

Авторы выражают благодарность В. А. Малетину, Б. А. Миронову и Н. Е. Чернухину за помощь в проведении полигонных экспериментов, а также А. В. Вязниковцеву за организацию натуральных испытаний.

Поступила в редакцию
8/IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Ткаченко, В. П. Сомов и др. Авт. свид. № 237772. Бюл. изобретений, 1969, 9.
2. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., Наука, 1973.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершов, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., Энергия, 1968.
4. А. А. Луговцов, Б. А. Луговцов, В. Ф. Тарасов.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 3. Новосибирск, 1969.
5. Б. А. Луговцов.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 38. Новосибирск, 1979.
6. Д. Г. Ахметов, О. П. Кисаров. ПМТФ, 1966, 4.
7. В. Ф. Тарасов.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 14, Новосибирск, 1973.
8. В. Ф. Тарасов.— В сб.: Динамика сплошной среды. Вып. 23. Новосибирск, 1975.
9. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
10. Г. Шрайбер, П. Порст. Огнетушащие средства. М., Стройиздат, 1975.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ЖИДКОСТИ С ПУЗЫРЬКАМИ ГАЗА

В. К. Кедринский
(Новосибирск)

В работе на основе экспериментальных исследований, выполненных в Институте гидродинамики СО АН СССР в середине 60-х годов, дан анализ механизма трансформации энергии ударных волн по мере их распространения в жидкости с пузырьками газа. Особенности этого процесса обусловлены неравновесностью по давлению для жидкой и газовой фаз, сложным характером поглощения и переизлучения двухфазной среды энергии ударной волны [1]. Они наглядно проявляются как в случае коротких ударных волн (достаточно произвольной интенсивности), так и при исследовании длинных волн с крутым фронтом, если речь идет об относительно продолжительном релаксационном процессе, малых исходных объемных концентрациях газа в среде и существенно нелинейных пульсациях пузырьков. Под короткими здесь подразумеваются такие волны, действие которых вызывает схлопывание пузырьков за время, равное или большее длительности положительной фазы волны.

Принципиально другие эффекты наблюдаются при распространении ударных волн в смесях с высоким (десять процентов) газосодержанием и с малыми временами релаксации, т. е. достаточно быстрым установлением соответствия давления в пузырьках среднему давлению в жидкой фазе, а их переносной скорости — средней массовой скорости жидкости. Они встречаются также при взаимодействии ударных волн большой интенсивности и длительности с пузырьками газа, включая их растворение. Результаты экспериментальных и численных исследований волновых процессов в таких смесях [2, 3] не содержат упомянутых выше особенностей взаимодействия «волна — среда» и определяются в основном ус-

ловиями равновесности по давлению, скорости, а иногда и температуре обеих фаз. Основные моменты такого рода взаимодействия подробно изложены в [3] и здесь рассматриваться не будут.

Наибольший интерес, как правило, вызывают релаксационные, дисперсионные и диссипативные эффекты, сопровождающие процесс проникновения волны в пузырьковую среду. Первоначально эти исследования развивались в двух направлениях: экспериментальный анализ защитных свойств пузырьковых экранов от действия ударных волн при подводных взрывах (например, [4]) или взрывах в атмосфере вблизи свободной поверхности жидкости и анализ распространения звука в пузырьковых средах. Последнее было связано в основном с изучением дисперсионных свойств пузырьковых сред и скорости распространения в них слабых возмущений [5, 6].

Первое направление имело довольно ограниченные цели — определение изменения амплитуд ударных волн по мере распространения по экрану и связи между их параметрами с целью эффективного снижения интенсивности ударной нагрузки и управления ее спектральным распределением. Но даже в такой постановке одних сведений о поглощении энергии ударной волны оказалось недостаточно для объяснения характера нагрузки, возникающей за пузырьковым экраном (эффекта усиления волн), существенного изменения длительности результирующей нагрузки и т. п. Это привело к необходимости детального экспериментального исследования механизма трансформации ударной волны пузырьковой средой, проведения численного эксперимента на базе математических моделей [7—9].

Остановимся прежде всего на некоторых особенностях динамики одиночного сферического пузырька и взаимодействии газового слоя с ударной волной, рассматривая его как предельно упрощенную модель процесса.

Плоская волна и сферический пузырек. Их взаимодействие — это элементарный акт взаимодействия ударной волны со средой в целом, позволяющий объяснить два принципиальных момента общего характера: состояние газа в пузырьке при его схлопывании за фронтом ударной волны и целесообразность учета времени прохождения фронтом волны диаметра пузырька. Последний связан с возможностью упрощения математической постановки задачи о схлопывании сферической полости при падении на нее плоской одномерной ударной волны. Действительно, если линейный размер волны много больше радиуса пузырька, а время схлопывания последнего при фиксированных параметрах волны (амплитуда, длительность, характер спада давления за фронтом) много больше времени прохождения его размера фронтом, то динамика пузырька исследуется в сферически симметричной постановке. При этом полагается, что давление на бесконечности задано в полном соответствии с параметрами волны [10, 11]. Упрощение существенное и правомерное, если нет особенностей во взаимодействии плоского фронта со сферической поверхностью пузырька и первоначально неподвижного пузырька с одномерным потоком за фронтом. Однако такие особенности существуют [12, 13] и должны приниматься во внимание, если того требует существование экспериментальной постановки и согласование математической модели с экспериментальными данными.

Плоский фронт ударной волны, взаимодействуя со сферической поверхностью полости, как со свободной поверхностью, за время прохождения ее диаметра сообщает различным точкам поверхности неодинаковые начальные скорости (по закону $\cos \alpha$, где α — угол, отсчитываемый от направления движения фронта ударной волны). Сферическая одномерность процесса нарушается из-за неравнозначности начальных скоростей на поверхности пузырька, что приводит к его несимметричному схлопыванию с образованием кумулятивной струйки, направленной

по ходу волны [12], т. е. имеет место типичное струйное течение при выходе плоской волны на кумулятивную выемку. Эта причина, а также влияние на характер взаимодействия с волной вероятных искажений сферической формы в результате, например, движения пузырьков относительно жидкости, приводят к их разрушению, увеличивая диссипативные потери и искажая форму излучения при трансформации энергии ударной волны пузырьковой средой. При выполаживании фронта и уменьшении амплитуды давления во фронте эти эффекты могут исчезать.

При наличии начальной поступательной скорости захлопывание пузырька в идеальной жидкости существенно отличается от случая, когда его центр неподвижен в течение всей пульсации [13]. Законы сохранения энергии и импульса при относительном движении приводят к появлению предельного радиуса захлопывания даже в случае пустой полости, что связано с резким возрастанием энергии поступательного движения по мере схлопывания: в области малых (относительно исходных) значений радиуса пузырька резко уменьшается присоединенная масса жидкости, происходит перераспределение кинетических энергий радиального и поступательного движений в сторону последнего.

Несложно получить простую оценку этого эффекта из закона сохранения энергии, записав его для начального и конечного моментов, когда радиальная скорость пузырька равна нулю. Предполагается, что пузырек сохраняет свою сферическую форму. Запишем выражения для кинетической $T = 2\pi\rho R^3(\dot{R}^2 + \dot{x}^2/6)$ и потенциальной $U = p_0V$ энергий жидкости, где R — радиус пузырька, V — его объем, \dot{R} и \dot{x} — радиальная и поступательная скорости соответственно, p_0 — гидростатическое давление в жидкости, газ в полости отсутствует. Поскольку конечное значение \dot{x}_* однозначно связано с минимальным радиусом полости R_* законом сохранения импульса $V_*\dot{x}_* = V_0\dot{x}_0$, то условие для нахождения R_* запишется в виде

$$p_0V_0 + \frac{1}{4}\rho V_0\dot{x}_0^2 = p_0V_* + \frac{1}{4}\rho V_0^2\dot{x}_0^2/V_*,$$

откуда легко получить $(R_*/R_0)^3 = \frac{4}{3} \frac{\rho \dot{x}_0^2}{p_0}$. Видно, что только при $\dot{x}_0 = 0$ пустая полость может захлопнуться до конца ($R_* = 0$).

Эффект поступательного движения аналогичным образом скажется и в случае взаимодействия плоской ударной волны с первоначально покоящимся пузырьком. Правда, понятие «покоящийся» здесь справедливо только до начала обтекания пузырька фронтом волны. В результате этого обтекания пузырек приобретает некоторую поступательную скорость, которая определяется эпюрой распределения массовых скоростей вдоль поверхности пузырька, сообщенных фронтом [12], и может рассматриваться как начальная.

Оценка реального состояния газа является одним из важных элементов исследования динамики пузырька в поле давления, необходимым как для понимания в целом процесса преобразования ударной волны пузырьковой средой, так и для построения и численного исследования его математических моделей. В этой связи постановка прямого эксперимента для выяснения изменения состояния газа пульсирующего пузырька представляет несомненный интерес. Такой эксперимент проведен автором совместно с Р. И. Солоухиным.

В воде на пути распространения ударной волны помещался пузырек из очень тонкой резины, заполненный стехиометрической газовой смесью $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ или $2\text{C}_2\text{H}_2 + 5\text{O}_2$. Пульсация его регистрировалась через щель в режиме непрерывной развертки фоторегистратора с импульсной подсветкой и соответствующей синхронизацией. Ожидалось, что в процессе схлопывания пузырька за фронтом ударной волны смесь в нем сможет

нагреться до температуры воспламенения. Предположение полностью подтвердилось. Факт и момент воспламенения фиксировались как по самосвечению смеси в полости в момент воспламенения (в этом случае эксперимент проводился без подсветки), так и по резкому изменению радиуса полости во времени, указывавшему на взрывной характер расширения и, как правило, опережавшему по фазе начало расширения в случае инертного газа.

Расчет зависимости температуры от степени сжатия пузырька и сравнение с температурами воспламенения указанных смесей показали, что они находятся в пределах известных значений, соответствующих адиабатическому нагреву [14]. Очевидно, представляет интерес использование стехиометрической смеси водорода с кислородом в качестве наполнителя для исследования особенностей динамики схлопывающейся полости. Продуктом детонации такой смеси является водяной пар, который в процессе расширения полости охлаждается и конденсируется. Таким образом, в стадии схлопывания полость оказывается практически пустой, что позволяет, в частности, достичь довольно высоких скоростей движения ее границы.

Ударная волна и плоский газовый слой. При анализе динамики одиночного пузырька в поле ударной волны обычно считается, что его энергоемкость, т. е. способность в процессе схлопывания поглотить сколь-нибудь существенную часть энергии падающей ударной волны, незначительна. Тем самым вводится предположение о независимости поля ударной волны (или давления на бесконечности, согласно упомянутой выше модели) от динамики полости. Но то, что допустимо при исследовании одного пузырька, оказывается неверным при анализе взаимодействия ударной волны с ансамблем пузырьков и в силу конечности величины энергии, переносимой волной на отрезке времени взаимодействия, и из-за относительно большой энергоемкости пузырьковой области в целом.

Работа, совершаемая над такой областью ударной волной (увеличение внутренней энергии газа в пузырьках, создание радиальных потоков жидкости вокруг них в процессе схлопывания), уже при небольших значениях объемной концентрации газа составляет ощутимую часть переносимой волной энергии. Ясно, что такая область не «пропустит через себя» часть энергии волны и, следовательно, трансформирует ее профиль. Можно увеличить размер области или объемную концентрацию газа в ней и таким образом довести энергоемкость среды до значения, превышающего энергию падающей ударной волны. Очевидно, через такой слой ударная волна вообще не пройдет.

Заметим, что аналогичный эффект будет наблюдаться и для длинных волн с постоянной амплитудой за фронтом, но только на отрезке волны, соответствующем времени схлопывания пузырьков в заданной области. В случае одномерной плоской ударной волны простейшей моделью такой области будет конечный слой газа (плоская полость), занимающий все поперечное сечение, через который проходит фронт волны.

Совместим направление распространения фронта волны с осью x и расположим газовый слой так, чтобы его передняя стенка в начальный момент имела координату $x_0(0) = 0$, а задняя $x_1(0) = h_0$. При падении на слой ударной волны с амплитудой p_* его передняя стенка в результате отражения волны получает начальную скорость $v_0 = 2(p_* - p_0)/\rho_0 c_0$, начинает двигаться вправо и сжимать газ. Распространяющаяся влево (вдоль отрицательной оси x) волна разрежения определит уравнение движения этой стенки, которое можно получить, исходя из условий инвариантности функции $G = \omega + v^2/2$ вдоль характеристики, распространяющейся со скоростью $c_0 - v$ влево [15],

$$G_t - (c_0 - v)G_x = 0, \quad (1)$$

где ω — приращение энтальпии; v — массовая скорость. Это уравнение имеет вид

$$dv/dt = -1/c_0 \cdot d\omega/dt. \quad (2)$$

Здесь v и ω — упомянутые значения, но уже на границе слоя со стороны жидкости. Если давление в газе определяется выражением $p_1 = p_0 [h_0/(x_1 - x_0)]^\gamma$, профиль волны задан в виде треугольника $p(t)$ с положительной фазой τ , а энтальпия может быть записана как $\omega = \rho_0^{-1} [p_1 - p(t)]$, то первый интеграл уравнения (2) определит выражение для текущей скорости передней стенки газового слоя

$$\rho_0 c_0 \dot{x}_0 = \rho_0 c_0 v_0 - \left[p_* \cdot t/\tau + p_0 \left(\frac{x_1 - x_0}{h_0} \right)^{-\gamma} - p_0 \right]. \quad (3)$$

По мере увеличения давления в газе p_1 задняя стенка слоя будет двигаться в положительном направлении оси x со скоростью \dot{x}_1 и, действуя в качестве поршня, генерировать волну давления, по параметрам полностью соответствующую давлению $p_1(t)$ в газе,

$$\rho_0 c_0 \dot{x}_1 = p_0 [(x_1 - x_0)/h_0]^{-\gamma} - p_0. \quad (4)$$

Очевидно, что датчик давления, расположенный в жидкости за слоем, зарегистрирует не ударную волну, а только эту пульсацию $p_1(t)$ с некоторой максимальной амплитудой, определяемой минимальным размером слоя h_* на основании совместного решения (3) и (4), и длительностью порядка τ . Предельное значение амплитуды p_1 можно оценить на основании (3), (4) для случая $\tau \rightarrow \infty$. При этом скорость изменения толщины слоя $h = \dot{x}_1 - \dot{x}_0$ запишется с учетом v_0

$$-\rho_0 c_0 \dot{h} = 2(p_* - p_0) - 2p_0 [(h/h_0)^{-\gamma} - 1]. \quad (5)$$

Ясно, что захлопывание слоя будет происходить до момента, когда скорости обеих стенок станут равными, т. е. выполнится условие $\dot{h} = 0$. Из (5) видно, что в этот момент давление в газе станет равным $p_1 = p_*$, а $\dot{x}_0 = \dot{x}_1 = (p_* - p_0)/\rho_0 c_0$ (это следует из (3) и (4)) и далее во времени не изменятся. Таким образом, датчик давления за слоем зарегистрирует ту же стационарную волну, но с пологим фронтом, время нарастания которого близко к времени схлопывания пустой полости $t_* = \rho_0 c_0 h_0 / 2p_*$, согласно уравнению (5), т. е. линейно зависит от ширины слоя h_0 .

Запишем уравнение динамики слоя в переменных $x = h/h_0$ и $t_1 = t/\tau$ для коротких волн

$$\delta \dot{x} = -(1 - t_1/2) + p_0/p_* \cdot x^{-\gamma}.$$

Безразмерный параметр $\delta = \rho_0 c_0 h_0 / 2p_* \tau$ в уравнении указывает на зависимость значения максимальной амплитуды давления в газе p_1 от величины h_0 . Условие $\dot{x} = 0$ определит связь $x_*(t_{1*})$. Расчеты показывают, что с увеличением h_0 максимум p_1 уменьшается, смещаясь в сторону больших значений t_{1*} и оставаясь все время на линии, определяющей спад давления за фронтом ударной волны. Наблюдается характерное «расплывание» сигнала и задержка максимума излучения, определяемая только временем схлопывания слоя.

Анализ поведения газового слоя при его взаимодействии с ударными волнами, несомненно, полезен для понимания процесса трансформации волн в пузырьковых средах. Их механизмы довольно близки, а отличие можно ожидать в появлении сильных инерционных эффектов за счет сферической симметрии полости и возможности прохода через пузырьковую среду трансформированного ею ударного импульса. С точки зрения изложенного в этом разделе материала представляется целесообразным для более детального анализа процесса исследовать взаимодействие ударных волн с пузырьковыми слоями конечной длины.

Заметим, что в случае $x_1 = 0$ (слой расположен на твердой стенке) амплитуда стационарной волны после схлопывания удваивается, амплитуда короткой — увеличивается с коэффициентом меньше 2. Инерционные эффекты динамики пузырькового слоя на твердой стенке и, вследствие этого, возможные сильные пересечения газа в пузырьках могут привести к усилению указанного эффекта.

Ударные волны и пузырьковые слои. Экспериментальные исследования взаимодействия ударных волн и пузырьковых слоев выполнены на вертикальной гидродинамической ударной трубке (рис. 1), полностью заполненной жидкостью. Ударная волна создавалась в результате взрыва проволочки у нижнего торца трубки, параметры высоковольтной цепи приведены на схеме установки. Устойчивый профиль плоской волны с установившимися параметрами формировался на некотором расстоянии L_* от места взрыва. Начиная с $L > L_*$ на определенной базе (около 0,5 м) рабочего участка располагались датчики давления 1 и 2, регистрирующие форму и параметры падающей и результирующей волн. Между ними на фиксированном от датчика 2 расстоянии помещался слой калиброванных газовых пузырьков из тонкой резины, закрепленных на специальном легком каркасе, конструкция которого практически не влияла на структуру волнового поля.

Этот способ создания двухфазного слоя, заполняющего в трубке все поперечное сечение, позволял легко менять концентрацию газа k_0 и размеры пузырьков R_0 , контролировать его длину l и оказался надежным с точки зрения стабильности результатов. Верхний торец трубки закрывался, если исследовалось отражение в слое на стенке, или имел специальное приспособление для поглощения волны, что позволяло в определенных пределах рассматривать трубку как бесконечно длинную.

Детальное исследование процесса прохождения слоя ударными волнами проведено для следующих диапазонов изменения их параметров: $1 \leq l \leq 30$ см, $0,004 \leq k_0 \leq 0,3$, $1 \leq p_* \leq 3$ МПа, $50 \leq t \leq 100$ мкс. Типичные осциллограммы давления, описывающие начальный процесс поглощения короткой ударной волны слоем, приведены на рис. 2 для различных k_0 и l . Масштаб усиления сигнала на осциллограммах б — д (рис. 2) относительно падающей на слой ударной волны (рис. 2, а) составляет 2,5 : 1.

Данные четко выделяют расслоение первоначального возмущения на две волны [1]: трансформированный слой импульс ударной волны и излучение слоя. Видно, что крутизна фронта остаточного ударного импульса сохраняется практически до полного его поглощения (см. рис. 2, д), а положительная фаза резко уменьшается. Линейный размер

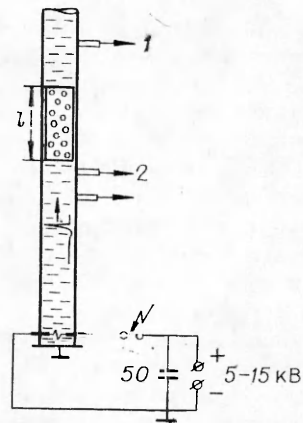


Рис. 1. Схема экспериментальной установки с параметрами высоковольтной цепи для подрыва проволочки.

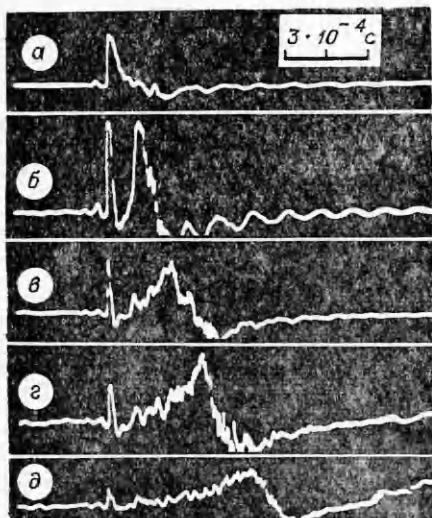


Рис. 2. Начальная стадия трансформации ударной волны слоем пузырьков. l , см: 1 (б, в), 2 (г), 3 (д); k_0 : 0,025 (б), 0,08 (в—д).

ее становится сравним с расстоянием между пузырьками, т. е. среда для такого импульса перестает быть «сплошной», и теперь уже «индивидуальные» пузырьки будут не только поглощать, но и рассеивать его. Факт расслоения фиксировался впоследствии неоднократно в экспериментах других авторов [16].

Вторая волна — это излучение поглощенной слоем энергии волны, которая в процессе взаимодействия с пузырьками газа диссипирует, переходя в кинетическую энергию радиальных пульсаций и внутреннюю энергию сжатого газа. В конечном итоге вся поглощенная слоем энергия при отсутствии других типов потерь, в момент окончания схлопывания пузырьков будет сосредоточена в сжатом газе. Таким образом, степень «коллективного» сжатия при фиксированных параметрах среды и волны определит степень диссипации энергии ударной волны и амплитуду излучения, а инерционность процесса схлопывания — задержку возникновения максимума излучения.

Поглощение энергии волны и ее переизлучение пузырьками слоя — это неразрывно связанные и одновременно идущие процессы, экстремальные проявления которых не совпадают во времени в силу указанной выше причины. По мере схлопывания пузырьков давление в них повышается, давление в волне уменьшается из-за ее нестационарности, с одной стороны, и диссипативных процессов в слое — с другой. В некоторый момент времени эти давления выравниваются, а затем в силу инерционности жидкости происходит пересжатие пузырьков. Но градиент давления направлен теперь в жидкость и стремится погасить рост скорости сходящихся радиальных потоков вокруг пузырьков. В момент, когда скорость их достигает максимума, давление в трансформируемой волне будет минимальным.

При расслоении короткой ударной волны остаточный импульс и волна излучения, как правило, разделены областью разрежения. Этот эффект объясняется тем, что в результате диссипативных потерь (при достаточно большой энергоемкости слоя) давление в волне уменьшается настолько интенсивно, что оказывается не в состоянии компенсировать разрежение, возникающее в среде из-за сходящихся радиальных потоков вокруг пузырьков. Волна разрежения регистрируется также и датчиком перед слоем, особенно наглядно в случае длинных ударных волн. Это интересный экспериментальный факт, важный для понимания процесса отражения ударной волны от пузырькового слоя.

По мере увеличения значений k_0 или l время схлопывания «коллективного» пузырька в слое будет расти, радиальная скорость и степень сжатия, а следовательно, и максимум излучения — уменьшаться (см. рис. 2). При этом, оказывается, существует такое значение $l = l_0$, при котором слой, работая как единая «коллективная» полость, полностью поглощает энергию ударной волны (датчики давления регистрируют только некоторый предвестник вместо этой волны) и переизлучает ее в виде затухающих со своей характерной частотой пульсаций.

При дальнейшем увеличении l описанный процесс будет повторяться, но уже для волны, излученной слоем l_0 : возникает новое значение l_{01} , при котором первое излучение слоя будет полностью поглощено и переизлучено, и вместо него датчик зарегистрирует только предвестник и т. д. Максимум второго излучения определится параметрами слоя и первого излучения и будет зарегистрирован с задержкой по времени относительно его предвестника.

В результате этих процессов за слоем пузырьков формируется излучение в виде волновых пакетов, карта которых для различных k_0 и l представлена на рис. 3. Масштаб усиления различный и на осциллограммах не указан. Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3, подтверждают существование серии предвестников (см. рис. 3, ϵ) и указывают на четкую периодическую структуру результирующего сигнала.

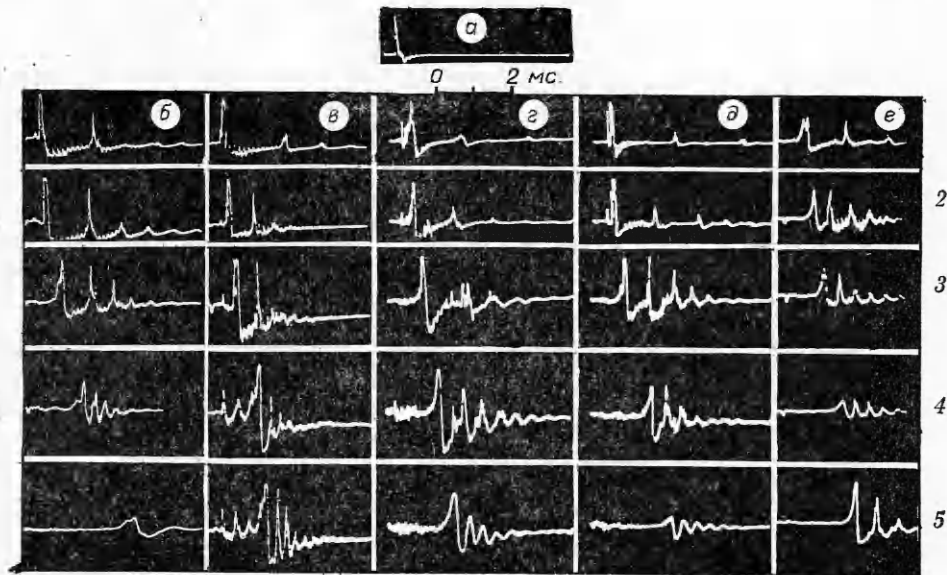


Рис. 3. Карта волновых пакетов и времен задержек излучения, генерируемого пузырьковым слоем. Осциллограмма *a* — исходная ударная волна. Масштаб временных разверток одинаков для всех осциллограмм.

б) $k_0=0,04$, l , см: 1 — 4, 2 — 8, 3 — 12, 4 — 22, 5 — 30; в) $k_0=0,06$, l : 1 — 2, 2 — 7, 3 — 13, 4 — 18, 5 — 22; г) $k_0=0,08$, l : 1 — 2, 2 — 4, 3 — 9, 4 — 12, 5 — 15; д) $k_0=0,1$, l : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 6, 4 — 11, 5 — 14; е) $k_0=0,15$, l : 1 — 2, 2 — 4, 3 — 6, 4 — 10, 5 — 14.

Длительность его, по крайней мере, на порядок превышает длительность положительной фазы ударной волны. Представляет интерес обнаруженная в эксперименте зависимость частоты сигнала ν от длины слоя l при фиксированном k_0 . Принципиальный результат связан с ростом времени задержки регистрации максимума излучения τ_0 относительно первого предвестника.

Анализ зависимости частоты волнового пакета от длины слоя и концентрации газа в широком диапазоне их значений показал, что $\nu(l)$ при $k_0 = \text{const}$ имеет максимум ν_* , который при увеличении k_0 смещается в область меньших значений l и уменьшается по абсолютной величине: при $k_0 = 0,04$ $\nu_* \simeq 4 \text{ кГц}$ на расстоянии 22 см, при $k_0 = 0,23$ $\nu_* \simeq 1,4 \text{ кГц}$, но уже на длине слоя $l = 3,5$ см.

На рис. 4 представлены зависимости временных задержек максимума излучения $\tau_0(l)$ для различных фиксированных значений объемной концентрации газа в слое. За начало отсчета τ_0 принят момент полного поглощения исходной ударной волны слоем, длина которого $l_0(k_0)$ отмечается на графике как координата пересечения зависимости $\tau_0(l)$ с осью l . Это дает возможность провести анализ особенностей процесса формирования результирующего сигнала на примере распространения уже относительно слабого излучения с пологим фронтом и наметившейся периодической структурой. Основная особенность четко выражена осциллограммами давления (см. рис. 3): момент регистрации первого предвестника соответствует скорости распространения c_0 в чистой жидкости, излучение смещено относительно него, и это смещение, согласно рис. 4, линейно возрастает с увеличением длины слоя.

Указанное смещение часто служит основанием для вывода о том, что низкочастотная составляющая сигнала (излучение слоя) в отличие от высокочастотной его части (предвестник) распространяется практически с равновесной скоростью звука [17], характерной для длинновол-

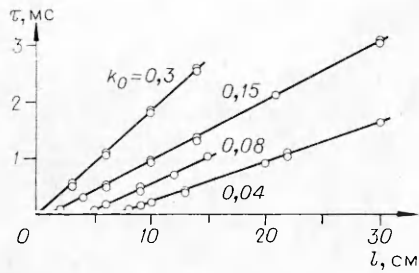
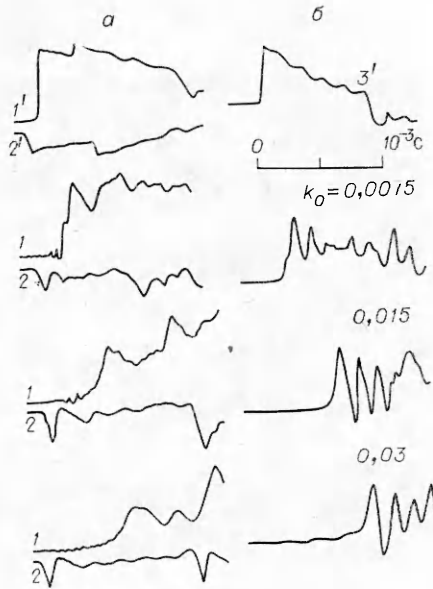


Рис. 4. Зависимости времени задержки излучения от длины слоя.

Рис. 5. Трансформация длинной волны слоем $l=13$ см (луч 1) и формирование волны разгрузки (луч 2), записанной датчиком 2 (см. рис. 1) (а) и генерация слоем пузырьков на стенке последовательности импульсов излучения ($l=26$ см) (б). 1', 2', 3' — давление в чистой жидкости.



нового возмущения в двухфазной среде $c_*^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0 l_0}$ [18]. Амплитуды излучения в эксперименте достаточно малы, фронты пологие и оценка для c_* представляется реальной, по крайней мере, для высоких концентраций и больших l . В таком случае, если задержка τ_0 действительно связана с малой скоростью распространения основной части результирующего сигнала, величина $\beta = c_*^2 k_0$ должна быть постоянной для одного и того же газа и гидростатического давления и не зависеть от k_0 . Но в указанном на рис. 4 интервале значений k_0 величина β меняется примерно в два раза, что ставит под сомнение отмеченный выше вывод о природе задержки и ее соответствие скорости распространения c_* . Очевидно, это кажущаяся скорость, и в этом состоит первое противоречие волнового подхода к экспериментальным данным.

Второе противоречие возникает при численном анализе процесса в рамках математической модели двухфазной среды [7—9] в приближении несжимаемости жидкого компонента. В этом случае $c_0 = \infty$ и, согласно волновым представлениям, структуры волны типа «предвестник — излучение» быть не должно. Но данные работы [1] указывают на возможность существования такой структуры и при $c_0 = \infty$. Напрашивается вывод, что противоречие кроется в самой трактовке экспериментального факта задержки τ_0 . Как показано выше на примере плоского газового слоя и при анализе осциллограмм (см. рис. 2), величина τ_0 определяется временем схлопывания пузырьков в слое или самого слоя.

Таким образом, задержка регистрации максимума излучения — результат задержки его генерации, а не малой скорости распространения. При этом и начальная ударная волна, и возмущения, которые формируют результирующее излучение, распространяются в среде с одинаковой скоростью c_0 , характерной для жидкого компонента. Полная задержка является суперпозицией последовательных задержек переизлучения волн (см. рис. 3, в), а ширина фронта результирующего излучения определяется временным интервалом от его максимума до ближайшего предвестника.

На рис. 5 представлены три типа осциллограмм, иллюстрирующих качественный характер взаимодействия длинной ударной волны со слоем пузырьков на твердой стенке при изменении значений k_0 , одинаковых для осциллограмм (а) и (б). Видно, что по мере увеличения k_0 при

$l = \text{const}$ наблюдается аналогичный изложенному выше характер трансформации волны с поглощением энергии головной части, регистрацией предвестника и переизлучением. Интерес представляет и осциллограмма с записью отражения от слоя. Вид ее указывает на динамичность возникновения волны разрежения и ее усиление в процессе роста величины k_0 .

В [1] по результатам обработки экспериментальных данных показано, что амплитуда p трансформируемой ударной волны для различных параметров пузырькового слоя изменяется подобным образом, если их комбинация $\eta = (3k_0)^{1/2} \cdot l/R_0 = \Omega/c_*$ постоянна (Ω — собственная частота пузырька). При этом оказалось, что p_* уменьшается практически «мгновенно» на ширине слоя l и соответствует теоретической зависимости $p_*(\eta)$, полученной в предположении несжимаемости жидкой компоненты среды. Действительно (см. рис. 2) слой пузырьков шириной 1 см фронт волны проходит примерно за 7 мкс, независимо от концентрации k_0 . За это время в условиях обсуждаемого эксперимента радиус пузырьков практически не изменяется, скорость радиальных потоков остается близкой к нулю, а амплитуда ударной волны, например для $k_0 = 0,08$, уменьшается в 2,5 раза.

С физической точки зрения указанный эффект очевиден и объясняется ослаблением давления в области фронта волны за счет взаимодействия его с волнами разрежения от свободных поверхностей газовых пузырьков. Представляет интерес возможность его описания в рамках предположения о сохранении начальных значений $k = k_0$ и $k_t = 0$, что эквивалентно предположению о бесконечной скорости распространения фронта. Анализ математической модели процесса распространения волны в пузырьковых средах [19] подтвердил, что основные особенности преобразования волны связаны с характером изменения функции k_{tt} , которая в начальные моменты времени определяется скачком давления во фронте, в то время как $k \approx k_0$, а $k_t \approx 0$.

Экспериментальные исследования трансформации волны показали, что максимальные нагрузки в среде уже при относительно небольших значениях l определяются излучением. Так, для $k_0 = 0,15$ на ширине слоя 2 см от ударной волны остается только слабый след в виде предвестника, а максимум амплитуды излучения составляет $0,3 \cdot p_*$ (см. рис. 3). Эксперименты обнаружили более слабый (относительно поглощения амплитуды ударной волны) спад максимума излучения с увеличением толщины слоя пузырькового экрана.

Некоторые результаты численного анализа. Численные исследования моделей [7, 8] проведены в [1] с целью определения возможностей описания на их основе особенностей процесса распространения волны в жидкости с пузырьками газа.

Как известно, дисперсия — одна из особенностей, присущих таким средам. Ее влияние на характер распространения звуковых волн экспериментально исследовано достаточно надежно и может служить своеобразным тестом для проверки модели. В связи с этим [1] рассмотрены особенности распространения одномерных звуковых волн в жидкости с пузырьками газа в рамках моделей [7—9]. Линеаризация системы уравнений, описывающих движение такой среды, позволяет получить для давления p и концентрации k следующие уравнения:

$$\begin{aligned} c_0^{-2} p_{tt} - p_{xx} - \rho_0 k_0 k_{tt} &= 0, \\ k_{tt} + \Omega^2 k &= -\Omega^2 \cdot p / \gamma p_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Omega^2 = 3\gamma p_0 / \rho_0 R_0^2$. Если ввести новую функцию $\zeta = k + p / \gamma p_0$, система (6) переписывается как

$$c_0^{-2} \zeta_{tt} - \zeta_{xx} = (c_0^{-2} + c_*^{-2}) k_{tt} - k_{xx}, \quad k_{tt} = -\Omega^2 \zeta. \quad (7)$$

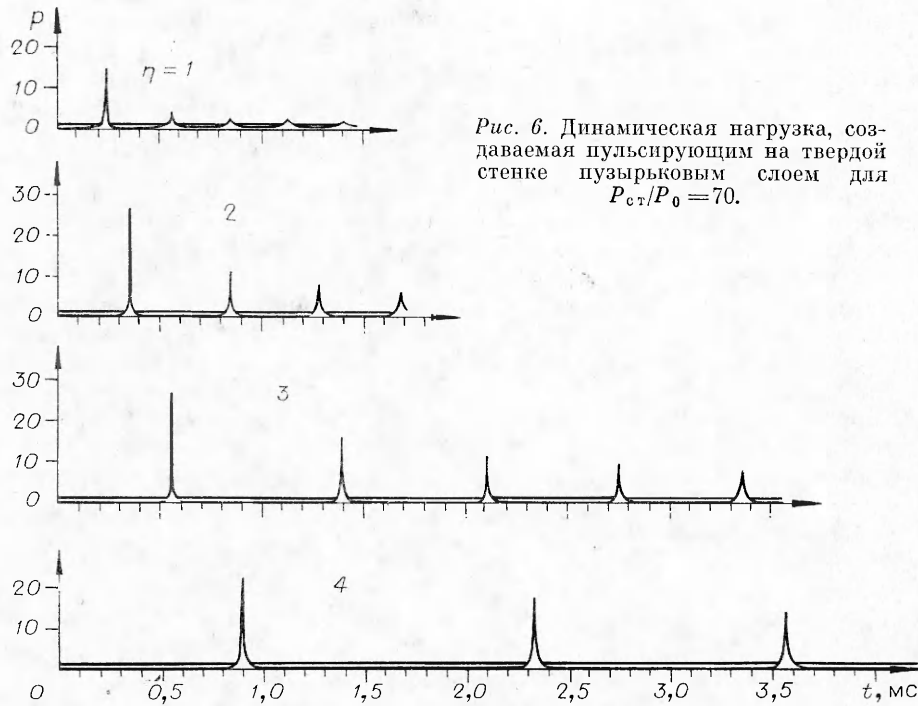


Рис. 6. Динамическая нагрузка, создаваемая пульсирующим на твердой стенке пузырьковым слоем для $P_{ст}/P_0 = 70$.

Отсюда для решений вида $\zeta = a \exp[i(\omega t - mx)]$ и $k = b \exp[i(\omega t - mk)]$ несложно получить выражение для фазовой скорости звука. В случае однородных пузырьков по размерам

$$c_{\phi}^{-2} = c_0^{-2} + c_*^{-2} / (1 - \omega^2 / \Omega_2^2).$$

В [1] это выражение обобщено на случай непрерывного распределения пузырьков по размерам, аппроксимирующего экспериментальную зависимость работы [5]:

$$c_0^2 c_{\phi}^{-2} = 1 + c_0^2 c_*^{-2} \cdot \int_0^{\infty} \frac{k(R) dR}{1 - \omega^2 / \Omega^2}. \quad (8)$$

Окончательно по данным эксперимента [5] для $k(R)$

$$c_0^2 c_{\phi}^{-2} = 1 + c_0^2 c_*^{-2} (1 - \omega^2 / \Omega_1^2) / (1 + \omega^4 / \Omega_1^4),$$

где $\int_0^{\infty} k(R) dR = 1$; Ω_1 — масштабная частота. Анализ этой зависимости показал, что наличие в жидкости газовых пузырьков различного размера приводит к сглаживанию дисперсионной кривой, исчезновению на ней резонансной особенности, характерной для пузырьков одного сорта, и к существенному «сглаживанию» кривой $c_{\phi}(\omega)$ с уменьшением k_c .

Если в первом уравнении системы (7) пренебречь членом k_{xx} по сравнению с ζ_{xx} , то оно может быть приведено к уравнениям типа Клейна — Гордона

$$c_0^{-2} \zeta_{tt} - \zeta_{xx} + (c_0^{-2} + c_*^{-2}) \Omega^2 \zeta = 0 \quad (9)$$

или

$$\zeta_{xx} = \Omega^2 \cdot \zeta / c_*^2 \quad (10)$$

в случае $c_0 \rightarrow \infty$. Последнее уравнение указывает на экспоненциальный характер зависимости амплитуды ζ от расстояния с постоянной c_*/Ω .

Результат, аналогичный (10), получен в [1] без полной линеаризации уравнения пульсации, с некоторыми дополнительными предположениями, реальность которых оценивалась сравнением с экспериментальными данными. Это позволило, в частности, получить два важных результата. Во-первых, показать, что и в рамках несжимаемого жидкого компонента численный эксперимент дает расслоение волны на две — предвестник и излучение, — подтвердив соответствие задержки регистрации максимума давления времени схлопывания. Уменьшение длительности предвестника, судя по данным [17], может быть получено при учете конечности скорости распространения.

Во-вторых, обнаружено возникновение интенсивных динамических нагрузок при пульсации на твердой стенке газового пузырькового слоя, образованного в результате понижения давления в жидкости. Оказалось, что при резком восстановлении гидростатического давления пульсация пузырьков и сильные инерционные эффекты приводят к генерации на всей поверхности стенки серии импульсов давления с амплитудами, значительно превышающими $p_{ст} = 10^5$ Па (рис. 6). Расчеты, проведенные для начальных давлений $p_0 = (0,33 \div 10) \cdot 10^3$ Па и значений коэффициента $\eta = 0 \div 6$, показали, что в области $\eta \approx 3$ нагрузки максимальны и изменяются от 10 до $80 \cdot p_{ст}$.

Данные рис. 6 позволяют судить о наличии акустической диссипации в двухфазной среде с несжимаемым жидким компонентом: снижение амплитуд импульсов излучения есть следствие затухающего характера пульсаций пузырьков в слое, т. е. акустических потерь.

Поступила в редакцию
20/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Кедринский. ПМТФ, 1968, 4.
2. I. J. Campbell, A. S. Pitcher. Proc. Roy. Soc., Ser. A., 1958, 243, 1235.
3. Б. Р. Паркин, Ф. Р. Гилмор, Г. Л. Брод.— В сб.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
4. А. Вуйцик. Technika i gospodarka Morska, 1966, Rok XVI, 3.
5. Ф. Фокс, С. Керли, Г. Ларсон.— В сб. пер.: Проблемы современной физики, № 8, 1956.
6. E. Silberman. JASA, 1957, 29, 8.
7. С. В. Иорданский. ПМТФ, 1960, 3.
8. Б. С. Когарко. Докл. АН СССР, 1961, 137, 6.
9. L. Van Wijngaarden. J. Fluid Mech., 1968, 33, 3.
10. Р. И. Солоухин.— В сб.: Ученый совет по народнохозяйственному использованию взрыва. Вып. 18. Новосибирск, 1961.
11. В. К. Кедринский. ПМТФ, 1967, 3.
12. В. К. Кедринский, Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1961, 1.
13. О. В. Воинов, А. Т. Петров. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, 5.
14. С. Г. Зайцев, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1958, 112, 6.
15. В. К. Кедринский.— В сб.: Нестационарные проблемы гидродинамики. Вып. 38. Новосибирск, 1979.
16. В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусаев и др.— В сб.: Волновые процессы в двухфазных системах. Новосибирск, 1975.
17. В. Г. Гасенко, В. Е. Накоряков, И. Р. Шрейбер. ПМТФ, 1979, 6.
18. Г. М. Ляхов. Изв. АН СССР, ОТН, «Механика и машиностроение», 1959, 1.
19. С. И. Плаксин.— В сб.: Нестационарные проблемы механики. Вып. 37, Новосибирск, 1978.