

УДК 533.6.011.72

СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ НА ШАР ИЛИ ЦИЛИНДР В ЧИСЛЕННОМ И ФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

ЛЯХОВ В. Н., ПОТАПОВ В. М.

Представлены результаты исследования нестационарной и установившейся стадий процесса воздействия плоской ударной волны на шар или цилиндр. Проводится анализ величины силы объемного сжатия, которая определяет амплитуду сигнала шарового датчика ненаправленного действия [1] и силы, действующей на тело в направлении движения ударной волны. Получено хорошее согласование результатов численного и физического экспериментов между собой и с данными различных авторов.

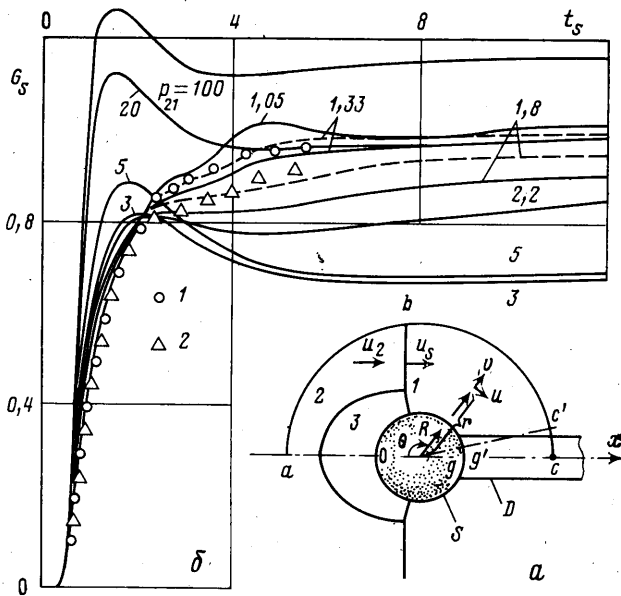
1. Рассмотрим процесс воздействия ударной волны на шар или круговой цилиндр (см. схему на фиг. 1, а), ось которого параллельна плоскости фронта этой волны. Ниже будут обсуждаться результаты воздействия на изолированные шар или бесконечный круговой цилиндр — в этих двух случаях державка D отсутствует. И будет рассмотрен случай нагружения шарового датчика S , который крепится державкой D с тыльной стороны, не обращенной к ударной волне, скорость которой относительно тела u_s . В силу предполагаемой симметрии расчетное поле ограничивалось «свободной» внешней границей abc (или abc' , когда расчет проводился с учетом державки), осями (или плоскостями) симметрии ao и gc (или $g'c'$) и поверхностью тела $og'g$. Применялась методика сквозного счета [2–4] с использованием конечно-разностной схемы 2-го порядка аппроксимации и оператора сглаживания 3-го порядка малости. Теневые фотографии процесса дифракции ударной волны на цилиндре представлены в [5].

В случае невязкого и нетеплопроводного калорически совершенного газа (с постоянными теплофизическими свойствами) ударно-волновой процесс взаимодействия определяется геометрией тела и двумя безразмерными параметрами: показателем адиабаты $\gamma = c_p/c_v = \text{const}$ и отношением давлений $p_{21} = p_2/p_1$ (или числом Маха фронта ударной волны $M_s = u_s/a_1 = \sqrt{1 + (p_{21} - 1)/\mu}$, $\mu = 2\gamma/(\gamma + 1)$). Здесь индексы 1 и 2 соответствуют параметрам перед и за фронтом ударной волны.

Анализ будет проведен для двух интегральных характеристик: силы объемного сжатия шара G и силы F , действующей на шар или цилиндр в направлении движения ударной волны (вдоль оси x)

$$G = \int_{\sigma} p_w d\sigma, \quad F = \int_{\sigma} p_w \cos \theta d\sigma, \quad d\sigma = \begin{cases} 2lR d\theta \\ 2\pi R^2 \sin \theta d\theta \end{cases} \quad (1.1)$$

Верхняя строчка в выражении для элемента поверхности $d\sigma$ соответствует цилиндру, нижняя — шару; p_w — давление на поверхность тела, R — радиус шара или цилиндра, l — длина вдоль оси цилиндрической поверхности, по которой проводится интегрирование. В качестве масштаба длины выбирается R , а длина цилиндрической поверхности $l = R$. В случае, когда



Фиг. 1

часть поверхности $\Delta\sigma$ занята державкой, интегрирование проводится по оставшейся поверхности $\sigma' = \sigma - \Delta\sigma$.

Результаты численного счета получены при $\gamma = 1,4$ и будут представлены в зависимости от безразмерного времени $t_s = tu_s/R$. Взаимодействие с телом началось при $t_s = 0,5$; время от начала взаимодействия обозначим $\tau_s = t_s - 0,5$.

2. Рассмотрим результаты численного эксперимента. На фиг. 1, б и 2 для $p_{21} = 1,05 - 100$ сплошными линиями изображены зависимости от времени нормированных сил объемного сжатия G_s и G_n , действующих на поверхность шара (без державки)

$$G_s = \frac{G - p_1\sigma}{(p_2 - p_1)\sigma}, \quad G_n = \frac{G - p_2\sigma}{(p_n - p_2)\sigma}, \quad p_n = \frac{(2\nu + 1)p_{21} - \nu}{1 + \nu p_{21}} p_2, \quad \nu = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (2.1)$$

Различная нормировка удобна в определенных интервалах p_{21} . Величина p_n характеризует давление около плоской стенки после отражения от нее ударной волны, плоскость которой параллельна этой стенке. Используемое при анализе результатов число Маха спутного потока за ударной волной вычисляется следующим образом:

$$M_2 = \frac{u_2}{a_2} = \frac{(p_{21} - 1)a_1}{\gamma M_s a_2}, \quad \frac{a_2^2}{a_1^2} = p_{21} \frac{p_{21}\nu + 1}{p_{21} + \nu}$$

Вид кривых G_s и G_n позволяет выделить две особенности: появление локального максимума при $p_{21} \geq 2,2$ и $t_s \approx 1,6$ и характерную «полочку» при $p_{21} \leq 1,8$ и $t_s \sim 3 - 3,5$. Анализ результатов показывает, что появление локального максимума, по-видимому, связано с переходом к режиму непотенциального обтекания тела, а момент дополнительного подъема кривых после полочки согласуется со временем схлопывания ударных волн в точке $\theta = 180^\circ$.

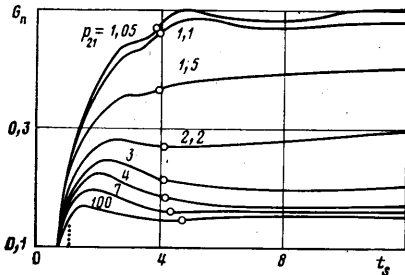
Известно, что при стационарном обтекании шара или цилиндра существует критическое число Маха потока, при большем значении которого

около тела возникает сверхзвуковая зона и замыкающий ее скачок, характеризующийся угловой координатой θ_m .

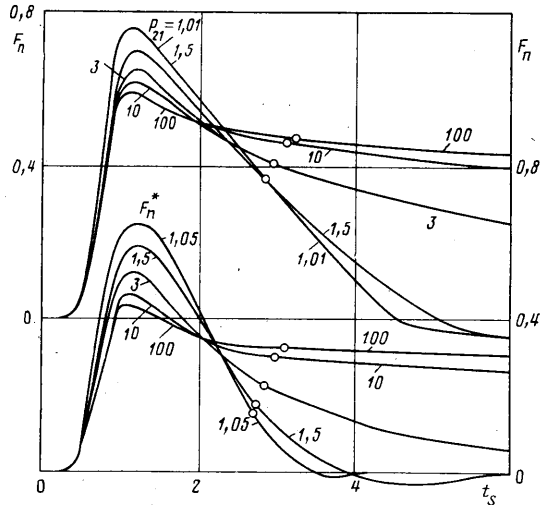
В таблице представлены результаты численных расчетов. Первые две строчки характеризуют параметры, при которых появляется сверхзвуковая зона и начинается режим непотенциального обтекания, а следующие две строчки — появление около тела возвратного течения ($u_w < 0$) в интервале $\Delta\theta_s$.

Геометрия	M_2	p_{21}	M_s	$\theta_m; \Delta\theta_s$
Шар	0,59	2,35	1,47	$\theta_m \approx 90-140^\circ$
Цилиндр	0,40	1,84	1,31	$\theta_m \approx 90-140^\circ$
Шар	0,76	3,1	1,67	$\Delta\theta_s \approx 125-180^\circ$
Цилиндр	0,49	1,95	1,35	$\Delta\theta_s \approx 115-180^\circ$

Штриховые линии на фиг. 1, б относятся к расчету с учетом державки: $p_{21} = 1,33$ и $1,8$. В этом случае расчетное поле ограничивалось образующей $g's'$ конической поверхности, а интегрирование и нормировка в (2.1) про-



Фиг. 2



Фиг. 3

водились по поверхности $\sigma' = \sigma - \Delta\sigma$. В расчете величина $\Delta\sigma = 0,379$ (восемь интервалов сетки вдоль поверхности тела, $\Delta\theta = 160-180^\circ$), что составляет 3% всей поверхности σ и заключается в телесном угле 40° .

После $t_s \geq 6$ величины G_s и G_n почти не растут. Небольшое увеличение при $t_s \geq 6$ для $p_{21} \leq 3$ связано с ограниченностью счетной области, что при таких параметрах потока ($M_2 \leq 0,73$) приводит к влиянию граничных условий на численное решение. Это влияние уменьшается при увеличении расчетной области или при $M_2 \geq 1$.

Физический эксперимент проводился в ударной трубе, камера низкого давления заполнялась воздухом при нормальных условиях. Применялись полые шаровые датчики [1] с внешним диаметром $2R = 7,5$ и 15 мм, вырабатывающие сигнал при внешнем нагружении. Наличие державки исключало из работы 12% пьезосферы ($\sim 90^\circ$ телесного угла) в тыльной области шара. Градуировка датчика проводилась в специальной камере при нагружении его динамическим давлением в квазистатическом режиме. Относительная погрешность измерений составляла $\pm 7\%$ при $M_s = 1,025$ и $\pm 3\%$ при $M_s = 1,5$. Значения числа Рейнольдса в проводимых опытах не превышали критических.

Данные физического эксперимента нанесены на фиг. 1, б символами 1 — $p_{21}=1,33$ и 2 — $p_{21}=1,8$. Сравнение расчетных и экспериментальных значений (символы и штриховые линии) показывает хорошее согласование величин. Как в расчете, так и в эксперименте проявляется дополнительный характерный подъем при $t_s \approx 3,7$, который совпадает с моментом взаимодействия ударной волны с державкой.

На фиг. 3 верхняя группа кривых для цилиндра ($l=R$) и нижняя для шара характеризуют изменение во времени нормированных по миделю σ_x тел величины осевой силы (без державки)

$$F_n = \frac{F}{(p_n - p_1) \sigma_x}, \quad \sigma_x = \begin{cases} 2R^2 \\ \pi R^2 \end{cases}$$

Моменты схлопывания ударных волн в точке $\theta=180^\circ$ отмечены точками на кривых фиг. 2 и 3.

Максимальные значения $F_n = F_n^*$ для шара и цилиндра достигаются при $t_s = 1,1-1,2$ (отмечено пунктиром на фиг. 2), что составляет от начала взаимодействия интервал $\tau_s \sim 0,6-0,7$. Такая же величина интервала указана в экспериментальной работе [6] с привлечением данных эксперимента [7] и других авторов. Значения $\tau_s \sim 0,6-0,7$ соответствуют длине пути ударной волны в радиусах R вдоль x от передней критической точки, что вытекает из принятого способа нормировки по u_s и R .

Как видно из фиг. 1 и 2, максимум G_s и G_n ($p_{21} \gtrsim 1,8$) достигается до схлопывания ударных волн в точке $\theta=180^\circ$ (если расчет без державки), а дополнительный подъем кривых G_s и G_n (при $p_{21} \lesssim 1,8$) происходит при схлопывании или при достижении ударной волны державки. Максимум F_n достигается раньше максимумов G_s и G_n .

После достижения максимального значения F_n уменьшается до нуля при $p_{21} \lesssim 1,5$ (цилиндр, $\tau_s \approx 4-5$) и $p_{21} \lesssim 2,2$ (шар, $\tau_s \approx 2,8-3,4$), что говорит о режиме течения, близком к потенциальному. При больших значениях p_{21} возникает волновое сопротивление. Таким образом, режим стационарного потенциального течения устанавливается достаточно быстро после схлопывания ударных волн.

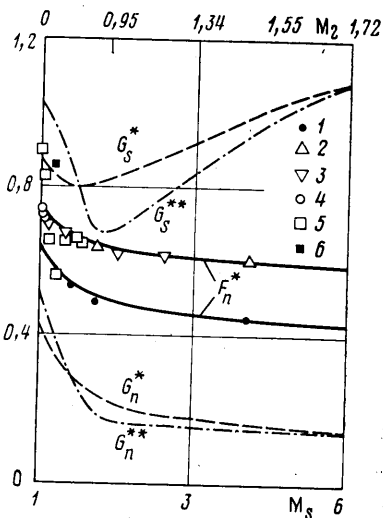
На фиг. 4 верхняя и нижняя сплошные линии характеризуют соответственно для цилиндра и шара максимальные значения величины F_n^* (без державки). Экспериментальные данные по F_n^* представлены символами 1 (шар), 2 (цилиндр) из работы [8] и 3 (цилиндр) из [9]. В этих работах расчет проводился с помощью схемы С. К. Годунова 1-го порядка точности. Символы 4 (цилиндр) — результаты линейной теории [10] при $M_s \rightarrow 1$. Символами 5 и 6 нанесены экспериментальные данные по цилиндру [6]; 6 (цилиндр) — одно значение из работы [7], показывающее, что имеется определенный разброс этих экспериментальных данных при малых M_s . Достаточно хорошее согласование их с численными результатами при $M_s \gtrsim 1,4$ ухудшается при $M_s \rightarrow 1$.

Возможно следующее объяснение. Принятая в [6] нормировка по величине $\Delta p = p_2 - p_1$ ($F = F_{\max}^+ / (2Rl\Delta p)$) очень чувствительна к погрешностям в определении Δp , так как $\Delta p \rightarrow 0$. А поскольку ударная волна была взрывной с переменной интенсивностью, то при этом возникает неопределенность в определении величины Δp , ведущая к указанному выше разбросу. Кроме этого, заметим, что в [6] указывается предельное акустическое приближение $F_n^* = 1$ при $M_s \rightarrow 1$. Это значение максимальной силы получается, если предположить, что F_n^* достигается в тот момент, когда слабая волна пройдет расстояние R , т. е. нагруженной окажется лишь передняя часть тела ($\theta = 0-90^\circ$), причем давление на поверхности равно $p_1 + 2\Delta p$. Между тем, согласно [3], для $p_{21} = 1,01$ это значение давления достигается лишь в окрестности лобовой точки $\theta \lesssim 20^\circ$, а далее (по углу θ) оно уменьшается. Поэтому по результатам численных расчетов (см. фиг. 3) величина F_n^* получается $\sim 0,75$ вместо 1 при $M_s \rightarrow 1$.

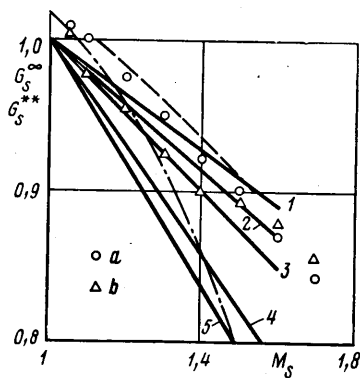
По всем остальным сравнениям с результатами других работ наблюдается хорошее соответствие.

Штриховой и штрихпунктирной линиями на фиг. 4 нанесены значения G_s^* и G_s^{**} (верхние две кривые) и G_n^* и G_n^{**} (нижние) соответственно в моменты $\tau_s=2$ и 10 после начала взаимодействия (без державки). Видно, что величины G_s^* и G_s^{**} из-за принятой нормировки сначала уменьшаются, а затем начинают расти. Минимум достигается при $M_s=1,5$ ($\tau_s=2$) и 1,8 ($\tau_s=10$), что коррелирует со значением $M_s=1,67$, при котором начинается отрывное течение.

На фиг. 5 штрихпунктиром нанесена величина G_s^{**} при $\tau_s=10$ аналогично кривой на фиг. 4, но в более крупном масштабе. Штриховой линией



Фиг. 4



Фиг. 5

представлены результаты численных расчетов с державкой (нормировка по σ'). Экспериментальные данные нанесены символами $a - 2R=15$ мм и $b - 2R=7,5$ мм.

3. Для приближенной оценки величины G_s^∞ при установившемся обтекании ($t_s \geq 10$) можно использовать экспериментальные данные [11] для $p_*(\theta) = (p(\theta) - p_2) / (0,5\rho_2 u_2^2)$ стационарного обтекания шара при различных числах M_2 и Re . Определяя $p(\theta)$ через $p_*(\theta)$, вычислим объемную силу

$$G_s^\infty = \frac{1}{(p_2 - p_1)\sigma'} \left[\int_{\sigma'} p(\theta) d\sigma - p_1 \sigma' \right] = 1 + \frac{\gamma M_2^2 p_2}{4(p_2 - p_1)} \psi,$$

$$\psi = \int_0^\pi p_*(\theta) \sin \theta d\theta \quad (3.1)$$

Для определения значений ψ проводилось графическое интегрирование кривых, приведенных в [11], характеризующих распределение $p_*(\theta)$ по обводу шара при различных Re и $M_2 \approx 0$. Полученные значения ψ представлены ниже:

Кривая	1	2	3	4	5
Re	$1,57 \cdot 10^5$	$1,57 \cdot 10^5$	$2,51 \cdot 10^5$	$2,98 \cdot 10^5$	$4,24 \cdot 10^5$
ψ	-0,58	-0,49 (12%)	-0,82	-0,92	-0,96

Значение $\psi = -0,96$ вычислено при сверхкритическом $Re = 4,24 \cdot 10^5$. По данным [11], значение ψ растут с увеличением M_2 , однако вплоть до

$M_2=0,8$ этот рост незначителен при фиксированном числе Re . Поэтому для оценки приближенной зависимости величины G_s^∞ от M_2 при установившемся обтекании ($\tau_s \geq 10$) для слабых волн ($M_2 \leq 0,8$; $p_{21} \leq 3,2$) будем пользоваться расчетными данными, представленными выше. Значение $\psi = -0,49$ получено в расчете с учетом того, что крепление державки занимало 12% тыльной площади шара и эта часть пьезосферы не участвовала в выработке сигнала. Результаты расчета величины G_s^∞ показаны на фиг. 5 сплошными линиями, номера кривых соответствуют номерам значений в выводе. Ближе к результатам численного и физического экспериментов лежат кривые 1 и 2. Следует отметить достаточно высокую чувствительность получаемых значений к изменениям σ' и $\Delta\sigma$.

Используемая методика численного эксперимента дает достаточно хорошее совпадение с результатами физического эксперимента. Это позволяет рекомендовать ее в качестве основного инструмента для проведения массовых расчетов. Для проверки адекватности математической модели реальному течению необходимо сравниваться с экспериментом, который можно проводить лишь в некоторых реперных точках (M_2, Re) для контроля и тарировки используемой численной методики. Инженерные оценки величины G_s^∞ для стационарных случаев можно делать, используя формулу (3.1) значения ψ из вывода. Остается, однако, открытым вопрос о более детальном изучении особенностей нестационарного и установившегося обтекания тела в численном эксперименте с влиянием схемной вязкости и о соответствии этого потока реальному. По крайней мере представляется необходимым при численном интегрировании уравнений динамики идеального газа проводить расчеты с прилипанием или скольжением потока на твердой поверхности для проверки зависимости результатов счета от действия вязких сил при данной постановке задачи.

Авторы благодарны Б. И. Заславскому за обсуждение результатов и О. В. Зоновой за оформление и представление расчетного материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нецименко Ю. П., Чикин И. И. О построении передаточной функции преобразователя давления ударной волны. — Тез. докл. 3-го Всесоюз. симп. «Динамические измерения». Л., 1981, с. 87–90.
2. Ляхов В. Н. Нестационарные нагрузки при дифракции ударной волны. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 4, с. 123–129.
3. Ляхов В. Н. Взаимодействие ударных волн умеренной интенсивности с цилиндром. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 2, с. 113–119.
4. Ляхов В. Н. Аппроксимация результатов математического моделирования воздействия ударной волны на цилиндр. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 4, с. 179–184.
5. Сыщикова М. П., Березкина М. К., Семенов А. Н. Формирование течения около модели в ударной трубе. — В сб.: Аэрофизические исследования сверхзвуковых течений. М. — Л.: Наука, 1967, с. 7–13.
6. Соколов К. Б. Экспериментальное исследование влияния чисел Re и M на силу воздействия взрывной волны на круговой цилиндр. — Уч. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 2, с. 172–176.
7. Голубинский А. И., Соколов К. Б. Исследование распределения давления по поверхности плоских и цилиндрических тел при падении на них взрывной ударной волны. — Тр. ЦАГИ, 1970, Вып. 1298. 17 с.
8. Колган В. П., Фонарев А. С. Установление обтекания при падении ударной волны на цилиндр и сферу. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1972, № 5, с. 97–103.
9. Мэрдок. Взаимодействие ударной волны с телами в плоском потоке. — Ракетная техника и космонавтика, 1975, т. 13, № 9, с. 15–17.
10. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967. 387 с.
11. Дейч М. Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 592 с.

Москва

Поступила в редакцию
12.XI.1984