

## Воздействие подводного взрыва на гидродинамику и характер распространения возмущений

© Н.И. Сидняев, О.А. Шипилова

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

*Представлены результаты исследования ряда проблем подводного взрыва, включая детальный анализ структуры и параметров волнового поля зарядов. Дано описание механизмов формирования широкого спектра течений при малоуглубленных подводных взрывах и их математических моделей. Проанализированы особенности трансформации ударных волн, их усиление при столкновении, проблемы формирования волн пузырьковой детонации. Показано, что характер распространения возмущения зависит от физических и химических свойств взрывчатого вещества, что форма пульсации пузыря при взрыве заряда определенной массы в значительной степени определяется глубиной воды и близостью граничных поверхностей, а большая часть начальной энергии газового пузыря при колебаниях расходуется на образование пульсации давления и турбулентное движение, возникающее вследствие быстрых радиальных и вертикальных перемещений газового пузыря. Получены уравнения движения сжимаемой жидкости в различной формулировке, что позволяет провести интегрирование внутри объема, ограниченного фронтом ударной волны и поверхностью волны разрежения, которая следует за волной сжатия на некотором удалении. Волны сжатия и разрежения пересекаются на свободной морской поверхности, в окрестности которой выполняются условия быстрого расширения. Граничные условия выведены из уравнений сохранения массы, количества движения и энергии.*

**Ключевые слова:** *подводный взрыв, ударная волна, давление, газовый пузырь, система уравнений, граничные условия, плотность, сжатие, морская поверхность*

**Введение.** Значительный интерес к исследованию процессов подводного взрыва связан с необходимостью разрешения ряда технических задач, возникших в ходе создания вооружения специального назначения. В настоящей статье анализируются основные явления воздействия подводного взрыва на гидродинамику в их реальной последовательности [1–3]. Взрыв рассматривается как химическая реакция в веществе, в результате которой оно превращается в газ при весьма высоких значениях температуры и давления [4–8]. Реакция происходит очень быстро и сопровождается выделением большого количества теплоты. Температура газов составляет примерно 3000 °С, а давление достигает  $5 \cdot 10^4$  атм.

Любое твердое или газообразное взрывчатое вещество (ВВ) представляет собой неустойчивое соединение, подвергающееся при возникновении химической реакции таким химическим изменениям, в результате которых оно превращается в более устойчивое вещество.

Реакция этого типа может быть вызвана путем концентрации в некоторой точке вещества достаточного количества энергии [7–10]. В большинстве случаев полученная теплота воздействует на небольшое количество особо чувствительного вещества. Реакция этого вещества, в свою очередь, приводит к инициированию реакции в основной массе ВВ. Если реакция началась, то тепловая энергия и создавшееся давление оказываются достаточными для возникновения взрывной реакции в прилегающих слоях ВВ; следовательно, реакция распространяется по всему веществу [11].

Характер распространения возмущения зависит от физических и химических свойств вещества и от внешних физических факторов, в частности свойств окружающей среды. Можно выделить два основных типа распространения реакции. Наиболее важным из них (в смысле масштаба разрушений подводной части объектов морского базирования) является процесс детонации, при котором химическое превращение протекает столь стремительно, что его скорость совпадает со скоростью распространения физического возмущения, создающегося при реакции. Реакция этого типа возникает в очень тонком слое между веществом в его исходном состоянии и продуктами взрыва, находящимися при высоких значениях температуры и давления. Этот резкий, стремительно продвигающийся фронт скачка уплотнения — *детонационная волна* — движется во ВВ со скоростью несколько тысяч метров в секунду.

Однако химическая реакция может развиваться медленнее и тогда не сопровождается продвижением физического возмущения давления и последующим движением потока за поверхностью скачка уплотнения. В этом случае установившаяся стадия реакции достигается постепенно при отсутствии отчетливой границы области ее развития. Этот процесс — *горение* — является более постепенным, хотя скорость его развития может быть достаточно велика [3–6].

Два типа изменения состояния вещества — детонация и горение — соответствуют двум основным группам боевых ВВ: 1) бризантные ВВ типа тротила, которые детонируют при большом и стремительном выделении теплоты и используются в глубинных бомбах и боевых зарядных отделениях торпед для разрушения морских объектов; 2) реактивные топлива, такие, например, как пороха, при горении которых давление повышается постепенно, эти вещества используются для приведения в движение снарядов, ракет, самолетов и т. д.

Цель данной статьи — краткое описание явлений подводного взрыва в их реальной последовательности и определение основных физических и математических законов, которым подчиняются эти явления.

**Физические явления, связанные с гидродинамикой подводного взрыва.** При исследовании явлений, возникающих в результате взрыва под водой [7], процесс детонации ВВ представляет интерес главным образом с точки зрения определения физических условий на границе между ВВ и водой, окружающей подводную часть морского комплекса. В результате взрыва исходная масса ВВ превращается в весьма горячую массу газов, находящихся под колоссальным давлением. Совершенно очевидно, что эти газы не могут не оказывать воздействия на морские объекты.

Если средой, где осуществляется взрыв, является вода, то необходимо изучение тех изменений, которые происходят именно в воде в результате воздействия особых сил или смещений, характерных для процесса взрыва. Если вода рассматривается как однородная жидкость, в которой отсутствуют касательные напряжения, то изменения объема среды будут зависеть от смещения его границ под действием потока. Кроме того, изменения давления, действующего на определенную массу жидкости, приводят к ее сжатию и изменению объема. Сжимаемость воды позволяет сделать заключение о том, что давление, приложенное к определенному участку среды, будет передаваться другим ее точкам в виде волнового движения, обладающего конечной, но большой скоростью; распространение волны вызывает местное движение воды и изменение давления. При достаточно малом давлении скорость распространения волны практически не зависит от значения давления и равна примерно 1494 м/с при температуре морской воды 18 °С. Это физическое состояние характерно для распространения звука в воде, однако изменения температуры и давления вызывают изменение скорости волны. Если движение потока одномерно и возникают плоские волны, то амплитуда и форма волны в процессе движения не подвергаются значительным изменениям.

Однако в случае распространения волн от сферического источника их амплитуда уменьшается с увеличением расстояния от него; движение воды видоизменяется под влиянием изменения разности давлений, возникающей в результате сферической дивергенции. Это явление известно под названием *волны течения запаздывающего потока*. В области воды, окружающей место взрыва, значения давления столь велики, что скорость волны нельзя считать не зависящей от давления. С точки зрения физики возникновение этого явления связано с тем, что форма волны зависит от интенсивности явления и смещения воды по мере распространения волны. Для волн конечной амплитуды эти усложнения приводят к более сложным математическим выражениям по сравнению с теми, которые используются при изучении распространения волн малой амплитуды [4–8].

Если возмущения, воздействующие на воду, изменяются настолько медленно, что состояние движения воды может прийти в соответ-

ствие с этим возмущением до того, как последнее заметно изменится, то это может быть достаточным основанием для полного пренебрежения распространением волн, в результате которого возникло движение воды. Тогда воду можно рассматривать как несжимаемую среду, в которой возмущение мгновенно распространяется во все точки жидкости. При детонации в воде сосредоточенного заряда ВВ продукты взрыва, расширяясь, образуют газовый пузырь и сферическую ударную волну.

Давление в ударной волне при ее распространении быстро снижается, а скорость уменьшается до скорости звука. Газовый пузырь пульсирует, излучая волны сжатия и всплывая на поверхность. Давление первого максимума пульсации несколько меньше давления на фронте ударной волны. При первой пульсации в основную волну излучается около 60 % всей энергии взрыва, при второй — до 25 %, при третьей — около 8 %. Импульс волны при второй пульсации на полпорядка меньше, чем при первой. Перед фронтом детонационной волны вещество является совершенно тем же, что и до возникновения взрыва, в то время как позади фронта детонационной волны оно превращается в газ при давлении  $10 \dots 10^5$  атм и температуре в несколько тысяч градусов. Когда фронт детонации достигает границы между зарядом и водой, давление сообщается воде и возникает интенсивная волна сжатия, распространяющаяся в воде от места взрыва. Если бы давление не было очень велико, эта волна была бы обычной звуковой волной. Однако вследствие большой амплитуды эта волна во многих отношениях отличается от обычной звуковой волны и называется ударной волной. Ударная волна характеризуется скачкообразным возрастанием давления до большого значения перед фронтом, который продвигается со скоростью, превышающей обычную скорость звука. Давление за ударной волной, возникающей при взрыве, быстро падает позади ударного фронта по истечении времени, за которое распространяется ударная волна. Ударная волна становится возмущением, распространяющимся от места взрыва и практически не зависящим от движения воды и газов в области, близкой к центру взрыва. Изменение давления с расстоянием от места взрыва для двух последовательных моментов времени схематически проиллюстрировано на рис. 1.

Хотя на поздних стадиях развития движение полости, заполненной газами и прилегающей водой, не будет больше влиять на основную часть ударной волны, оно ни в коем случае не может считаться несущественным. В последовательные моменты времени (см. рис. 1) давление в газовой полости, которую в дальнейшем будем называть *пузырем*, остается значительным, и прилегающая вода отбрасывается наружу с очень большой скоростью. Вследствие инерции воды это

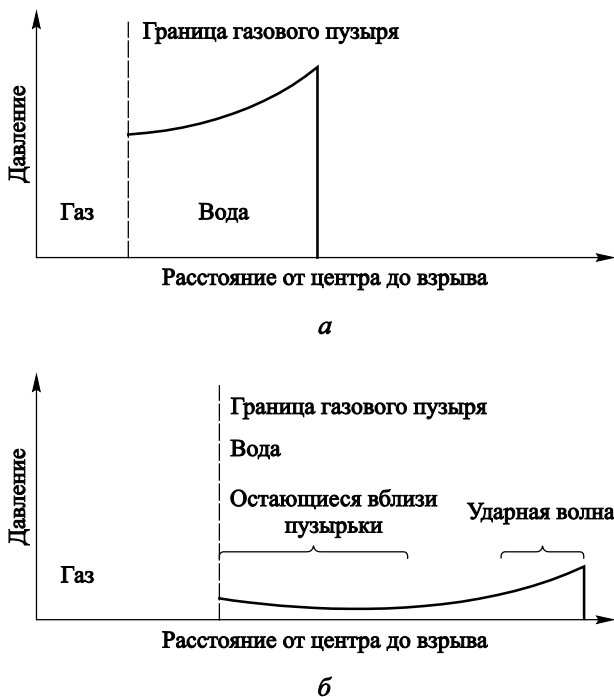


Рис. 1. Распределение давления в воде в последовательные моменты времени (а, б) после детонации бризантного ВВ

движение продолжается после того, как газовое давление, вызвавшее это движение, становится пренебрежимо малым. При расширении газового пузыря давление в нем падает и в конце концов становится много меньше нормального гидростатического давления в окружающей воде. Избыток внешнего давления в итоге останавливает расширение пузыря, но не раньше чем радиус пузыря в несколько десятков раз превысит начальный радиус заряда. После этого начинается сжатие и вследствие инерции воды пузырь опять переходит через равновесное значение радиуса, при этом сжатие не останавливается до тех пор, пока в пузыре, содержащем газ, вновь не создается очень высокое давление.

До затухания колебаний может произойти несколько циклов расширения и сжатия. Период таких колебаний газового пузыря по порядку величины в 1000 раз больше длительности импульса давления, возникающего при прохождении фронта ударной волны в некоторой точке водной среды; обычно его длительность составляет  $1/30 \dots 1$  с в зависимости от размера заряда и глубины его погружения. При каждом сжатии в водную среду посылаются новая волна давления — так называемые вторичные импульсы, которые во много раз слабее ударной волны, однако поскольку длительность вторичных импуль-

сов во много раз больше, они могут содержать больший импульс и сравнимое, хотя и меньшее, количество энергии.

Большинство обычно применяемых бризантных ВВ очень сходны по количеству энергии, освобождаемому при взрыве на единицу массы, и той доле энергии, которая передается ударной волне и колебаниям пузыря. Из полной работы, производимой газом при его первоначальном расширении, около 40–50 % остается в виде кинетической и потенциальной энергии колебаний газового пузыря и окружающей воды; часть этой энергии в конце концов превращается в теплоту благодаря рассеянию вблизи пузыря, причем ее часть излучается в виде звуковой энергии вторичных импульсов. Остающиеся 50–60 % начальной энергии на любой стадии процесса делятся между энергией в ударной волне и энергией, которая превращается в тепловую вследствие диссипативных процессов, происходящих во фронте ударной волны. Эти диссипативные процессы особенно интенсивны на ранних стадиях явления; когда ударная волна пройдет расстояние порядка 10 или 20 радиусов заряда, около четверти первоначальной энергии превращается в тепловую, а остающаяся четверть продолжает распространяться дальше в ударной волне. После этого, хотя рассеяние энергии идет значительно медленнее, им нельзя пренебречь. Если расстояние не слишком велико, интенсивность и форма ударной волны и многие признаки колебаний газового пузыря могут быть указаны точно для любого количества ВВ, если они известны для другого количества того же ВВ. На рис. 2 приведен график изменения давления после зажигания заряда метательного ВВ.

Предположим, что проведены два эксперимента с одним и тем же ВВ, причем в обоих случаях форма заряда и положение детонатора одинаковы, но линейные размеры второго заряда в  $n$  раз больше, чем первого. Тогда справедливо следующее правило: если в первом случае значения давления и скорости в воде на расстоянии  $r$  от взрыва были равны соответственно  $p$  и  $u$  в момент времени  $t$  после начала детонации, то те же значения  $p$  и  $u$  будут получены во втором случае на расстоянии  $nr$  в момент времени  $nt$  после детонации.

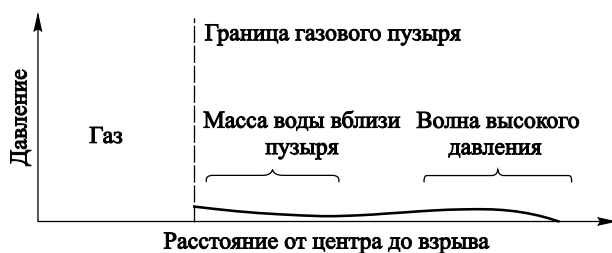


Рис. 2. Распределение давления в воде спустя короткое время после зажигания заряда метательного ВВ

Это правило можно применять к ударной волне, если расстояние от места взрыва достаточно мало, так что рассеяние, приводящее к увеличению времени возрастания давления до максимума, еще не оказало заметного влияния на вид кривой зависимости давления от времени.

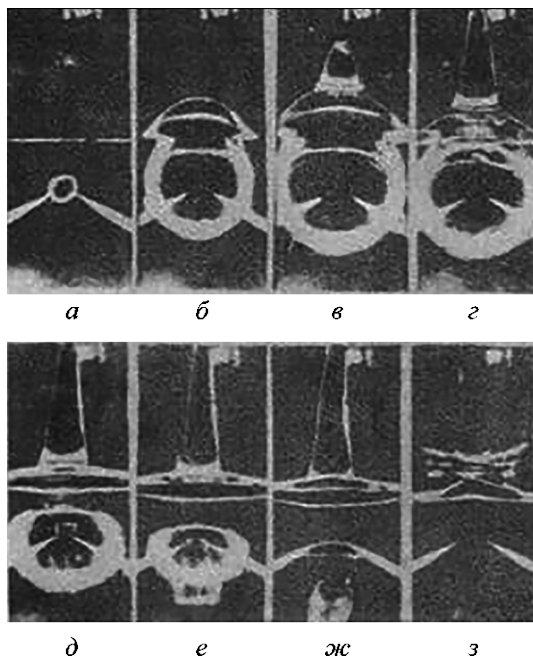
Явления, происходящие при взрыве под водой заряда метательного ВВ, подобны описанным для детонационного вещества с тем отличием, что вследствие относительно медленного горения такого вещества давление, сообщаемое воде, возрастает постепенно в течение некоторого времени и обычно не приводит к возникновению ударной волны с крутым фронтом. Можно по-прежнему допустить разделение возмущения на распространяющийся импульс давления и остаточные колебания пузыря, но часть потенциальной энергии, которая сообщается импульсу давления метательным ВВ, много меньше, чем для бризантного ВВ, много меньше и максимум давления. Точные характеристики импульса давления зависят от скорости горения заряда, которая существенно изменяется в зависимости от типа ВВ и величины зерен.

**Гидродинамические особенности при прохождении ударных волн.** Давление, возникающее при взрыве, настолько велико, что в ряде случаев можно пренебречь прочностными и пластическими свойствами среды и силами трения по сравнению с инерционными силами. Если при этом также пренебречь сжимаемостью среды, то получится модель идеальной несжимаемой жидкости. Расчеты действия взрыва в рамках этой модели иногда дают очень хорошее совпадение с экспериментальными данными (например, в теории кумуляции). В других случаях с помощью гидродинамики удастся рассчитать общие черты явления, чтобы уточнить их в дальнейшем, принимая во внимание неидеальность и сжимаемость реальной среды. Наконец, с помощью гидродинамических представлений удастся предсказать принципиально новые практические схемы взрывания.

После прохождения волн сжатия и разрежения движение жидкости обусловлено динамикой пульсирующей газовой полости, содержащей продукты взрыва, вблизи свободной поверхности; особенности движения свободной поверхности океана, границ полости определяются глубиной погружения заряда  $h$ , энергией взрыва и т. д.

В работе [7] представлены экспериментальные исследования динамики паровой полости, образующейся при разряде конденсатора, вблизи границы раздела вода — воздух (рис. 3). Показано, что по мере приближения центра паровой полости к свободной поверхности возрастают возмущения как на поверхности, так и на границе полости. Отмечено, что на стадии расширения полости ее верхняя часть притягивается к свободной поверхности, на стадии схлопывания де-

формированная часть границы пузыря образует микрострую жидкости, направленную внутрь полости. На свободной поверхности создается мощный всплеск, время существования которого значительно превышает время схлопывания полости. Математическая модель позволяет рассчитывать динамику границ полости при различных начальных условиях. Подрыв заряда, расположенного на незначительной глубине, приводит к образованию низкочастотных гравитационных волн на поверхности океана, которые являются предметом исследования в работах [2, 11–14].



**Рис. 3.** Кинограмма схлопывания паровой полости, инициированной искровым разрядом вблизи свободной поверхности. Относительное погружение  $R/h = 1,25$  ( $R$  — расстояние от центра взрыва до точки наблюдения); время  $t = 0,16$  (а); 5,6 (б); 12,8 (в); 16,8 (г); 22,2 (д); 25,8 (е); 28,2 (ж); 48 (з) мс

Сравнение спектральных характеристик поверхностных волн при ядерном подводном взрыве и при подводном землетрясении (цунами) показывает, что дисперсия волнового пакета не зависит от природы источника возмущений. Амплитуда волн в таких случаях снижается по мере удаления от центра взрыва по закону  $A \sim R^{-5/6}$ ; наличие мелких островов на пути распространения волн приводит к значительному рассеянию последних.



Адекватное моделирование волнового движения жидкости при подводном взрыве в лабораторных условиях позволяет использовать экспериментальные данные, полученные при взрыве малых порций химического ВВ, для приближенного анализа спектральных характеристик океанических волн, образующихся при подводном ядерном взрыве.

При подводном взрыве около 60 % всей энергии рассеивается в форме ударной волны и теплового излучения, остаток энергии посредством пульсаций газовой полости, содержащей продукты взрыва, преобразуется в волновое движение свободной поверхности океана. Если масса заряда ВВ фиксирована, то волны максимальной амплитуды образуются в случае, когда глубина погружения заряда ( $h$ ) приблизительно равна максимальному радиусу ( $r$ ) пульсирующего пузыря. После соответствующего интегрирования получают соотношение, связывающее полную энергию взрыва  $E$  и глубину  $h$  погружения заряда для максимальной амплитуды волн, т. е.

$$\frac{4}{3}\pi h^3 \rho g (h + Z) = 0,4E, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность жидкости;  $g$  — ускорение свободного падения;  $Z$  — атмосферное давление, выраженное через высоту водяного столба.

Масштабы моделирования, позволяющие пересчитывать характеристики явления при переходе от лабораторных условий к натурным, должны связывать энергию зарядов  $E$  и глубину погружения  $h$ . Пусть  $n^3 = E_2 / E_1$  — масштаб моделирования мощности заряда, тогда требуется найти значение параметра  $m = h_2 / h_1$ , при котором получается подобие волнового движения на поверхности моря. Поскольку испытания проводятся на открытом водоеме или в бассейне, атмосферное давление  $Z = \text{const}$ . В этих условиях возможны только частные решения уравнения (1), справедливые при некоторых упрощающих предположениях. В случае мелкомасштабного моделирования мощных подводных взрывов выполняется соотношение

$$m = n^{3/4} \left( \frac{Z}{h_1} \right)^{1/4}, \quad (2)$$

где индекс 1 соответствует лабораторным условиям, индекс 2 — натурным испытаниям.

В случае двух серий мелкомасштабных лабораторных испытаний, когда  $h_1 \leq Z$  и  $h_2 \leq Z$ , получают  $m \sim n$ . В работе [11] изложен механический метод возбуждения волнового движения свободной поверхности воды, обладающего такими же амплитудно-частотными и дисперсионными характеристиками, какие наблюдаются при под-

водном взрыве. Для этих целей используется быстрое вертикальное погружение в воду или удаление от воды поплавок, нижняя поверхность которого имеет форму параболоида вращения. Установлено следующее:

1) быстрое погружение поплавок имитирует волнообразование при надводном, поверхностном или подводном взрыве на мелководье;

2) быстрое удаление поплавок имитирует подводный взрыв на оптимальной глубине, соответствующей волнообразованию с максимальной амплитудой;

3) полный цикл, состоящий из быстрого погружения и последующего удаления поплавок, имитирует высотный надводный взрыв большой мощности;

4) полный цикл, состоящий из быстрого удаления и последующего погружения, имитирует глубоководный взрыв большой мощности.

На рис. 4 представлены схемы дисперсионных характеристик волнового движения свободной поверхности моря в точках, удаленных от эпицентра на различные расстояния. В таких амплитудах решение уравнений гидродинамики несжимаемой жидкости вместе с граничными условиями (постоянное давление на поверхности и отсутствие возмущений на большой глубине) показывает, что  $A(Z) = A_0 \exp(-kZ)$ , где  $A_0$  — амплитуда смещения поверхности. При этом каждая частица жидкости движется по окружности, радиус которой равен  $A(Z)$  (рис. 4, а). Таким образом, колебания затухают в глубь жидкости по экспоненте и тем быстрее, чем короче волна (больше волновое число  $k$ ). Круговая частота  $\omega$  и величина  $k$  связаны дисперсионным уравнением

$$\omega = \sqrt{gk + \sigma k^3 / \rho},$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения.

Из этой формулы определяются фазовая скорость  $v_\phi = \omega / k$  движения точки с фиксированной фазой (например, вершины волны) и групповая скорость  $v_{гр} = d\omega / dk$  — скорость движения энергии. Обе эти скорости в зависимости от значения  $k$  (или длины волны  $\lambda = 2\pi / k$ ) имеют минимум; так, минимальное значение фазовой скорости волн на чистой (лишенной загрязняющих пленок, влияющих на поверхностное натяжение) воде достигается при  $\lambda \approx 0,017$  м и равно 0,23 м/с. На распространение волн гораздо меньшей длины — капиллярных и более длинных — гравитационных преимущественно влияют силы соответственно поверхностного натяжения и тяжести. Для чисто гравитационных волн  $v_\phi = 2v_{гр} = g / \omega$ . В смешанном случае говорят о гравитационно-капиллярных волнах.

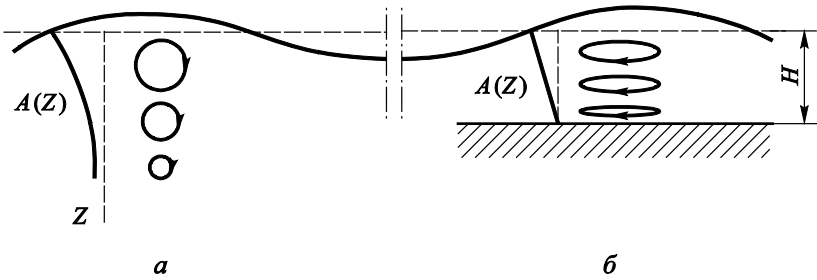


Рис. 4. Траектории движения частиц воды в синусоидальной волне:  
 а — на глубокой воде; б — на мелкой воде

На характеристики волн влияет полная глубина жидкости  $H = h$ . Если вертикальные смещения жидкости вблизи дна равны нулю (жесткое дно), то в плоской синусоидальной волне амплитуда колебаний изменяется по закону  $A_0 = \sin k(H - Z) / \sin kH$ , а дисперсионное уравнение волн в водоеме конечной глубины (без учета вращения Земли) имеет вид  $\omega = \sqrt{(gk + \sigma k^2 / \rho) \operatorname{tn} kH}$ . Для коротких волн ( $kH \gg 1$ ) это уравнение совпадает с основным. Для длинных волн, или волн на мелкой воде ( $kH \ll 1$ ), если можно пренебречь эффектами капиллярности (для длинных волн они обычно существенны только в случае тонких пленок жидкости), оно приобретает вид  $\omega = k\sqrt{gH}$ . В такой волне фазовая и групповая скорости имеют одно и то же значение, определяемое как  $v = \sqrt{gH}$ , и не зависят от частоты. Для гравитационных волн это наибольшее значение скорости в данном водоеме, в самом глубоком месте океана ( $H = 11$  км) оно равно примерно 330 м/с. Движение частиц в длинной волне происходит по эллипсам, сильно вытянутым в горизонтальном направлении, причем амплитуда горизонтальных движений частиц почти одинакова по всей глубине (рис. 4, б).

В работе [13] получена замкнутая система уравнений, позволяющая определить характеристики волнового движения жидкости при заданных заглублении заряда  $h$ , глубине океана  $H$  и энергии взрыва  $E$ . Анализ распространения ударной волны от точки взрыва и волны разрежения, отраженной от свободной поверхности, позволяет найти радиальное распределение избыточного давления  $p(r, t)$ , где  $r$  — радиус-вектор, начало которого находится в эпицентре взрыва. Тогда приложенный импульс давления и его преобразование Ганкеля нулевого порядка таковы:

$$I(r) = \int_0^{t_0} p(r, t) dt; \quad \tilde{I}(\sigma) = \int_0^{\infty} I(r) J_0(\sigma r) r dr, \quad (3)$$

где верхний предел интегрирования по времени представлен в виде

$$t_0 = r^{5/2} \left( \frac{E}{\rho} \right)^{-1/2}.$$

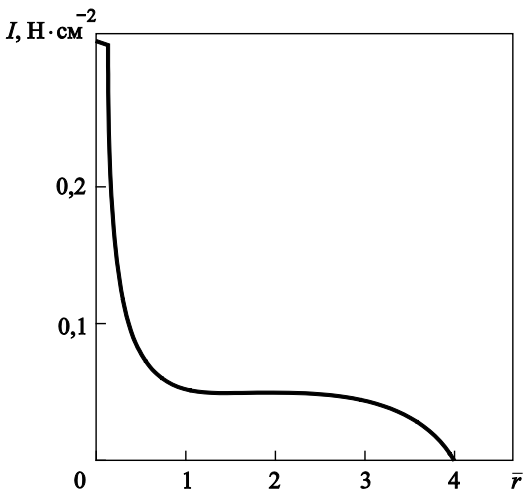
Волновое движение жидкости описывается уравнением

$$\eta(r, t) = -\frac{1}{\rho g^{1/2}} \lim_{y \rightarrow 0} \int_0^{\infty} \delta^{3/2} \tilde{I}(\sigma) [\text{th}(\sigma H)]^{1/2} \text{sh}(\sigma H) \times \quad (4)$$

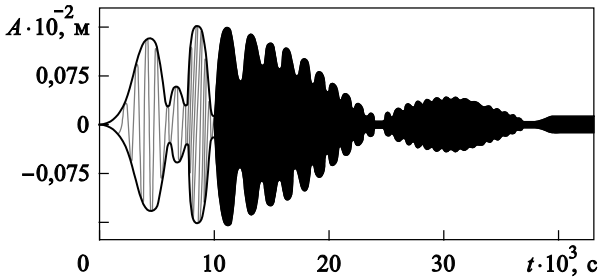
$$\times \text{ch}(y + H) \sin [g \sigma \text{th}(\sigma H)]^{1/2} t J_0(\sigma r) d\sigma,$$

где  $\eta$  — вертикальное смещение свободной поверхности;  $y$  — вертикальная координата, отсчитываемая от невозмущенного уровня.

На рис. 5 представлено распределение импульса избыточного давления при поверхностном взрыве и колебания свободной поверхности моря на относительном удалении  $\bar{r}$  (эта величина приведена к безразмерному виду относительно некоторого выбранного заглубления заряда  $h^* = 1,37$  м, скорости фронта ударной волны в точке касания свободной поверхности при подрыве заряда на глубине  $h^*$  и плотности жидкости  $\rho$ ). На рис. 6 показано изменение амплитуды поверхностных волн во времени.

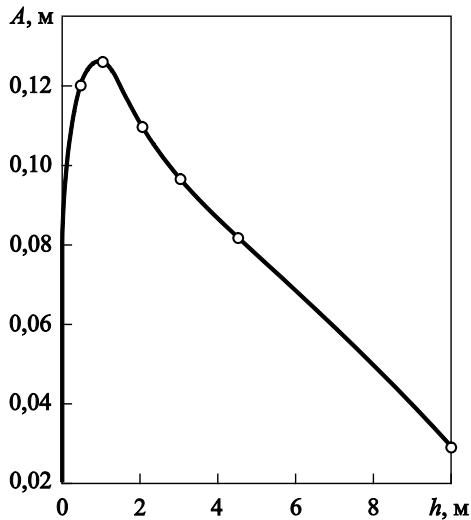


**Рис. 5.** Распределение импульса давления в случае погружения заряда ВВ на глубину  $h_1 = 0,61$  м



**Рис. 6.** Изменение амплитуды поверхностных волн во времени при относительном удалении  $\bar{r} = 80$  и  $h_1 = 0,15$  м в случае поверхностного взрыва

Последовательное изменение заглубления заряда ( $h = 0,15$  м и  $h = 0,61$  м) приводит к существенному изменению распределения импульса и волнового движения свободной поверхности в точке  $\bar{r} = 80$ . Изменение амплитуды волнения на относительном удалении от эпицентра взрыва  $\bar{r} = 80$  в зависимости от заглубления заряда показано на рис. 7; наиболее эффективно возбуждается волновое движение при заглублении, отличном от нуля, при перемещении заряда к свободной поверхности импульс давления и амплитуда волнения резко снижаются.

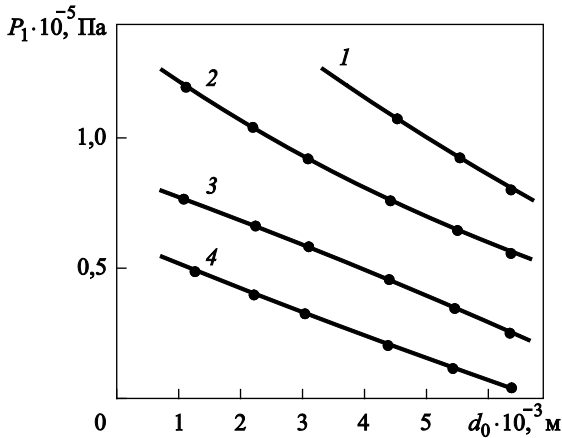


**Рис. 7.** Зависимость амплитуды поверхностных волн от глубины погружения заряда

При неполном погружении заряда наблюдаются эволюционное движение кратера, возникающего после взрыва, и пространственно-временное распределение избыточного давления по свободной по-

верхности жидкости. Отсюда можно сделать вывод, что при заглублении центра заряда, равном половине его радиуса, импульс давления будет максимальным, что приводит к волнообразованию с максимальной амплитудой.

Следует отметить, что изменения пикового давления  $P_m$ , потока импульса  $I_{sh}$  и потока энергии  $e_{sh}$  на фронте ударной волны вдоль радиуса-вектора  $R$  при взрыве детонатора равны:  $P_m = 36,2R^{-1,13}$  бар,  $I_{sh} = 63,4 \text{ Н} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $e_{sh} = 60,1R^{-2,06} \text{ Дж} / \text{м}^2$  [7]. Таким образом, определена зависимость максимального давления в пузыре  $P_1$  от начального диаметра  $d_0$  и удаления  $R$ . На рис. 8 представлены результаты исследования для величин  $d_0$  и  $R$ . Следует отметить, что увеличение диаметра пузыря приводит к экспоненциально быстрому падению давления  $P_1$ .



**Рис. 8.** Зависимость давления внутри пузыря от его начального диаметра при различных расстояниях от точки взрыва:  
 1 —  $R = 0,4 \text{ м}$ ; 2 —  $0,6 \text{ м}$ ; 3 —  $1,0 \text{ м}$ ; 4 —  $1,5 \text{ м}$

Расчеты показали, что диаметр  $d_0$  и удаление  $R$  влияют на коэффициент поглощения энергии пульсирующего пузыря. Энергия, которая поглощается пульсирующим пузырем в течение первого периода, оценивается соотношением

$$E = \frac{\pi}{6} d_0^3 \frac{P_0}{k-1} \left[ \left( \frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (5)$$

Здесь предполагается, что  $P_0 = 0,1$  МПа,  $k = 1,4$ . Коэффициент поглощения энергии определяется как отношение энергии, поглощенной единицей площади миделевого сечения пузыря

$$e = 4E / \pi d_0^2, \quad (6)$$

к потоку энергии на фронте ударной волны  $e_{sh}$ . На рис. 9 приведены данные о зависимости относительной энергии  $e / e_{sh}$  от удаления  $R$  при различных значениях диаметра  $d_0$ . Максимум зависимости наблюдается при  $R \cong 0,6$  м для пузырей больших размеров. Если  $e / e_{sh} > 10$ , это означает полное поглощение энергии на участке фронта ударной волны, площадь которого многократно превышает площадь диаметрального сечения пузыря.

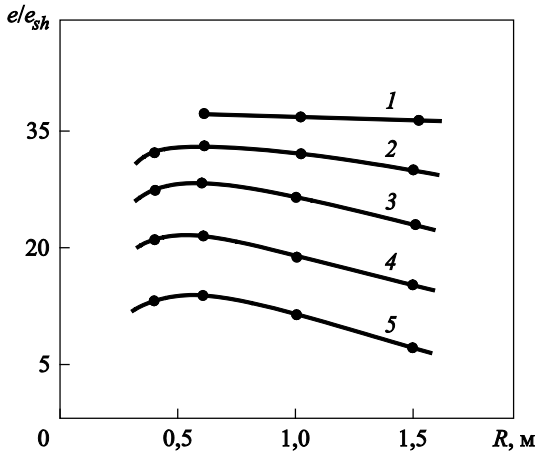


Рис. 9. Зависимость относительной энергии поглощения от удаления от точки взрыва при различных значениях начального диаметра пузыря:

1 —  $d_0 = 0,01$  м; 2 —  $0,012$  м; 3 —  $0,015$  м; 4 —  $0,02$  м;  
5 —  $0,03$  м

**Теоретическая модель кинематики и динамики газового пузыря с препятствием.** Динамика газового пузыря в идеальной жидкости при прохождении фронта ударной волны аналитически исследована в работах [13, 14]. Полагалось, что поверхность пузыря симметрична относительно нормали к фронту волны, деформации  $\xi(\theta, t)$  малы относительно текущего радиуса полости ( $\theta$  — угол наклона фронта волн). В сферической системе координат, связанной с центром полости, ее поверхность задается разложением по сферическим функциям в виде

$$F(r, \theta, t) = r - R(t) - \xi(\theta, t) = r - R(t) - \sum_{n=0}^{\infty} \xi_n(t) P_n(\cos \theta) = 0. \quad (7)$$

Анализ кинематических и динамических условий на свободной поверхности пузыря, линеаризованных относительно малых деформаций  $\xi(\theta, t)$  в окрестности невозмущенной сферической границы  $R(t)$ , приводит к системе дифференциальных уравнений для скорости перемещения  $u(t)$  центра полости, колебаний объема  $R(t)$  и возмущений  $\xi_n(t)$ :

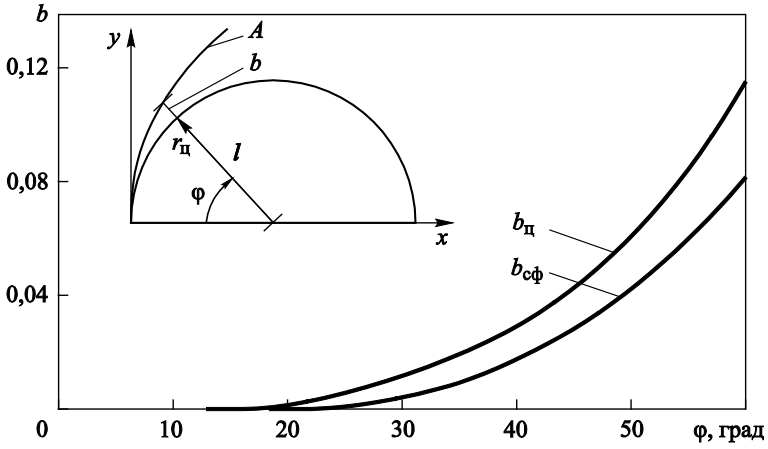
$$\begin{aligned} \dot{u}(5R^2 - 9R\xi_2) + u(15\dot{R}R - 18\dot{R}\xi_2 - 9R\dot{\xi}_2) &= 0; \\ \ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 - \frac{1}{\rho}(p_n - p_0) + 2\frac{\sigma}{\rho}\frac{1}{R} - \frac{1}{4}u^2 + \frac{3}{10}u^2\frac{\xi_2}{R} &= 0; \\ \frac{2}{n+1}R(R\ddot{\xi}_n + 3\dot{R}\dot{\xi}_n) + 4\xi_n[\frac{n+3}{2n+2}\ddot{R}R + \frac{3}{2}\dot{R}^2 - \frac{p_n - p_0}{\rho} + \\ + \frac{n^2 + n + 2}{2}\frac{\sigma}{\rho R}] + \dot{u}\left(\frac{3n}{2n-1}\xi_{n-1} - \frac{3n}{2n+3}\xi_{n+1}\right)R + \\ + u^2\frac{9n(n-1)^2}{2(2n-3)(2n-1)}\xi_{n-2} + u^2\frac{9n(n-1)^2(n+2)}{2(2n+3)(2n+5)}\xi_{n+2} + \\ + 3u(2\dot{R}\xi_{n-1} + R\dot{\xi}_{n-1} - \frac{2n+1}{2n+3}R\dot{\xi}_{n+1}) - \\ - \left[\frac{(n+6)(n+1)^2}{(2n+1)(2n+3)} + \frac{n(17n^2 - 22n + 9)}{(2n-1)(2n+1)}\right]\frac{u^2}{2}\xi_n + \frac{3}{2}u^2\delta_{n2} &= 0. \end{aligned}$$

В настоящее время проводятся исследования, в которых теоретическим и экспериментальным путем определяют динамику газовой полости вблизи твердой стенки. Эти исследования направлены на изучение кавитационной эрозии конструктивных материалов. Мелкие паровые пузырьки в жидкости образуются вследствие различных причин — растяжения жидкости при обтекании криволинейных поверхностей, кипения при пониженном давлении, акустического воздействия и т. д. Приведем результаты работ, в которых использован взрывоподобный метод формирования воздушных полостей вблизи стенки.

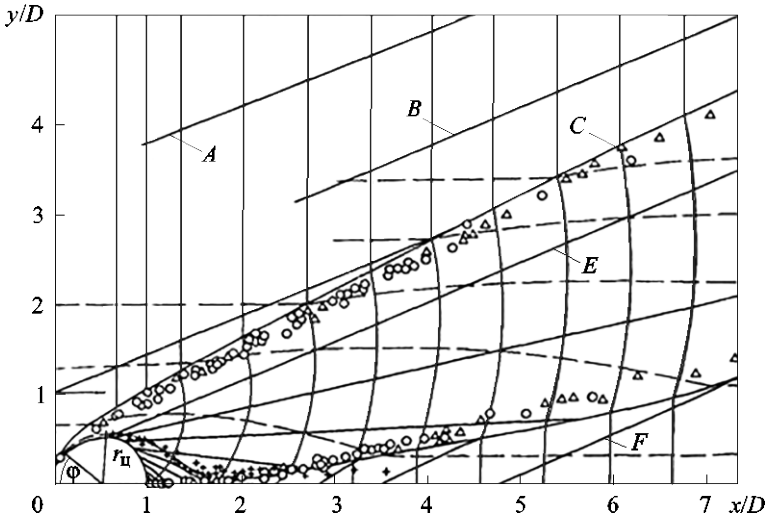
В работе [10] теоретически исследуется проблема распространения в двумерном слое воды конечной глубины, имеющем на дне



твердое полностью погруженное препятствие в виде полуцилиндра, интенсивной ударной волны от подводного взрыва. Сформулированы условия отражения волны сжатия от свободной границы слоя и твердой нижней поверхности, а также веерообразного рассеяния ударных волн (рис. 10).



а



б

**Рис. 10.** Дифракция ударной волны на полуцилиндре:

*a* — длина стебля Маха для вторичной ударной волны *A* ( $b = r_{ц} / l$ , где  $r_{ц}$  — диаметр полуцилиндра;  $l$  — расстояние от центра цилиндра до ударной волны;  $b_{ц}$ ,  $b_{сф}$  — указанное отношение соответственно для полуцилиндра и для сферы;  $\phi$  — угол полураствора полуцилиндра); *б* — картина обтекания полуцилиндра ударной волной ( $D$  — диаметр полуцилиндра; *A* — область точек, найденных экспериментально; *B* — характеристики; *C*, *F* — вторичные ударные волны; *E* — лучи)

В [11] в криволинейной системе координат  $(\alpha, \beta)$ , связанной с текущим положением фронта ударной волны, сформулированы условия дифракции волны на полуцилиндре (см. рис. 10). Из геометрических соображений очевидно, что при последовательном перемещении фронта волны и наличии фиксированных, ортогональных к фронту лучей справедливы соотношения

$$M \frac{\partial \theta}{\partial \beta} = \frac{\partial A}{\partial \alpha}; \quad \frac{\partial M}{\partial \beta} = -A \frac{\partial \theta}{\partial \alpha}, \quad (8)$$

в которые входят текущее значение интенсивности волны  $M$  (число Маха), площадь поперечного сечения канала между выбранными лучами  $A$  и угол наклона фронта волны  $\theta$  к горизонту.

Соотношения (8) преобразуются к системе дифференциальных уравнений относительно числа  $M$  и угла  $\theta$  в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial \alpha} + \frac{1}{A(M)} \frac{\partial M}{\partial \beta} &= 0; \\ \frac{\partial \theta}{\partial \beta} - \frac{1}{M} \frac{\partial A}{\partial M} \frac{\partial M}{\partial \alpha} &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Распространение ударной волны вдоль области, ограниченной двумя криволинейными лучами, связано с изменением числа  $M$ , местной скорости звука  $a$ , давления  $p$  и отношения удельных теплоемкостей  $\gamma$ ; при этом выполняется вариационное соотношение

$$\frac{dA}{A} = PdM + Qda + Rdp + Sd\gamma. \quad (10)$$

Причем коэффициенты  $P, Q, R, S$  явно выражаются через параметры течения:

$$\begin{aligned} \bar{P} &= T \left\{ \frac{2M}{M^2 - 1} [(\gamma - 1)M^2 + 2]^{1/2} [2\gamma M^2 - (\gamma - 1)]^{-1/2} + \frac{M^2 + 1}{M(M^2 - 1)} \right\}; \\ \bar{S} &= T \left\{ 1 - \frac{M^2}{2M^2(\gamma + 1)} \right\}; \quad \bar{Q} = \frac{T}{a}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\bar{R} = T [2\gamma M^2 - \gamma + 1]^{1/2} [(\gamma - 1)M^2 + 2]^{1/2} [2\gamma M^2 - (\gamma - 1)]^{-1},$$

где  $T = - \left\{ 1 + 2(M^2 - 1) [2\gamma M^2 - \gamma + 1]^{-1/2} [(\gamma - 1)M^2 + 2]^{-1/2} \right\}$ .

Из вариационного соотношения (8) и геометрических связей (7) следует характеристическое уравнение

$$\left( \frac{\partial}{\partial \alpha} \pm C \frac{\partial}{\partial \beta} \right) \left( \theta \pm \int \frac{dM}{A(M)C(M)} \right) = \pm aAC \times$$

$$\times \left\{ Q \left( \cos \theta + \frac{\partial a}{\partial y} \sin \theta \right) + R \left( \frac{\partial p}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial p}{\partial y} \sin \theta \right) + S \left( \frac{\partial \gamma}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial \gamma}{\partial y} \sin \theta \right) \right\} dt +$$

$$+ M \left( \frac{\partial a}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial a}{\partial y} \cos \theta \right) dt,$$

где коэффициент

$$C = \left( -\frac{M}{A} \right)^{1/2} \left( \frac{\partial A}{\partial M} \right)^{-1/2}.$$

Система уравнений (11) справедлива вдоль характеристического направления  $d\beta / d\alpha = \pm C$ .

Криволинейные  $(\alpha, \beta)$  и декартовы  $(x, y)$  координаты связаны соотношениями

$$\begin{aligned} dy &= aM \sin \theta dt + A \cos \theta d\beta; \\ dx &= aM \cos \theta dt - A \sin \theta d\beta, \end{aligned} \tag{12}$$

причем скорость звука определяется как  $a = \partial \alpha / \partial t$ .

Уравнения (9), (10) решаются численно для заданных значений интенсивности падающей ударной волны  $M_i$  и радиуса полуцилиндра  $r$ . В области регулярной дифракции (на той части полуцилиндра, где скорость нарастания высоты препятствия превышает скорость фронта ударной волны, решение строится для плоского сегмента ударной волны, интенсивность которого определяется известными значениями давления перед фронтом волны и за ним. Область нерегулярной дифракции делится на две части: одна включает течение между твердой стенкой или поверхностью препятствия и линией тройных точек (пересечение падающей и отраженной волн), вторая — невозмущенное течение под линией тройных точек.

**Заключение.** Анализ исследований показывает, что форма и интенсивность импульсов существенно зависят от степени близости заряда к поверхности, дну или взрываемому объекту. Импульс не очень чувствителен к этому фактору. Импульс равных пиков давления имеет тот же порядок величины, что и в ударной волне; однако, как и для ударной волны, он значительно меньше импульса, заключенного в

«хвостах», которые растянуты в обоих направлениях во времени. Потеря энергии излучения приводит к тому, что последующее колебание имеет меньшую амплитуду, нежели предыдущее. Энергия излучается также при каждом последовательном сжатии.

К нарушению сферической симметрии движения могут приводить многие причины. Наиболее важной из них является влияние силы тяжести. Пузырь, обладая плавучестью, стремится подниматься; скорость всплывания обычно невелика в период первого расширения пузыря, но когда пузырь вновь сжимается, скорость всплывания резко возрастает. Это может привести к тому, что большая часть энергии будет сохраняться в виде кинетической энергии воды в то время, когда радиус пузыря минимален; поскольку эта часть энергии не расходуется на сжатие пузыря, минимальный радиус пузыря не будет настолько малым, каким он был бы в отсутствие силы тяжести, и импульсы давления будут слабее.

Приведенные аргументы изложены без учета сжимаемости воды и тех влияний, которые могут нарушить симметрию движения. Сжимаемость воды важна вблизи минимумов сжатия, когда давление в пузыре очень велико. В течение этой фазы сжатие воды вблизи пузыря вызывает волну давления, которая распространяется в виде импульса. Энергия, уносимая импульсом, обычно мала, но при исключительно симметричных условиях может быть сравнима с полной энергией колебаний.

Рассмотренные процессы составляют класс существенно нелинейных нестационарных процессов, развивающихся в жидкости при ее ударно-волновом нагружении, и могут представлять интерес для широкого круга исследователей в области физической акустики, механики многофазных сред, ударно-волновых процессов в конденсированных средах, взрывной гидроакустики и кумуляции.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Кедринский В.К. *Гидродинамика взрыва: эксперимент, модели*. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 2000, 435 с.
- [2] Орленко Л.П. *Физика взрыва и удара*. Москва, Физматлит, 2006, 304 с.
- [3] *Подводные и подземные взрывы*. Николаевский В.Н., ред. перевода. Москва, Мир, 1974, 414 с.
- [4] Карлов Н.Е., Кириченко Н.А. *Колебания, волны, структуры*. Москва, Изд-во Физматлит, 2011, 497 с.
- [5] Куликовский А.Г., Свешникова Е.И. Влияние изменения энтропии на форму ударной адиабаты квазипоперечных упругих волн. *Прикладная математика и механика*, 2003, т. 67, № 1, с. 88–98.
- [6] Сидняев Н.И., Гордеева Н.М. Исследование ударно-волновых и гидродинамических процессов при подводном взрыве. *Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму*, 2015. № 11–12, с. 66–72.

- [7] Сидняев Н.И. Теоретические исследования гидродинамики при подводном взрыве точечного источника. *Динамика возмущений в сплошных средах: 50 лет Научно-учебному комплексу «Фундаментальные науки» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сб. ст.* Сидняев Н.И., сост. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013, с. 179–200.
- [8] Сидняев Н.И. Гидродинамические особенности при подводном взрыве. *Вопросы оборонной техники. Сер. 16. Технические средства противодействия терроризму*, 2013, № 11–12, с. 70–79.
- [9] *Физика ядерного взрыва*. В 5 т. Т. 1. Развитие взрыва. Москва, Изд-во 12 ЦНИИ МО, 2014, 832 с.
- [10] Паркин В.Р., Гилмор Ф.Р., Брод Г.Л. Ударные волны в воде с пузырьками воздуха. *Подводные и подземные взрывы*. Николаевский В.Н., ред. перевода. Москва, Мир, 1974.
- [11] Сидняев Н.И. О воздействии подводного ядерного взрыва на военные корабли и суда. *Морской сборник*, 2017, т. 2039, № 2, с. 56–62.
- [12] Blake J.R., Gibson D.C. Growth and collapse of vapour cavity near a free surface. *J. of Fluid Mechanics*, 1981, vol. 111, pp. 123–140.
- [13] Song Z.J. et al. Comparisons of internal solitary wave and surface wave actions on marine structures and their responses. *Applied Ocean Research*, 2011, vol. 33, iss. 2, pp. 120–129.
- [14] Сидняев Н.И. О разрушении военных судов при подводном взрыве. *Морской сборник*, 2017, т. 2038, № 1, с. 54–60.

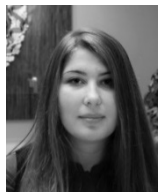
Статья поступила в редакцию 05.07.2017

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Сидняев Н.И., Шпилова О.А. Воздействие подводного взрыва на гидродинамику и характер распространения возмущений. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2017, вып. 11. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2017-11-1705>



**Сидняев Николай Иванович** — д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой «Высшая математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Почетный работник высшего образования РФ. Автор более 220 научных статей, двух монографий, пяти книг. Область деятельности и научных интересов: прикладная математика, механика, численные методы. e-mail: sidnyaev@yandex.ru



**Шпилова Оксана Александровна** — магистрант кафедры «Высшая математика» МГТУ им. Н.Э. Баумана, инженер 2-й категории той же кафедры. Область научных интересов: прикладная математика. e-mail: oxanashpilovaa@gmail.com

# Effect of underwater explosions on hydrodynamics and the nature of perturbation propagation

© N.I. Sidnyaev, O.A. Shipilova

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, 105005, Russia

*The article presents the results of investigating a number of problems related to underwater explosion, including a detailed analysis of structure and parameters of the wave field generated by explosive charges. We describe the formation mechanisms for a wide range of flows in the case of shallow underwater explosions and their mathematical models. We analysed the specifics of how the shockwaves transform, how they amplify when colliding, and the problems of bubble detonation wave forming. We show that the nature of perturbation propagation depends on physical and chemical properties of the explosive; that for an explosive charge of a certain mass the bubble pulsation shape is largely dependent on the water depth and the proximity of boundary surfaces; and that most of the initial gas bubble energy goes into creating pressure pulses and turbulent motion stemming from rapid radial and vertical displacements of the gas bubble. We derive equations of motion for compressible liquid in various formulations, which makes it possible to integrate over the volume bound by the shockwave front and the surface of the rarefaction wave following the compression wave at a certain distance. The rarefaction and compression waves intersect on the free sea surface, in the vicinity of which rapid expansion conditions are fulfilled. We use the equations of conservation of mass, momentum and energy to derive boundary conditions.*

**Keywords:** *underwater explosion, shockwave, pressure, gas bubble, system of equations, boundary conditions, density, compression, sea surface*

## REFERENCES

- [1] Kedrinskiy V.K. *Gidrodinamika vzryva: eksperiment, modeli* [Explosion hydrodynamics: experiment, simulations]. Novosibirsk, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences Publ., 2000, 435 p.
- [2] Orlenko L.P. *Fizika vzryva i udara* [Physics of explosion and impact]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2006, 304 p.
- [3] *Podvodnye i podzemnye vzryvy* [Underwater and underground explosions]. Nikolaevskiy V.N., translation ed. Moscow, Mir Publ., 1974, 414 p. [in Russ.].
- [4] Karlov N.E., Kirichenko N.A. *Kolebaniya, volny, struktury* [Oscillations, waves, structures]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2011, 497 p.
- [5] Kulikovskiy A.G., Sveshnikova E.I. *Prikladnaya matematika i mekhanika — Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, 2003, vol. 67, no. 1, pp. 88–98.
- [6] Sidnyaev N.I., Gordeeva N.M. *Voprosy oboronnoy tekhniki. Ser. 16. Tekhnicheskie sredstva protivodeystviya terrorizmu — Defense Engineering Problems. Series 16. Technical means of combating terrorism*, 2015, no. 11–12, pp. 66–72.
- [7] Sidnyaev N.I. Teoreticheskie issledovaniya gidrodinamiki pri podvodnom vzryve tochechnogo istochnika [Theoretic investigation of hydrodynamics in the case of an underwater explosion of a point charge]. *Dinamika vozmushcheniy v sploshnykh sredakh: 50 let Nauchno-uchebnomu kompleksu Fundamentalnye nauki MGTU im. N.E. Baumana. Sb. st.* [Perturbation mechanics in continuous media: 50th anniversary of the Fundamental Sciences Scientific and Educational Complex of Bauman Moscow State Technical University. Proc.]. Sidnyaev N.I., ed. Moscow, BMSTU Publ., 2013, pp. 179–200.

- [8] Sidnyaev N.I. *Voprosy oboronnoy tekhniki. Ser. 16. Tekhnicheskie sredstva protivodeystviya terrorizmu — Defense Engineering Problems. Series 16. Technical means of combating terrorism*, 2013, no. 11–12, pp. 70–79.
- [9] *Fizika yadernogo vzryva* [Physics of nuclear explosion]. In 5 vols. Vol. 1: *Razvitie vzryva* [Evolution of the explosion]. Moscow, 12th Central Research Institute of the Russian Defence Ministry Publ., 2014, 832 p.
- [10] Parkin B.R., Gilmore F.R., Brode H.L. *Shock waves in bubbly water*. Memorandum RM-2795-PR, Oct. 1961. [In Russ.: Parkin B.R., Gilmore F.R., Brode H.L. Udarnye volny v vode s puzyrkami vozdukha. Podvodnye i podzemnye vzryvy [Underwater and underground explosions]. Nikolaevskiy V.N., translation ed. Moscow, Mir Publ., 1974].
- [11] Sidnyaev N.I. *Morskoy sbornik — Morskoy Sbornik* (Naval Miscellany), 2017, vol. 2039, no. 2, pp. 56–62.
- [12] Blake J.R., Gibson D.C. *J. of Fluid Mechanics*, 1981, vol. 111, pp. 123–140.
- [13] Song Z.J. et al. *Applied Ocean Research*, 2011, vol. 33, no. 2, pp. 120–129.
- [14] Sidnyaev N.I. *Morskoy sbornik — Morskoy Sbornik* (Naval Miscellany), 2017, vol. 2038, no. 1, pp. 54–60.

**Sidnyaev N.I.**, Dr. Sc. (Eng.), Professor, Head of the Department of Higher Mathematics, Bauman Moscow State Technical University. Honoured Higher Education Worker of the Russian Federation. Author of over 220 scientific publications, two monographs, and five books. Specialises in applied mathematics, mechanics, numerical methods.  
e-mail: sidnyaev@yandex.ru

**Shipilova O.A.**, graduate student, Engineer of the 2nd rank, Department of Higher Mathematics, Bauman Moscow State Technical University. Specialises in applied mathematics.  
e-mail: oxanashpilovaa@gmail.com