширения сопла. Для случая течения смеси газа и частиц конденсата получены потери импульса, обусловленные выпадением частиц. Показано, что эти потери значительно больше, чем в случае осесимметричного течения.

1. Исследуется механизм распространения малых возмущений специального вида, существующих в потоке газа в области минимального сечения круглого сопла, вниз по течению в сверхзвуковую часть. В минимальном сечении задается равномерный поток газа, повернутый под некоторым углом  $\gamma$ , величина которого определяется размер возмущения. Такие течения ранее рассмотрены в работах [4–8].

Трехмерные течения в [4, 5] рассматриваются как возмущение одномерного течения, т. е. предполагается, что поперечные скорости малы по сравнению с продольной и возмущение складывается из двух частей: симметричного возмущения,