

УДК 532.5.013.2

**О ВЛИЯНИИ АТМОСФЕРЫ НА ВЕЛИЧИНУ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ ПРИ ПЛОСКОМ УДАРЕ
ДИСКА О ПОВЕРХНОСТЬ
СЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ**

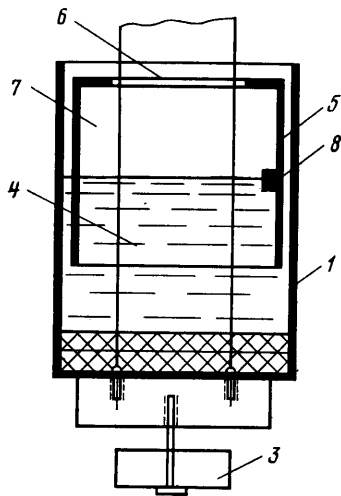
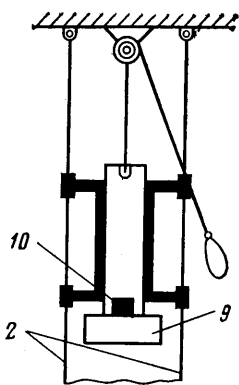
**ЕРОШИН В. А., ПЛЮСНИН А. В., РОМАНЕНКОВ Н. И.,
СОЗОНЕНКО Ю. А., ЯКИМОВ Ю. Л.**

Если скорости погружения тел в жидкость невелики, а тела не слишком тупые, величины гидродинамических сил удовлетворительно определяются в рамках несжимаемой жидкости и зависят от плотности жидкости, скорости погружения и геометрических параметров (формы тела, углов входа и атаки). При увеличении скорости или при приближении удара к плоскому на величину гидродинамических сил существенное влияние начинают оказывать сжимаемость жидкости и наличие атмосферы. Влияние сжимаемости на величину ударных нагрузок теоретически и экспериментально исследовалось в [1—8]. Удар о поверхность несжимаемой жидкости с учетом влияния атмосферы рассматривался в работах [9—11]. При плоском ударе диска о поверхность жидкости оба эти фактора (сжимаемость жидкости и наличие атмосферы) одновременно влияют на характер протекания процесса удара. В данной статье приводятся экспериментальные результаты и численные расчеты на ЭВМ ударных нагрузок при плоском ударе диска о поверхность сжимаемой жидкости в атмосфере гелия, воздуха и фреона.

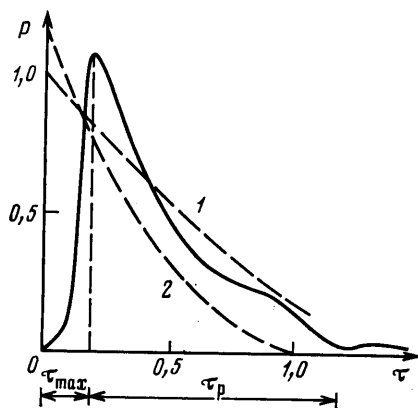
1. Описание установки и методика проведения экспериментов. Влияние атмосферы на формирование ударных нагрузок исследовалось при вертикальном симметричном ударе цилиндрической модели (диска) диаметром $D=80$ мм и весом $P=5,3$ кг о поверхность жидкости с низкой скоростью звука [7, 8]. Схема установки приведена на фиг. 1. Бак с жидкостью 1 подвешен свободно на двух стальных струнах 2 длиной 6 м, диаметром 2 мм, закрепленных сверху. Для устойчивости к днищу на оси бака прикреплен стержень с тяжелым грузом на конце 3. Внутри бака, заполненного жидкостью 4, находится емкость для газа цилиндрической формы 5 с отверстием в верхней части, через которое после прорыва бумажной мембраны 6 проходит модель.

Перед экспериментом внутренний цилиндр 5 опускался до уровня жидкости и отверстие закрывалось бумажной мембраной таким образом, чтобы не осталось воздуха между внутренним и внешним цилиндрами. Затем в область между ними по трубочке подавался рабочий газ (гелий или фреон) и внутренний цилиндр начинал подниматься. После заполнения пространства над свободной поверхностью жидкости рабочим газом 7 внутренний цилиндр фиксировался. Диаметр внутреннего цилиндра равнялся 38 см, высота столба газа 28 см, глубина слоя жидкости 15 см. На боковой поверхности внутреннего цилиндра на уровне свободной поверхности жидкости установлен датчик давления 8 для определения скорости звука в среде. Модель 9 с датчиком ускорений 10 разгонялась по направляющим струнам под действием силы тяжести. После прорыва мембраны удар модели о жидкость происходил в атмосфере заданного газа, процесс движения в котором можно считать установившимся (путь модели в атмосфере рабочего газа более трех калибров).

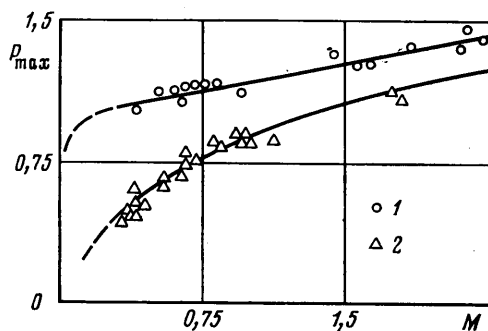
Регистрация сигналов ускорения модели и давления на стенке бака



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

производилась двухлучевым электронным осциллографом. Плотность жидкости измерялась денсиметрами, скорость звука в жидкости изменялась в пределах 25–100 м/с и определялась как скорость распространения возмущений вблизи свободной поверхности жидкости. Максимальные значения безразмерного давления и безразмерного времени нарастания ударной нагрузки от нуля до максимума определялись по формулам

$$P_{\max} = \frac{F_{\max}}{\rho_0 v_0 a_0 S}, \quad \tau_{\max} = \frac{a_0 t_{\max}}{R}$$

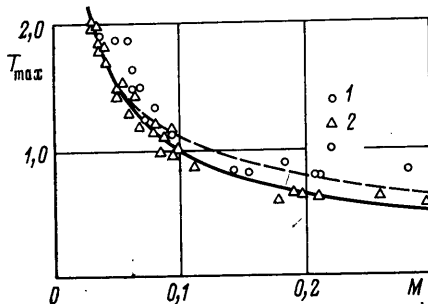
где $F_{\max} = m w_{\max}$, m — масса модели, w_{\max} , t_{\max} — максимальное значение ускорения и время его нарастания от нуля до максимума, ρ_0 , v_0 , a_0 — плотность жидкости, скорость удара и скорость звука в жидкости, R — радиус диска, $S = \pi R^2$.

Более подробно методика проведения эксперимента описана в [8]. При проведении экспериментов в качестве рабочих газов при атмосферном давлении и температуре 15 С использовались гелий (плотность $\rho_1 = 0,000178$ г/см³, скорость звука $a_1 = 980$ м/с, молекулярный вес $\mu = 4$) и фреон 318 С (плотность $\rho_1 = 0,0085$ г/см³, скорость звука $a_1 = 115$ м/с, молекулярный вес $\mu = 200,4$).

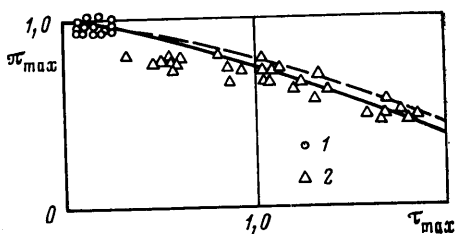
2. Обсуждение экспериментальных результатов. Приведем экспериментальные данные для максимальных значений безразмерного ударного давления и безразмерного времени нарастания ударных нагрузок при плоском ударе диска (основания цилиндрической модели) о поверхность жидкости

с низкой скоростью звука в атмосфере различных газов. На фиг. 2 схематично изображена осциллограмма давления (сила на единицу площади давления $P=F/\rho_0 v_0 a_0 S$) при плоском ударе диска о поверхность жидкости с низкой скоростью звука в атмосфере гелия ($v_0=3,1$ м/с, $a_0=33$ м/с, $\rho_0=1,105$ г/см³, $P_{\max}=1,105$, $\tau_{\max}=0,149$).

Штриховыми линиями приведены акустическое решение (1) [3] и приближенное решение с учетом нелинейности жидкости (2), полученные при отсутствии атмосферы. Осциллограмма, изображенная на фиг. 2, показывает, что даже атмосфера такого легкого газа, как гелий, «размазывает» передний фронт и полная продолжительность удара складывается



Фиг. 4



Фиг. 5

из времени нарастания ударной нагрузки до максимума τ_{\max} и времени разгрузки τ_r .

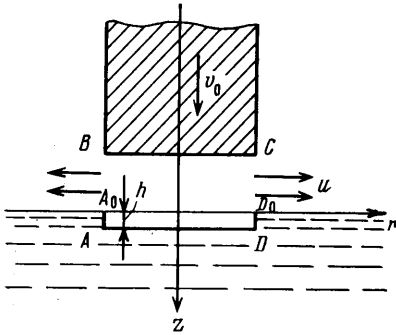
На фиг. 3 приведены экспериментальные зависимости максимальных значений безразмерного ударного давления P_{\max} от числа Маха M по отношению к жидкости в атмосфере гелия (1) и фреона (2). Из графиков видно, что атмосфера гелия в исследованном диапазоне чисел Маха практически не влияет на величину ударных нагрузок, т. е. максимальные значения безразмерных давлений в этом случае практически совпадают с теоретическими расчетами при отсутствии атмосферы $P_{\max}=1+2M$. Влияние атмосферы фреона на величину ударных нагрузок, напротив, очень существенно, причем для малых чисел Маха зависимость P_{\max} от M можно представить в виде $P_{\max} \approx c\sqrt{M}$, где $c=0,26\sqrt{\rho_0/\rho_1}$.

Эксперименты при плоском ударе диска о жидкость с низкой скоростью звука в атмосфере различных газов показали, что время нарастания ударной нагрузки до максимума прямо пропорционально корню квадратному из отношения плотности атмосферы к плоскости жидкости $\sqrt{\rho_1/\rho_0}$. Это позволяет полученные зависимости безразмерного времени нарастания τ_{\max} от числа Маха M в атмосфере гелия (1) и фреона (2) представить в виде единой универсальной кривой $T_{\max}=(a_0 t_{\max} \sqrt{\rho_0/\rho_1})/10R$ (фиг. 4), причем $T_{\max} \approx 0,35/\sqrt{M}$ (сплошная линия).

При плоском ударе диска о поверхность сжимаемой жидкости наличие атмосферы приводит к тому, что одновременно протекают два процесса: нагрузки (рост давления на поверхности диска при его приближении к жидкости-экрану) и разгрузки через свободную поверхность жидкости, где давление атмосферное [3]. Поэтому величина максимального давления в основном зависит от времени его нарастания до максимума: чем меньше это время (атмосфера гелия), тем меньше P_{\max} отличается от теоретических оценок при отсутствии атмосферы. И наоборот, при медленном нагружении (в атмосфере фреона $\tau_{\max} \sim 1$) максимальное значение ударного давления за счет разгрузки через свободную поверхность может значительно уменьшиться. Экспериментальная зависимость максимальных значений безразмерного нормализованного ударного давления $\pi_{\max}=P_{\max}/$

$/(1+2M)$ от безразмерного времени нарастания ударных нагрузок τ_{\max} в атмосфере гелия (1) и фреона (2) приведена на фиг. 5.

3. Численный расчет ударных нагрузок. Теоретический расчет ударных нагрузок при проникании тел в жидкость (трехмерная нестационарная задача с условиями на неизвестной границе) даже без учета влияния атмосферы является довольно сложным и чрезвычайно трудоемким. Приводимая здесь методика расчета носит оценочный характер и позволяет в первом приближении описать интегральные характеристики процесса формирования ударных нагрузок при плоском ударе диска о жидкость с учетом влияния атмосферы.



Фиг. 6

Рассмотрим нормальное симметричное проникание цилиндрического тела в жидкость, занимающую нижнее полупространство (фиг. 6). Ось z цилиндрической системы координат направим вниз, ось r — по невозмущенному уровню свободной поверхности. Верх-

нее полупространство заполнено газом при атмосферном давлении и температуре 15 С. При дозвуковой скорости движения в атмосфере волны сжатия будут обгонять движущееся тело и оно может почувствовать свободную поверхность-экран, находясь от нее, вообще говоря, бесконечно далеко, т. е. при проведении оценок или теоретических расчетов необходимо разумным образом выбрать момент начала удара. Например, за начало удара можно принять момент времени, когда величина среднего давления на диске равна 1% от $\rho_0 v_0 a_0$. Произвол в выборе начала удара здесь приблизительно такой же, как и при определении толщины пограничного слоя. В экспериментах подобной проблемы не возникает и отсчет времени ведется с момента достижения датчиками пороговой чувствительности.

Теоретические оценки и экспериментальные результаты показывают, что сколько-нибудь существенное взаимное влияние в системе тело — жидкость начинает проявляться лишь в непосредственной близости от свободной поверхности. На расстоянии порядка радиуса диска это влияние еще практически несущественно, а свободная поверхность жидкости не возмущена. Процесс удара начинается на расстоянии, значительно меньшем радиуса диска, а величины ударных нагрузок, как показали расчеты, слабо зависят от выбора начального расстояния диска до невозмущенного уровня свободной поверхности жидкости H_0 , при котором начинается расчет, если это расстояние порядка радиуса $H_0 \sim R$.

Рассмотрим движение газа в области между диском и свободной поверхностью жидкости. Будем предполагать, что газ сжимается адиабатически

$$P_1 = P_{10} (\rho_1 / \rho_{10})^\gamma \quad (3.1)$$

давление в области $ABCD$ и скорость свободной поверхности под диском $w = dh/dt$ зависят только от времени (не зависят от координат r, z), а форму свободной поверхности схематизированно представим в виде, изображенном на фиг. 6. Уравнение баланса массы газа в области $ABCD$ представим в виде

$$\frac{d}{dt} [\rho_1(t) \pi R^2 (H_0 - v_0 t + h)] = -2\pi R (H_0 - v_0 t) u(t) \rho_2 \quad (3.2)$$

где h — понижение уровня свободной поверхности под диском, u — скорость истечения газа, $\rho_1, \rho_2 = \rho_{10}$ — плотность газа в области $ABCD$ и на выходе из щели. Скорость истечения газа через кольцевую щель определяем по формуле Бернулли

$$u^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} \left[1 - \left(\frac{P_{10}}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right] \quad (3.3)$$

Заметим, что использование других соотношений для определения скорости u , например нестационарного решения для одномерной простой волны, дает близкие результаты. При $u > a_{10}$ скорость истечения газа полагаем равной местной критической скорости звука

$$u = a_{10} \sqrt{\frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{P_1}{P_{10}} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}}$$

В начале расчета жидкость считаем несжимаемой и для связи скорости свободной поверхности жидкости под диском с импульсом давления P_i используем формулу $P_i = (4/3\pi)\rho_0 R w$. При достижении давления в области $ABCD$ порядка 1% от $\rho_0 v_0 a_0 (t = t_c)$ начинаем учитывать сжимаемость жидкости и зависимость скорости свободной поверхности от давления принимаем в виде [3]

$$\Delta P = P_i - P_{10} = \rho_0 a_0 \left[w - \int_{t_c}^t w(\xi) d\xi + \frac{1}{4} \int_{t_c}^t w(\xi) (t - \xi) d\xi \right] \quad (3.4)$$

Система уравнений (3.1)–(3.4), описывающая течение газа и жидкости, сводилась к системе обыкновенных дифференциальных уравнений и, решалась на ЭВМ методом Рунге — Кутты при следующих начальных условиях: $t=0, \Delta P(0) = P_i(0) = h(0) = w(0) = 0$.

На фиг. 4, 5 штриховыми линиями приведены результаты расчета плоского удара диска о жидкость с низкой скоростью звука в атмосфере гелия, воздуха и фреона. Во всем исследованном диапазоне чисел Маха M, M_1 и отношений плотности ρ_1/ρ_0 зависимости, приведенные на фиг. 4, 5 для различных газов, в приведенном масштабе практически не различаются (M_1 — число Маха по отношению к газу).

Сравнение расчетных кривых с экспериментальными результатами показывает, что система уравнений (3.1)–(3.4) вполне удовлетворительно описывает характер роста ударных нагрузок и их максимальные значения при плоском ударе диска о жидкость с низкой скоростью звука.

4. Моделирование плоского удара о воду. Проведение экспериментов при плоском ударе диска о воду даже при небольшой скорости встречает значительные трудности из-за необходимости измерения высоких ударных давлений при крайне малом времени протекания процесса. Стремление при том же числе Маха M по отношению к жидкости растянуть процесс удара во времени с целью преодоления трудностей при постановке эксперимента приводит к необходимости использования в качестве рабочей среды жидкости с низкой скоростью звука, безразмерное уравнение состояния которой совпадает с безразмерным уравнением состояния воды [7, 8]. Для обеспечения подобия в течении газа в «воздушной подушке» при плоском ударе о сжимаемую жидкость наряду с равенством соответствующих чисел Маха M , характеризующих сжимаемость воды и жидкости с низкой скоростью звука, необходимо равенство соответствующих чисел Маха M_1 по отношению к атмосфере и отношений плотности атмосферы к плотности жидкости ρ_1/ρ_0 .

Обеспечение необходимого отношения ρ_1/ρ_0 не вызывает трудностей. Однако при нормальных условиях скорости звука в газах не могут быть сильно понижены, как в жидкости, поэтому нет возможности обеспечить

равенство чисел Маха M_1 по отношению к газу. Тем не менее, как показывают эксперименты и теоретические расчеты, при плоском ударе диска о воду и жидкость с низкой скоростью звука можно обеспечить подобное по времени изменение ударных нагрузок, так как величина P_{\max} зависит практически только от значения τ_{\max} , которое путем подбора состава атмосферы можно изменять в довольно широких пределах.

Таким образом, в общем случае для подобного во времени протекания процесса удара достаточно равенства чисел Маха M по отношению к жидкостям и равенства величин $\tau_{\max}(M)$. При малых числах Маха $M \ll 1$, как было показано выше, влияние параметра M_1 , характеризующего сжимаемость атмосферы, становится несущественным и для подобного протекания процесса удара о воду и жидкость с низкой скоростью звука при одном и том же составе атмосферы достаточно равенства соответствующих чисел Маха M .

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972, с. 26–34, 91–101.
2. Логвинович Г. В. Удар твердого тела о сжимаемую жидкость.— Тр. ЦАГИ. 1956, № 688. 8 с.
3. Поручиков В. Б. Удар диска по поверхности идеальной сжимаемой жидкости.— ПММ, 1964, т. 28, № 4, с. 797–800.
4. Скалак, Фейт. Удар о поверхность сжимаемой жидкости.— Конструирование и технология машиностроения, 1966, т. 88, № 3, с. 97–104.
5. Гонор А. Л., Яковлев В. Я. Удар капли по твердой поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 5, с. 151–155.
6. Григолюк Э. И., Горшков А. Г. Взаимодействие упругих конструкций с жидкостью (удар и погружение). Л.: Судостроение, 1976, с. 100–108.
7. Якимов Ю. Л., Ерошин В. А., Романенков Н. И. Моделирование движения тела в воде с учетом ее сжимаемости.— В кн.: Некоторые вопросы механики сплошной среды. М.: Изд-во МГУ, 1978, с. 29–33.
8. Ерошин В. А., Романенков Н. И., Серебряков И. В., Якимов Ю. Л. Гидродинамические силы при ударе тупых тел о поверхность сжимаемой жидкости.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 6, с. 44–51.
9. Егоров И. Т., Соколов В. Т. Гидродинамика быстроходных судов. Л.: Судостроение, 1971, с. 217.
10. Verhagen J. H. G. The impact of a flat plate on a water surface.— J. Ship Res., 1967, v. 11, № 4, p. 211–223.
11. Koehler B. R., Kettleborough C. F. Hydrodynamic impact of a falling body upon a viscous incompressible fluid.— J. Ship. Res., 1977, v. 21, № 3, p. 165–181.

Москва

Поступила в редакцию
24.V.1983