

Наклон прямых на фпг. 3 при понижении давления до 0,2 атм уменьшается слабее, чем это следовало бы из зависимости  $A \sim p^{3/2} T$ . Это можно объяснить, если предположить, что величина отношения  $R/r$  зависит от величины статического давления, причем с понижением давления отношение  $R/r$  увеличивается.

При понижении давления от 0,2 до 0,1 атм наклон прямой уменьшается значительно сильнее, чем это следует из зависимости  $A \sim p^{3/2} T$ . Вероятно, в этом интервале давлений значительную роль играет несимметричность коллапсирующих пузырьков, приводящая к уменьшению амплитуды ударно-акустических импульсов. Следует отметить, что с понижением давления несимметричность пузырьков увеличивается, так как пузырьки большего радиуса менее устойчивы.

Средняя амплитуда акустических импульсов при понижении давления от 1 до 0,1 атм уменьшается на 40%.

В заключение авторы обращают внимание на возможность использования полученных результатов и, в частности, искусственной «растяжки» времени жизни инициированной неоднородности при практической реализации предложенного в работе [6] способа детектирования ядерных частиц с большим удельным энерговыделением. Представляет также интерес факт увеличения максимальных размеров неоднородностей (т. е. дополнительные возможности их визуализации) при понижении статического давления.

Поступила 20 VII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Сонолюминесценция при фокусировке лазерного излучения в жидкость. — «Письма в ЖЭТФ», 1971, т. 14, вып. 5, с. 286—289.
2. Акманов А. Г., Беньковский В. Г., Голубничий П. И., Масленников С. И., Шеманин В. Г. Исследование лазерной сонолюминесценции в жидкости. — «Акуст. журн.», 1973, т. 19, вып. 5, с. 649—652.
3. Наугольных К. А., Рой И. А. Электрические разряды в воде. М., «Наука», 1971.
4. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л., «Судостроение», 1966.
5. Лямшев Л. М., Наугольных К. А. О генерации звука тепловыми источниками. — «Акуст. журн.», 1976, т. 22, вып. 4, с. 625—627.
6. Голубничий П. И., Дядюшкин П. И., Калужный Г. С., Кудленко В. Г., Масленников С. К., Олзоев К. Ф., Яковлев В. И. Об одном методе детектирования больших удельных энерговыделений. — «Краткие сообщ. по физике», 1976, № 8, с. 21—24.

УДК 532.5.031

#### ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ (ОБЗОР)

*В. К. Кедринский*  
(Новосибирск)

**Введение.** Поверхностные эффекты, сопровождающие подводный взрыв, представляют собой целый комплекс во многом взаимосвязанных явлений. К ним относят особенность структуры волнового поля, которая определяется существованием областей регулярного и нерегулярного отражения ударных волн от свободной поверхности с резко отличающимися структурой и параметрами, развитие кавитации и формирование купола, вертикальные и радиальные направ-

ленные поверхностные выбросы (султаны), которые могут возникать практически одновременно или чередоваться, поверхностные волны. Существенное изменение формы пульсирующей вблизи свободной поверхности полости с продуктами детонации оказывает влияние на характер развития поверхностных выбросов и на вторичное поле давления в жидкости.

Как самостоятельное направление в области гидродинамики взрыва, исследования поверхностных эффектов при подводных взрывах имеют уже 60-летнюю историю. Можно отметить два наиболее плодотворных этапа их развития: зарубежные исследования 40-х гг. [1, 2] и отечественные — в 50—60-х гг. [3—10]. Одной из первых работ в этой области является статья Хиллара (1919 г.), упомянутая в [2] и посвященная исследованию механики и параметров формирования купола на поверхности жидкости. В ней проводится аналогия механики образования купола с эффектом Гопкинсона (1914 г.) и высказывается предположение о том, что начальная скорость его подъема для относительно слабых ударных волн должна определяться удвоенной массовой скоростью частиц за фронтом ударной волны. Как известно, это предположение в основном подтвердилось дальнейшими многочисленными экспериментами. Аномалии зарегистрированы лишь для случая взрыва крупных зарядов [1] и не объяснены до сих пор.

В [1] обобщены результаты исследований в основном крупномасштабных взрывов зарядов весом до 450 кг и установлена взаимосвязь динамики взрывной полости с формированием султанов и особенностями параметров вторичных пульсаций. Поверхностные эффекты при подводных ядерных взрывах обсуждаются в [11]. Особо следует отметить работу [2], вышедшую практически одновременно с [1], которая является первой и (до недавнего времени) единственной попыткой дать анализ механики и структуры выбросов на свободной поверхности. Эта работа мало известна широкому кругу специалистов.

Первые результаты теоретического анализа нелинейного взаимодействия ударных волн с волнами разгрузки от свободной поверхности опубликованы в [3], где исследована структура и параметры ударных волн, определена граница области нерегулярного отражения. В работе [4] эта проблема изучена экспериментально, в [5] получено решение двумерной задачи об отражении сферической ударной волны от свободной поверхности, в [6] дан ряд приближенных аналитических зависимостей, связанных с оценками параметров волнового поля.

Подробные экспериментальные исследования и оценки параметров купола, султана и ударных волн в атмосфере, генерируемых высокоскоростным куполом, выполнены в работах [7—10, 12]. Заметим, что в [8] была доказана возможность моделирования на малых зарядах в лабораторных условиях поверхностных эффектов при крупномасштабных взрывах.

Наконец, необходимо указать обзор [13], в котором подведены итоги основных результатов работ по подводному взрыву в целом за время, прошедшее с момента выхода в свет монографии [1].

Полученный экспериментальный материал весьма обширен, и тем не менее ряд принципиальных вопросов природы поверхностных явлений остался нераскрытым. К ним относятся, в частности, структура и механика формирования направленных выбросов, противоречия между расчетными и экспериментальными данными по параметрам волн разгрузки. В связи с этим в конце 60-х гг. в Институте гидродинамики СО АН СССР по инициативе академика М. А. Лаврентьева были проведены исследования, направленные на поиск новых постановок с целью создания и экспериментальной проверки математических моделей поверхностных явлений. Заметим, что первые математические модели развития султана принадлежат М. А. Лаврентьеву [14] и Л. В. Овсянникову [15].

Обзор основных результатов, предлагаемый ниже, соответствует последовательности развития явлений и составлен таким образом, чтобы, не нарушая целостности представлений, избежать подробного повторения тех результатов, которые частично изложены в [13].

**1. Кавитация, динамическая прочность жидкости на разрыв.** Рассмотрим структуру волнового поля и процесс развития кавитации при отражении ударной волны подводного взрыва от свободной поверхности. Область влияния волн разгрузки на структуру и параметры ударной волны можно разделить на три зоны [6]. Первая — зона нерегулярного отражения, или нелинейного взаимодействия, суть которого заключается в том, что волны разгрузки от свободной поверхности, распространяясь за фронтом ударной волны со скоростью  $c \pm u$  (дальняя зона или плос-

кая волна), догоняют и ослабляют его. Амплитуда и положительная фаза волны в этой зоне в зависимости от местоположения точки регистрации могут быть существенно занижены; давление в «хвостовой» части эпюры волны спадает медленно [4]. Вторая — промежуточная зона, для нее справедлив только последний из указанных эффектов, амплитуда волны сохраняется. Третья — зона регулярного отражения, для которой характерны профили волны с резко обрывающимся в область отрицательных давлений задним фронтом: регистрируются интенсивные растягивающие напряжения.

Экспериментальными исследованиями установлено, что именно в области регулярного отражения возникает кавитация, которая, согласно определению [16], считается развитой (или видимой), если зародыши в ней достигли или превысили размер  $10^{-2}$  см. Следовательно, нижняя граница зоны нерегулярного отражения, описываемая траекторией точки, в которой сходятся фронты ослабленной ударной волны, падающей и волны разрежения от точки свободной поверхности на оси симметрии, может рассматриваться как потенциально возможная верхняя граница области кавитации. Например, в случае взрыва однограммового заряда радиуса  $a_0 = 0,53$  см на глубине  $h = 3$  см координаты точек этой границы  $x$  и  $y$  имеют следующие значения (в см): (8,5; 0), (9,5; 0,11), (10,6; 0,22), (11,7; 0,33) [17], где значение  $x$  отсчитывалось вдоль свободной поверхности,  $y$  — от свободной поверхности в глубь жидкости. Экспериментальные данные для соответствующих значений  $x$  заметно ниже, а  $y$  — выше.

Таким образом, для исследования динамики развития кавитации необходимо, во-первых, знать параметры волны разгрузки в зоне регулярного отражения, во-вторых, иметь сведения о наличии центров кавитации. Первые определяются элементарно на основе принципа суперпозиции положительной и отрицательной (от взрыва мнимого заряда) волн с учетом соответствующей времени задержки. При этом следует учитывать, что указанные параметры определяют лишь исходную предпосылку развития кавитации. Такой подход использован, например, в работе [18] для расчета максимальных амплитуд отрицательных давлений в случае взрыва вблизи свободной поверхности зарядов весом до 5 кг на глубинах до 12 м. В качестве центров кавитации обычно рассматриваются газовые пузырьки или твердые включения.

Кроме того, необходима соответствующая математическая модель, позволяющая при наличии указанных выше данных исследовать процесс. Такой модели до недавнего времени не было. Обычно задача рассматривалась в рамках однофазной среды и предполагалось, что существуют некоторые критические значения растягивающих напряжений, которые жидкость не выдерживает. Естественно, что при этом процесс развития кавитации, как таковой, не исследуется. Считается [6,19], что на поверхности критической изобары развивается кавитация и по ней происходит откол слоя однородной жидкости, т. е. критическое значение растяжения, при котором наблюдается развитие видимой кавитации, определяет динамическую прочность жидкости на разрыв.

Имеющиеся теоретические и экспериментальные данные по критическим значениям растяжения носят явно противоречивый характер. Например, для статических условий нижнее и верхнее значения из опубликованных оценок отличаются на три порядка. По результатам динамических испытаний получены следующие данные [20]: Кнэпп — не более 3,51 атм, Девис и др. — 8—14 атм, Браун — 20—37 атм. Это те значения растягивающих напряжений, при которых начинается, по мнению авторов, развиваться кавитация. Она фиксируется с момента появления видимых пузырьков, а величина разгрузки определяется по показаниям индикато-

ров (или другим способом) в тот же момент времени. Как видно, разброс данных велик, что приводит к неопределенности постановки задачи о месте и возможности развития кавитации (и отколов) в рамках указанного выше подхода. Но на этом противоречия не кончаются: максимальная амплитуда волны разрежения, регистрируемая в зоне регулярного отражения в экспериментах по подводному взрыву, существенно (иногда на порядки) отличается от рассчитанной по принципу суперпозиции в области развитой кавитации и в той области, где кавитация не наблюдается.

Анализ известных работ показал, что корень противоречий кроется в представлении реальной жидкости однофазной средой. На первый взгляд такой подход вполне естествен. Согласно статистическим экспериментальным данным (например, [21]), содержание свободного газа в реальной жидкости чрезвычайно мало. Он распределен в виде кавитационных зародышей, размер которых в зависимости от состояния жидкости колеблется в интервале  $R_0 \simeq 10^{-2} - 10^{-5}$  см, а объемная концентрация газа  $k_0 \simeq 10^{-8} - 10^{-12}$ . Минимальные из указанных параметров характерны, например, для дистиллированной воды. Неудивительно поэтому, что ударные волны «не чувствуют» такой структуры среды. Однако нет оснований утверждать, что то же самое относится к волнам разгрузки. Можно предположить, что рост именно этих кавитационных зародышей газа в поле волны разрежения приводит к интенсивному развитию кавитации, т. е. к существенному изменению состояния среды, а следовательно, и параметров волнового поля в ней.

Таким образом, приходим к необходимости постановки задачи о развитии кавитации вблизи свободной поверхности в рамках модели двухфазной среды, которая предложена и исследована в работах [17, 22]. Движение такой среды описывается системой уравнений Иорданского — Когарко мл., особенностью ее является сложная форма записи состояния среды, включающая нелинейное уравнение второго порядка (типа Ламба — Рэлея) для пульсирующего газового пузырька. Причем осредненное давление в среде и давление в газовых пузырьках не совпадают. При анализе такой системы часто используются следующие два упрощающих фактора: сжимаемость среды жидкость — пузырьки газа определяется в основном сжимаемостью газовой фазы (т. е. жидкую компоненту среды можно считать несжимаемой), нелинейность процесса — динамикой газового пузырька. Последнее дает возможность ограничиться рассмотрением линеаризованной системы, которая в случае двух пространственных переменных имеет вид

$$\begin{aligned}
 & \rho_t + u_r + r^{-1}v_\theta + 2r^{-1}u + r^{-1}v \operatorname{ctg} \theta = 0, \\
 & u_t + p_r/3 = 0, \quad v_t + p_\theta/3r = 0, \\
 & \rho = (1 + k_0 k)^{-1}, \quad k_{tt} = -k^{1/3}(p - k^{-\gamma}),
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

где  $u = u' \sqrt{\rho_0/3p_0}$ ;  $v = v' \sqrt{\rho_0/3p_0}$ ;  $t = t' \sqrt{3p_0/\rho_0 R_0^2}$ ;  $\rho = \rho'/\rho_0$ ;  $p = p'/p_0$ ;  $r = r'/R_0$ ;  $k = (R/R_0)^3$ . Здесь  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $p$  — осредненные безразмерные плотность, компоненты скорости и давление;  $R_0$  и  $k_0$  — начальные радиус пузырька и объемная концентрация газа;  $\gamma$  — показатель адиабаты газа в пузырьках;  $r$  и  $\theta$  — координаты сферической системы. Рассматривая задачу о развитии кавитации вблизи свободной поверхности при подводном взрыве, сохраним принцип суперпозиции для определения давления в среде. Однако в отличие от однофазной модели теперь вид функции  $p(t)$  будет определяться не только изменением давления в расширяющейся полости с продуктами детонации, но и изменением объемной концентрации свободного газа  $k(t)$ . Определение этой зависимости на основе анализа си-

стемы (1.1) позволит значительно упростить численные исследования, так как совместно с уравнением пульсации составит замкнутую систему, описывающую исследуемый процесс.

При некоторых дополнительных предположениях связь  $p(k)$  получена в [17]

$$(1.2) \quad p = k^{-\gamma} + r^{-1/2} \sum_{n=0}^{\infty} A_n K_{n+1/2}(r) P_n(\cos \theta),$$

где  $r = r' \sqrt{3k_0 k^{1/3}} / R_0$ ;  $A_n$  — константа;  $K_{n+1/2}$  и  $P_n$  — соответственно модифицированная функция Бесселя и функция Лежандра. Теперь можно сформулировать задачу о развитии зоны кавитации и профиле волны разрежения в ней.

В безграничной жидкости, содержащей равномерно распределенные кавитационные зародыши радиуса  $R_0$  с объемной концентрацией газа  $k_0$ , имеются две полости начального радиуса  $a_0$  с продуктами детонации, расположенные на расстоянии  $h$  друг от друга. Обе полости расширяются по адиабатическому закону с известным  $\gamma_1$ , начальные давления  $p(0)$  в них известны, равны и отличаются знаком. Тогда давление в произвольной точке среды определится суперпозицией решений типа (1.2) с учетом сдвига по фазе  $\sigma$ , моделирующего задержку прихода в точку с координатами  $r, \theta$  волны давления от взрыва мнимого заряда. Константы в выражении для давления определяются из граничных условий на полостях с продуктами детонации. Если для текущего радиуса взрывной полости  $a(t)$  выполняется условие  $a \ll h$ , выражения для констант упрощаются и задача сводится к решению простой системы при соответствующих начальных условиях [17]

$$(1.3) \quad (p - k^{-\gamma})/p(0) = -\frac{a^{-3\gamma_1+1}}{r} \sigma e^{-\alpha(r-a)} + \frac{a_1^{-3\gamma_1+1}}{r_1} e^{-\alpha(r_1-a_1)},$$

$$\frac{d^2 k}{dt^2} = -k^{1/3} (p - k^{-\gamma}) + \left(\frac{dk}{dt}\right)^2 / 6k,$$

где  $a$  и  $r$  взяты относительно  $a_0$  — радиуса заряда ВВ;  $\alpha = \sqrt{3k_0 k^{1/3}} \cdot a_0 / R_0$ ; индекс 1 отнесен к реальному заряду и к координате точки в системе с центром в реальном заряде.

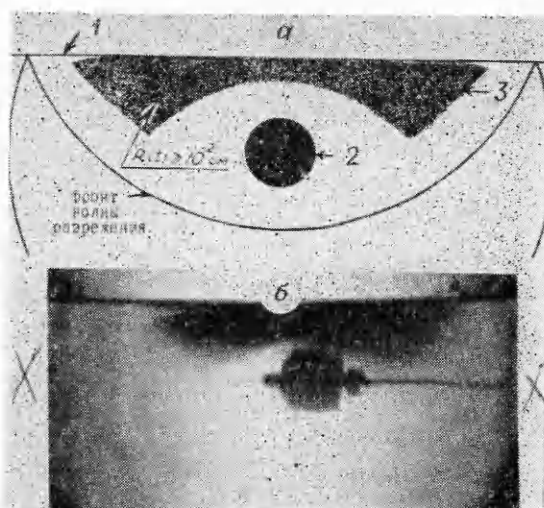
Численные исследования системы (1.3) показали, что, например, при взрыве однограммового заряда на глубине 5,3 см в воде с исходными параметрами газосодержания  $R_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  см и  $k_0 = 10^{-11}$  вблизи свободной поверхности развивается зона кавитации, в которой значение  $k$  увеличивается на 7—9 порядков по сравнению с  $k_0$ . Оставаясь в рамках определения [16] о развитой кавитации, несложно для каждого фиксированного момента времени  $t$  выделить соответствующую зону из всей области (фиг. 1,  $a$ ,  $t = 48 \cdot 10^{-6}$  с). Сравнение ее с экспериментальными данными (фиг. 1,  $b$ , тот же момент времени) указывает на удовлетворительное их совпадение. Здесь 1 — свободная поверхность, 2 — полость с продуктами детонации, 3 — зона кавитации,  $h = 10 a_0$ . Расчет позволяет в произвольной точке определить время «жизни» кавитационного пузырька, т. е. интервал времени, в течение которого он имеет размер  $\geq 10^{-2}$  см. Исчезновение его из поля зрения не означает отсутствия кавитации, а указывает лишь на уменьшение объемной концентрации газа в ней по сравнению с величиной  $10^7 k_0$ .

В [22] в рамках указанной постановки проведено подробное исследование параметров волн разрежения в реальной жидкости. Оказалось, что максимальные отрицательные давления, регистрируемые в среде,

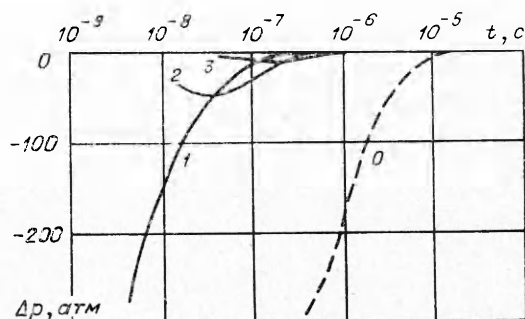
зависят не столько от амплитуды растягивающих напряжений, сколько от времени их приложений. На фиг. 2 приведен пример расчета параметров волны разрежения для условий, указанных выше, в точке с координатой  $r' = 3,8$  см и  $\theta = 0$ . Оказывается, если максимум амплитуды разгрузки прикладывается мгновенно (кривая 1) или за время, в течение которого кавитационные зародыши не успевают существенно расшириться (около  $10^{-9}$  с в нашем случае), то это давление регистрируется. Однако время, в течение которого среда его сохраняет, очень мало: за  $10^{-8}$  с отрицательное давление в волне разрежения уменьшается вдвое, к  $10^{-7}$  с оно практически исчезает. Таким образом, если аппаратура разрешает такие времена, то при выполнении указанного выше условия большие растягивающие усилия могут быть зарегистрированы экспериментально. При изменении крутизны фронта волны разрежения от 0 до  $10^{-6}$  с (кривая 3) максимальные величины растягивающих напряжений, допускаемые реальной жидкостью, уменьшаются на два порядка. Кривая 2 — крутизна фронта 0,1 мкс, кривая 0 — случай однофазной жидкости.

Как показано в [22], величины отрицательных давлений, рассчитанные в рамках модели двухфазной среды, вполне соответствуют экспериментальным данным. Следует подчеркнуть, что, согласно расчету [22], момент появления видимой кавитации и максимума отрицательного давления не совпадают. Так, для указанного выше примера при времени нарастания фронта волны разрежения 0,1 мкс максимальное отрицательное давление (около 40 атм) возникает к  $(3-4)10^{-8}$  с, а видимая кавитация — только к  $(3-4)10^{-6}$  с.

Интересно отметить, что если в некоторой области фронт волны разрежения достаточно пологий (например, несколько микросекунд), то видимая кавитация в ней может не наблюдаться, а рассчитанное давление будет сильно отличаться от оценки по однофазной модели (об аналогичном экспериментальном факте указывалось выше). Причина определяется однозначно: за время нарастания фронта концентрация свободного газа увеличилась на несколько порядков и, хотя кавитационные пузырьки не достигли видимого размера, состояние среды существенно изменилось, не допустив развития больших растяжений.



Фиг. 1



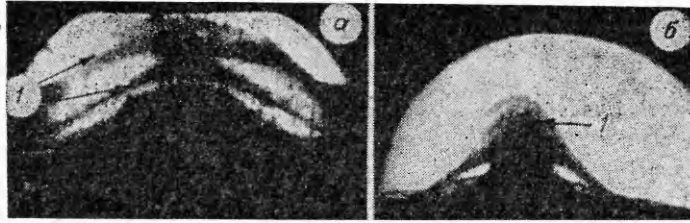
Фиг. 2

Теперь становится понятным и различие экспериментальных данных Кнэппа, Девиса и Брауна [20]. Незначительные величины отрицательных давлений, полученные Кнэппом, определяются медленным нарастанием и относительно большой длительностью прилагаемого растяжения (эксперимент проводился с трубкой Вентури). В опытах Девиса и Брауна измерялось предельное давление возникновения кавитации в ударной трубке, содержащей жидкость со свободной поверхностью. Снизу находился поршень, который инициировал волну сжатия в результате удара по нему свинцовой пулей. Девис измерял растягивающие усилия тензодатчиком, т. е. в значительной степени их интегральную характеристику, Браун — пьезодатчиком давления. Разброс в его данных связан с изменением веса поршня, а следовательно, и времени нарастания величины разгрузки.

Таким образом, на основании изложенного можно отметить два основных момента: модель двухфазной среды позволяет исследовать динамику зоны кавитации и параметры волн разгрузки в реальной жидкости; не существует раз и навсегда установленных критических значений растягивающих напряжений, вызывающих развитие кавитации в реальной жидкости или ее разрушение, даже если газосодержание жидкости фиксировано.

**2. Купол.** Анализ результатов исследований движения свободной поверхности жидкости при подводных взрывах естественно начать с развитием купола. Причина его возникновения связана с откольными эффектами при взаимодействии ударной волны со свободной поверхностью. Однако в представлении о его структуре существуют две точки зрения: купол — это набор слоев сплошной массы жидкости, отколовшихся по линиям кавитационного разрыва в основной массе [8]; купол имеет капельную структуру [1]. Вторая точка зрения, высказанная Пекерисом [1], более обоснована. При экспериментах по взрыву глубинных бомб им установлено, что замедление роста купола втрое превышает ускорение силы тяжести. Возможны две причины: влияние воздушного сопротивления при распылении капель (тогда купол — брызги) или действие внешнего избыточного давления на движущийся сплошной слой жидкости. Пекерисом показано [1], что при оценках по сплошному слою толщина откола должна составлять не менее 3 м, что мало вероятно.

Естественно, подтверждение той или иной модели структуры купола в экспериментах с сосредоточенным зарядом желательно, но нереально в силу осевой симметрии процесса, не позволяющей рассмотреть купол «в разрезе». Этой цели отвечает эксперимент в плоской постановке, который был проведен при исследовании особенностей течения жидкости со свободной поверхностью при подводном взрыве [23]. Заряд ВВ помещался между двумя параллельными пластинами, частично погруженными в жидкость, перпендикулярно к ним. Зазор между пластинами составлял 2—3 см и был равен длине заряда. Та часть пластин, которая располагалась над свободной поверхностью, делалась из оргстекла, что позволило при помощи скоростной съемки на СФР изучить структуру течения. На фиг. 3, а, б представлены два характерных кадра регистрограмм развития откола 1 для глубин взрыва соответственно 10 и 6 см при радиусе заряда  $a_0 = 3,2$  мм. Можно видеть, что при больших глубинах взрыва купол действительно состоит из набора слоев, но не сплошной, а кавитирующей жидкости. При уменьшении глубины взрыва наблюдается концентрация откольной зоны вблизи оси симметрии. Форма откола (фиг. 3, б) указывает на тенденцию к образованию на свободной поверхности кумулятивной выемки. Наличие пузырьковой кавитации в откольных слоях приводит к нарушению их сплошности. В связи с этим в последующие моменты



Фиг. 3

времени отколовшаяся масса жидкости разрушается и формируется брызговой купол.

Заметим, что указанный факт структуры откольных слоев еще раз подтверждает необходимость корректировки существующего представления о механизме развития откола в жидкости, так как условие откола становится неопределенным и по критическому давлению, и по месту формирования разрыва.

Параметры купола (форма, высота и скорость подъема) исследованы экспериментально для широкого диапазона весов зарядов  $ВВ$  (от десятых долей грамма до сотен килограммов) и глубин взрыва (от единиц до десятков радиусов зарядов) [1, 2, 7, 8, 12]. Приведем основные эмпирические зависимости для купола, в которых приняты следующие обозначения:  $v^*$  — начальная скорость подъема,  $Q$  — вес заряда (в [2] — в фунтах),  $h$  — глубина взрыва в м,  $H$  — высота точки поверхности купола,  $r_1$  — ее радиальная координата,  $B$  и  $C$  — константы, зависящие от типа заряда,  $t$  — время, индекс нуль присвоен величине, взятой относительно радиуса заряда  $a_0$ , звездочкой отмечен параметр центральной точки купола,  $m$  и  $n$  — константы, зависящие от  $h_0$ .

Работа [2]: вес заряда до 4,5 кг, глубина взрыва  $0,3 < Q^{1/3}/h < 4$

$$v^* = 66(Q^{1/3}/h - 0,1) \text{ м/с,}$$

$$H = B \left( \frac{h^2}{h^2 + r_1^2} - C \right).$$

Работа [8]: вес заряда 0,2 г, глубина взрыва  $1 \leq h_0 \leq 17$

$$(2.1) \quad H_0^* = m \ln(1 + nt_0).$$

Коэффициенты  $m$  (безразмерный) и  $n$  в м/с могут быть определены по экспериментальным кривым  $H_0(t_0)$  работы [8]. Согласно (2.1),  $v^* = mn$  и на основании данных [8] может быть в пределах погрешности до 10% представлена зависимостью  $v^* = 3540h_0^{-1,3}$  м/с, справедливой для диапазона глубин взрыва  $2 \leq h_0 \leq 8$ .

Работа [12]: вес заряда 100 кг, глубина водоема  $12 a_0$

$$(2.2) \quad v^* \simeq 4500h_0^{-1,3} \text{ м/с,}$$

$$H_0^* \simeq K(85 + 49t_0 - 1, 3t_0^2).$$

Коэффициент  $K$  зависит от  $h_0$  и имеет максимум при  $h_0 = 8$ . Заметим, что характер изменения величины начальной скорости центральной точки купола с увеличением глубины взрыва одинаков для зависимости (2.2) и для зависимости, полученной выше по данным [8]. Отличаются только коэффициенты, что подтверждает указанное в [1] аномальное увеличение скорости подъема купола для крупных зарядов.



Можно видеть, что в области глубин взрыва  $h_0 \leq 6-7$  скорость купола будет сверхзвуковой. Это приведет к возникновению интенсивных ударных волн в атмосфере. Указанный факт отмечен и экспериментально исследован в [7]. В [9] показано, что при глубинах взрыва  $h_0 = 1-3$  амплитуда ударной волны в атмосфере удовлетворительно описывается известной зависимостью для сверхзвукового обтекания газом тупого тела, действие переднего конца которого эквивалентно действию цилиндрического взрыва:

$$(2.4) \quad \Delta p/p_0 = 0,24/\zeta^2 + 0,48/\zeta^{0,75},$$

где  $\zeta = r/\lambda$ ,  $r$  — расстояние от оси до точки наблюдения,  $\lambda = M_1 d$  — масштаб цилиндрического взрыва,  $d$  — диаметр тела (купола),  $M_1$  — число Маха набегающего потока;  $p_0$  — давление невозмущенного газа. В [9] отмечается, что при фиксированном  $h_0$  величина  $\lambda$  пропорциональна радиусу заряда  $a_0$  и, таким образом, для одинаковых относительных расстояний  $r/a_0$  от эпицентра взрыва величина  $\zeta$ , а следовательно, и давление (2.4) оказываются одинаковыми для различных весов зарядов  $Q$ . Утверждается, что этот факт согласуется с законом подобия при подводном взрыве: начальная скорость купола зависит только от  $h_0$  [7, 12], его геометрические параметры при  $h_0 = \text{const}$  и  $t_0 = \text{const}$  пропорциональны  $a_0$ .

3. Султаны. В рассматриваемой проблеме наибольший интерес, естественно, вызывают направленные вертикальные и радиальные выбросы (султаны) на свободной поверхности жидкости. Как увидим ниже, по характеру развития султанов глубины взрывов делятся на две группы (два диапазона значений параметра  $h_0$ ): глубины, при которых отсутствуют и при которых имеют место вторичные волны (пульсации), возникающие при схлопывании полости с продуктами детонации. Эти группы имеют довольно резкую границу в области  $h_* = h/a_* \approx 1$ , где  $h$  — глубина взрыва,  $a_*$  — максимальный радиус полости с продуктами детонации в случае взрыва в безграничной жидкости ( $a_* \approx 135a_0$  — для бесконечного цилиндрического заряда радиуса  $a_0$ ;  $a_* \approx 30a_0$  — для сферического заряда при гидростатическом давлении в 1 атм). При описании внешних особенностей развития султанов с изменением  $h_0$  будем следовать работам [2, 1], ссылаясь на фиг. 4, где сопоставлены характеры развития поверхностных выбросов и взрывной полости.

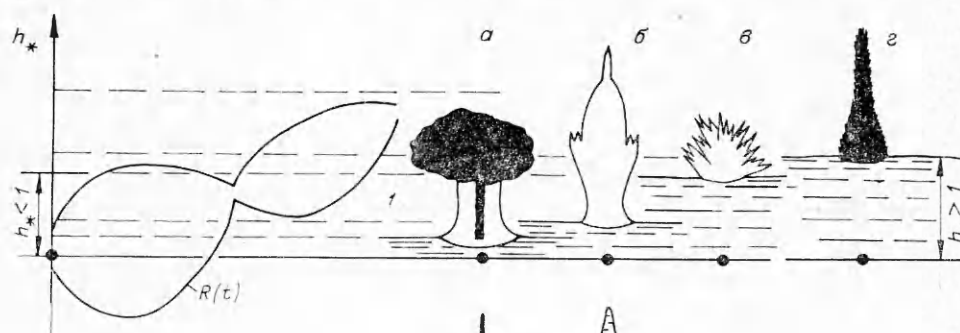
Глубина взрыва  $h_0 = 3-4$ . Первое явление, наблюдаемое на свободной поверхности, — развитие цилиндрического, по всей вероятности, полого султана, в центре которого в последующие моменты времени растет очень тонкий узкий столб воды (см. фиг. 4, *a1*). Это описание, данное в [2] для зарядов весом до 4,5 кг, точно соответствует кинограмме развития султана, приведенной в [12] для случая взрыва заряда весом 100 кг на глубине  $h_0 = 4$ .

Глубина взрыва  $h_0 \approx 6$ . Виден только след, возможно, полого цилиндра. Первым наблюдается появление купола, из которого растет тонкая узкая струя воды. При увеличении глубины взрыва эта струя становится шире и явно плотнее (см. фиг. 4, *b1*).

Глубина взрыва  $h_0 \approx 12-13$ . Струя появляется несколько позже, максимальная высота ее несколько меньше, чем на предыдущих глубинах. При дальнейшем увеличении глубины взрыва купол достигает своей максимальной высоты до того, как струя воды появляется над ним.

Глубина взрыва  $h_0 \approx 50$ . Купол спадает до того, как полость с продуктами детонации «разорвет его в форме перьев» (тип фиг. 4, *в1*).

Как видно, описание развития выброса, данное в [2], начато с одной группы глубин и закончено другой, на которой взрывная полость может



Фиг. 4

совершить по крайней мере одну пульсацию. Интересно сопоставить эти данные с описанием, приведенным в [1] для случаев взрыва зарядов весом 137 и 450 кг.

Глубина взрыва  $h_0 \approx 6$ . «Извержение пузыря» происходит во время его быстрого расширения, почти немедленно «вслед за этим» появляется весьма узкий вертикальный фонтан, достигающий значительной высоты (около 300 м).

Глубина взрыва  $h_0 \approx 20$ . Газовый пузырь достигает свободной поверхности раньше начала своего сжатия. В результате его «извержения» возникают радиальные фонтаны (см. фиг. 4, а1). Данные кинограммы показывают, что в этом случае радиальные фонтаны очень похожи на выбросы «перьевого строения», описанные в [2].

При взрыве заряда весом 137 кг на глубине 8 м ( $h_+ > 1$ , вторая группа глубин) взрывная полость достигает поверхности в момент максимального сжатия, обладая большой скоростью всплытия. Почти вся вода, находящаяся над полостью, выбрасывается вертикально вверх, образуя высокий узкий фонтан [1] (см. фиг. 4, г1). При взрыве на глубине 13,7 м повторяется тип выброса перьевого строения (см. фиг. 4, в1), на 19,8 м — вертикальный фонтан типа фиг. 4, г1, только меньших размеров [1]. Связь внешних эффектов выброса со стадиями пульсации взрывной полости подтверждается экспериментальным графиком [1], согласно которому точки пересечения кривых времени возникновения выброса и периодов пульсации соответствуют максимумам зависимости скорости развития выброса от глубины взрыва.

Таким образом, обобщая сказанное, можно заключить, что в зависимости от глубины взрыва имеют место три типа султанов: цилиндрический полый с последующим образованием внутренней вертикальной струи, вертикальный и радиальный.

Механика образования первого типа султанов довольно очевидна, чего нельзя сказать о его центральной струе (здесь ограничимся пока констатацией факта). Причиной возникновения вертикальных султанов авторы единодушно называют быстрое первое (или второе) расширение полости с продуктами детонации. Однако представление о его структуре различно: [1] — это «извержение взрывного пузыря», т. е. продуктов детонации (такого же мнения придерживаются, например, авторы работ

[8, 10]), [2] — это, «видимо, плотная жидкая струя». По описанию характера выброса в случае  $h_* > 1$  [1] можно предположить, что имеется в виду плотная масса жидкости.

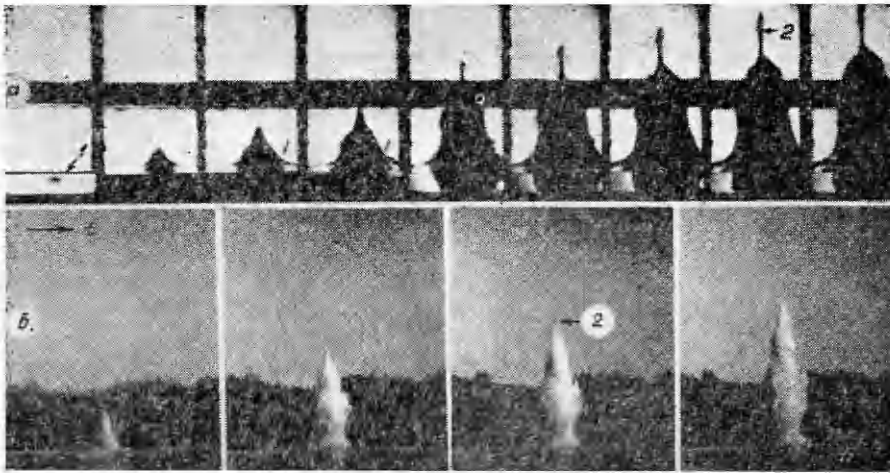
В результате упомянутых выше экспериментальных исследований были определены (или даны оценки) параметры султана: время и высота подъема, диаметр шейки и основания султана, количество жидкости в выбросе. Следует заметить, что практически все эти параметры исследовались для первой группы глубин взрыва, т. е. в области  $h_* < 1$ . Если первые четыре из перечисленных параметров являются только констатацией внешних эффектов и определяются элементарно скоростной кино съемкой, то оценка массы жидкости в выбросе существенно зависит от представления его структуры. Эти оценки содержатся в [8, 10]. Согласно первой из них, масса выброшенной жидкости определяется объемом максимально расширившейся полости с продуктами детонации и выражается зависимостью  $M \simeq 540QH_1/a_0$ , где  $H_1$  — глубина водоема (зависимость приведена для мелких водоемов). Авторы полагают, что это верхний предел искомой величины, и отмечают, что основная масса воды находится в основании султана. Согласно этой зависимости, масса выброшенной жидкости не зависит от глубины взрыва, что весьма сомнительно. В [10] предлагается выражение для максимального количества жидкости, выброшенной на большую высоту,  $M_* \approx 150Q$ . Эта цифра получена авторами для диапазона весов зарядов 0,075 — 136 кг (метод оценки неизвестен), но она противоречит их представлению о вертикальном выбросе как факеле продуктов детонации с водяными брызгами.

Таким образом, вопрос о структуре направленного вертикального выброса и механизме его формирования остается открытым. Необходимость выяснения указанного вопроса в связи с имеющимися в литературе противоречиями очевидна.

Первая посылка, существенно упрощающая постановку экспериментальных исследований в этой области, определена результатами всех предшествующих работ: это подобие явлений на первой стадии взрыва для широкого диапазона весов зарядов. Второй важный факт, обнаруженный в результате лабораторных исследований, проведенных автором в Институте гидродинамики СО АН СССР, заключается в том, что качественный эффект сохраняется как при взрыве зарядов малого веса в осесимметричной (сосредоточенный заряд) и в плоской (шнуровой заряд) постановках, так и при электровзрыве проволоочки в тех же постановках. Это существенно расширяет возможности анализа принципиальных сторон явления.

Исследования показали, что во всех указанных выше случаях так же, как и при взрывах крупных зарядов, в диапазоне первой группы глубин взрыва  $0,1 \leq h_* < 1$  на первой его стадии (первый полупериод) над куполом наблюдается плотная высокоскоростная вертикальная струя жидкости (фиг. 5,  $a$  —  $Q \simeq 1,5$  г,  $h = 5$  см,  $b$  —  $Q = 10$  кг,  $h = 1,1$  м, 1 — свободная поверхность, 2 — струя).

В [23] на основании результатов исследований в плоской постановке (см. п. 2) для случая взрыва удлиненного тротилового заряда радиуса  $a_0 = 3,2$  мм показано, что под брызговым куполом практически одновременно с ним формируется струя однородной жидкости, которая впоследствии пробивает купол и появляется над ним. Ее развитие вызвано скоростным расширением полости с продуктами взрыва, что особенно четко фиксируется в экспериментах со взрывающимися проволочками: в этом случае ударная волна слабая и откольных эффектов практически не создает.

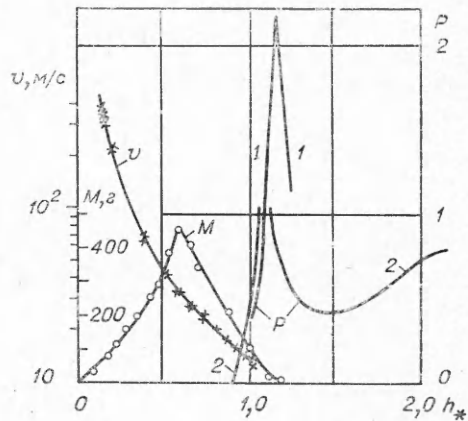


Фиг. 5

Следовательно, скорость роста вертикального султана, время и высота его подъема, масса жидкости в нем на большой высоте будут определяться параметрами этой струи.

При помощи специальной ловушки автором проведены измерения массы жидкости  $M$  в струе в случае подводного взрыва капсюля-детонатора ( $Q \approx 1,5$  г) на различных глубинах. Ловушка представляла собой сосуд с сужающимся входом, отверстие которого центрировалось с зарядом по отвесу, и устанавливалась на высоте, превышающей максимальную высоту подъема купола. Было обнаружено, что на глубине взрыва  $h_* \approx 0,6$  зависимость  $M(h_*)$  имеет резко выраженный максимум ( $M_* \approx 440$  г  $\approx 300Q$ ) с существенным спадом по обе стороны от указанной глубины (фиг. 6, кривая  $M$ ). Данные получены для высоты ловушки 4,4 м, для высоты 2,4 м получено  $M_* \approx 500$  г (здесь купол достигает ловушки). Процесс входа струи в ловушку фиксировался на киноплёнку. Экспериментальная зависимость  $M(h_*)$  в диапазоне глубин взрыва  $h_* \leq 0,6$  может быть аппроксимирована выражением  $M \approx 545Qh_*^{1,4} \approx 4,63Qh_0^{1,4}$  с погрешностью, не превышающей 10%. Полученное в экспериментах на малых зарядах значение  $h_*$ , соответствующее  $M_*$ , совпадает с результатом работы [10]  $h_* \approx Q^{1/3}$  м ( $Q$ , кг).

Найдена эмпирическая зависимость максимальной скорости вершины струи в момент ее появления над куполом  $v \approx 13,3h_*^{1,66}$  м/с (см. фиг. 6, кривая  $v$ ), справедливая в диапазоне глубин взрыва  $0,1 \leq h_* \leq 1$ . Данные [9] по скорости подъема центральной точки купола при  $h_0 = 2-3$  и  $Q = 0,2$  г практически лежат на продолжении кривой зависимости  $v(h_*)$  в область  $h_* < 0,1$ . Отсюда видно, что при указанных глубинах взрыва невозможно провести грань между развитием купола и султана.



Фиг. 6

По результатам, полученным в [10] и автором, ниже представлены основные экстремальные характеристики струйного течения вертикального выброса, возникающего на первой стадии подводного взрыва для первой группы глубин ( $Q$ , кг,  $h$ , м):  $H_* \simeq 60 Q^{1/4}$  м — максимальная высота подъема,  $h_1 \simeq 0,5 Q^{1/4}$  м — соответствующая ей глубина взрыва,  $T_* \simeq 2,25 Q^{1/8}$  с — время подъема до  $H_*$ ,  $M_* \simeq 300 Q$  кг — максимальное количество жидкости в струе,  $h_2 \simeq Q^{1/2}$  м — соответствующая ей глубина взрыва,  $v \simeq 29 Q^{0,55} h^{-1,66}$  м/с — максимальная скорость струи.

Таким образом, параметры струйного течения определены и остается выяснить механизм его формирования, т. е. определить, каким образом в результате расширения взрывной полости вблизи свободной поверхности возникает направленное струйное течение. Для выяснения этого вопроса автором были проведены численные исследования в следующей постановке [23, 24].

В полупространстве идеальной несжимаемой невесомой жидкости, занимающей область  $Q(t)$ , на глубине  $H$  под свободной поверхностью  $\zeta(t)$  под действием большого давления расширяется цилиндрическая полость  $R(t)$  с продуктами детонации (плоская постановка). На  $\zeta(t)$  давление постоянно и равно атмосферному  $p_0$ , на  $R(t)$  — меняется по известному закону. Для потенциального течения формулировка задачи записывается следующим образом:

$$(3.1) \quad Q(t): \quad \Delta \varphi = 0, \quad \varphi \rightarrow 0 \text{ при } |r| \rightarrow \infty;$$

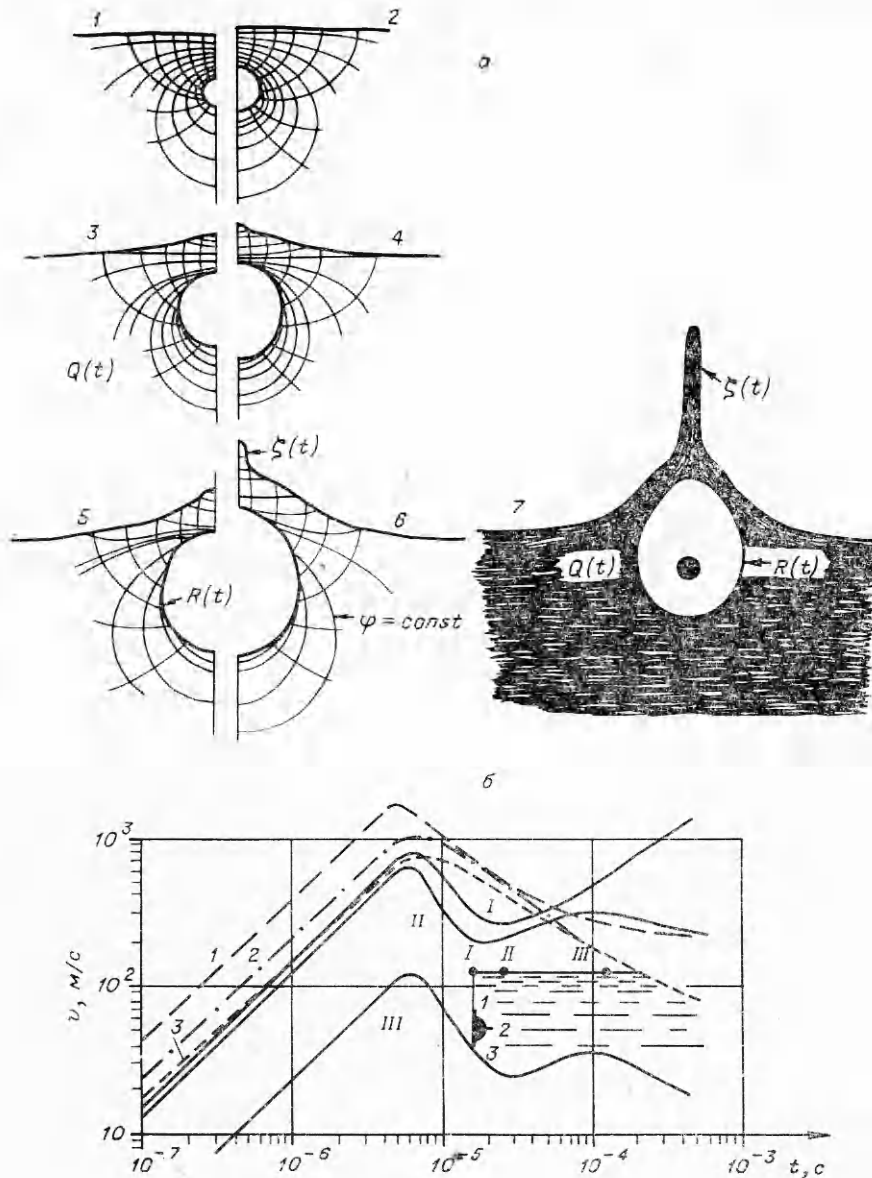
$$(3.2) \quad \zeta(t): \quad p = 1, \quad \varphi_t - (\nabla \varphi)^2/2 = 0;$$

$$(3.3) \quad R(t): \quad p(t) = p(0)[S(t)/S_0]^{-\gamma}, \quad \varphi_t - (\nabla \varphi)^2/2 = p(t) - 1, \quad \text{при } t = 0:$$

$\zeta(0)$  — горизонтальная поверхность,  $\varphi = 0$  на  $\zeta(0)$ ,  $R(0)$  — окружность,  $\varphi = \text{const}$  на  $R(0)$ ;  $S(0) = S_0 = \pi a_0^2$ ,  $p(0) \gg 1$ . Здесь  $\varphi' = \varphi \sqrt{p_0/\rho_0} \cdot a_0$ ,  $t' = t \sqrt{\rho_0/p_0} \cdot a_0$ ,  $r' = r a_0$ ,  $p' = p p_0$ ,  $H' = h a_0$ , штрихи присвоены размерным величинам. Задача решается при помощи комбинации двух методов: ЭГДА для решения уравнения Лапласа (3.1) и разностного для решения уравнений (3.2), (3.3). Процедура расчета заключается в следующем.

Если в момент времени  $t_i$  дано распределение  $\varphi$  на известных границах  $\zeta(t_i)$  и  $R(t_i)$ , то на электропроводной бумаге по контуру границ области  $Q(t_i)$  при помощи специальной шины [25] устанавливается его электрический аналог и находится градиент потенциала. С использованием масштабного коэффициента для перехода к гидродинамическим величинам (определяется для каждого момента времени) по найденным значениям и направлениям массовых скоростей для следующего момента времени строятся новые границы  $\zeta$  и  $R$ , а новые значения потенциалов на них определяются по разностным аналогам интегралов Коши—Лагранжа ((3.2), (3.3)). Устойчивость решения проверяется экспериментально путем подбора шага по  $r$  и  $t$ . Поскольку в процессе расчета границы строятся по одним и тем же контрольным точкам, на которых задается распределение потенциала, кинематическое условие для уравнения границы  $q(r, t) = 0$  области  $Q(t)$  выполняется автоматически.

Результаты расчета течения для случая  $h_0 = 4$ ,  $p(0) = 4 \cdot 10^4$  и  $\gamma = 3$  (формы свободной поверхности  $\zeta(t)$  и полости  $R(t)$ , эквипотенциальные линии и линии тока) в различные моменты времени показаны на фиг. 7, а (цифры соответствуют временам 0; 2,7; 5,8; 8,7; 127; 208; 408 мкс). На фиг. 7, б даны расчетные зависимости массовой скорости  $v(t)$  для трех точек на свободной поверхности I—III и на поверхности полости I—3. Анализ результатов расчета показал, что жидкость над полостью с продуктами детонации, получив в начальные моменты времени вертикально



Фиг. 7

вверх импульс с максимумом скорости вдоль оси симметрии, в последующие моменты движется по инерции и вытягивается в струю. Причем, как видно из фиг. 7, б, примерно до 20 мкс характер движения всех точек идентичен. Примерно к 5–6 мкс ускорение частиц жидкости на стенке полости меняет свой знак: скорости начинают уменьшаться. Скорости частиц жидкости на свободной поверхности сначала «следят» за поведением границы газовой полости, затем силы инерции начинают преобладать и их скорость растет. Причем для частицы на оси симметрии (кривая I) при  $t > 50$  мкс газовой полости уже как бы не существует, ее скорость быстро возрастает. В эти моменты начинает формироваться струя (фиг. 7, а). Точки, более удаленные от оси (кривые II, III), вскоре начи-



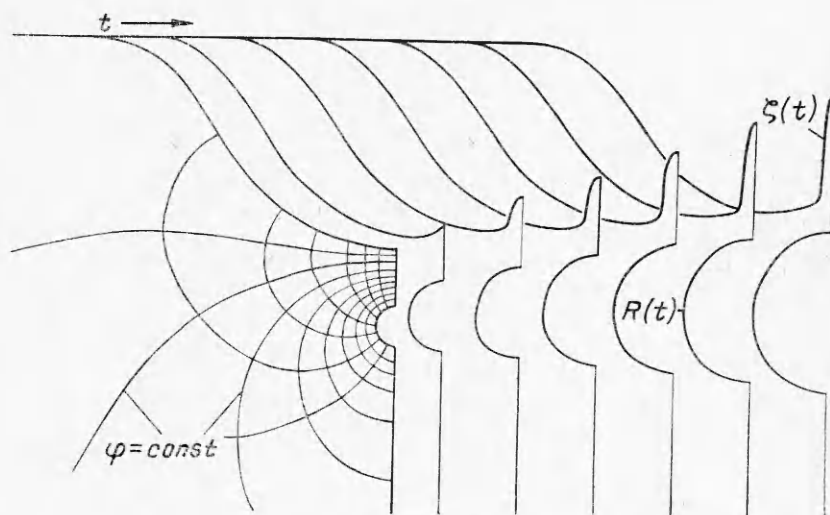
Фиг. 8

нают следить за поведением полости (скорость их уменьшается), влияние которой для них оказывается существенным. Рост струи заметно влияет на расширение верхней половины полости, скорость частиц которой заметно медленнее убывает по сравнению с нижней частью поверхности.

Определение механизма формирования струйного течения позволило предложить простую и наглядную модель явления [24]. Действительно, чтобы сообщить слою жидкости требуемый импульс, необязательно использовать взрывной процесс: достаточно метнуть в сторону свободной поверхности твердые сферу или цилиндр, первоначально погруженные в жидкость. Результат такого эксперимента со сферой показан на фиг. 8, расчет в плоской постановке приведен в [24]. На заключительном этапе движения сфера специально тормозилась, чтобы смоделировать процесс развития взрывной полости. Таким образом, слой жидкости, оставшейся на поверхности сферы после ее остановки (в этот момент половина сферы находилась над свободной поверхностью), получает возможность двигаться по инерции под действием приобретенного импульса. Четко видно, что при этом формируется струя.

При анализе откольных явлений было указано на факт концентрации откольной зоны вблизи оси симметрии, форма откола дает основание утверждать о наличии кумулятивной выемки на свободной поверхности. Впервые это явление было предсказано М. А. Лаврентьевым и на его основе им же была предложена модель формирования вертикальной струи на свободной поверхности [14]. Суть ее заключается в следующем. В результате откола, возникающего при взаимодействии ударной волны подводного взрыва со свободной поверхностью, на последней образуется выемка. Расширяющаяся полость с продуктами детонации, в которых сохраняется примерно половина энергии взрыва ВВ, создает поле скоростей, ортогональное поверхности выемки. Затекание выемки приводит к формированию кумулятивной струи. Как показано выше, направленная вертикальная струя развивается и на первоначально плоской свободной поверхности. Однако наличие выемки создает более резкие градиенты массовых скоростей по обе стороны от оси симметрии, что должно привести к существенному усилению эффекта. Это подтверждается результатами расчета, проведенного в постановке и для параметров, аналогичных изложенным выше (фиг. 9, формы границ представлены с момента  $t = 0$  через 10 мкс). Можно видеть, что струя, формирующаяся из выемки, достигает тех же параметров, что и в случае плоской поверхности, за значительно более короткое время. На основании приведенных данных реальность указанной модели можно считать установленной.

Этот результат позволяет предложить следующее объяснение аномального увеличения скорости центральной точки свободной поверхности (ранее говорилось — купола), характерного для больших зарядов. Согласно уравнениям (1.3), увеличение радиуса заряда при фиксированной относительной глубине взрыва  $h_0$  приводит к изменению характера развития кавитации вблизи свободной поверхности и, следовательно, откола-



Фиг. 9

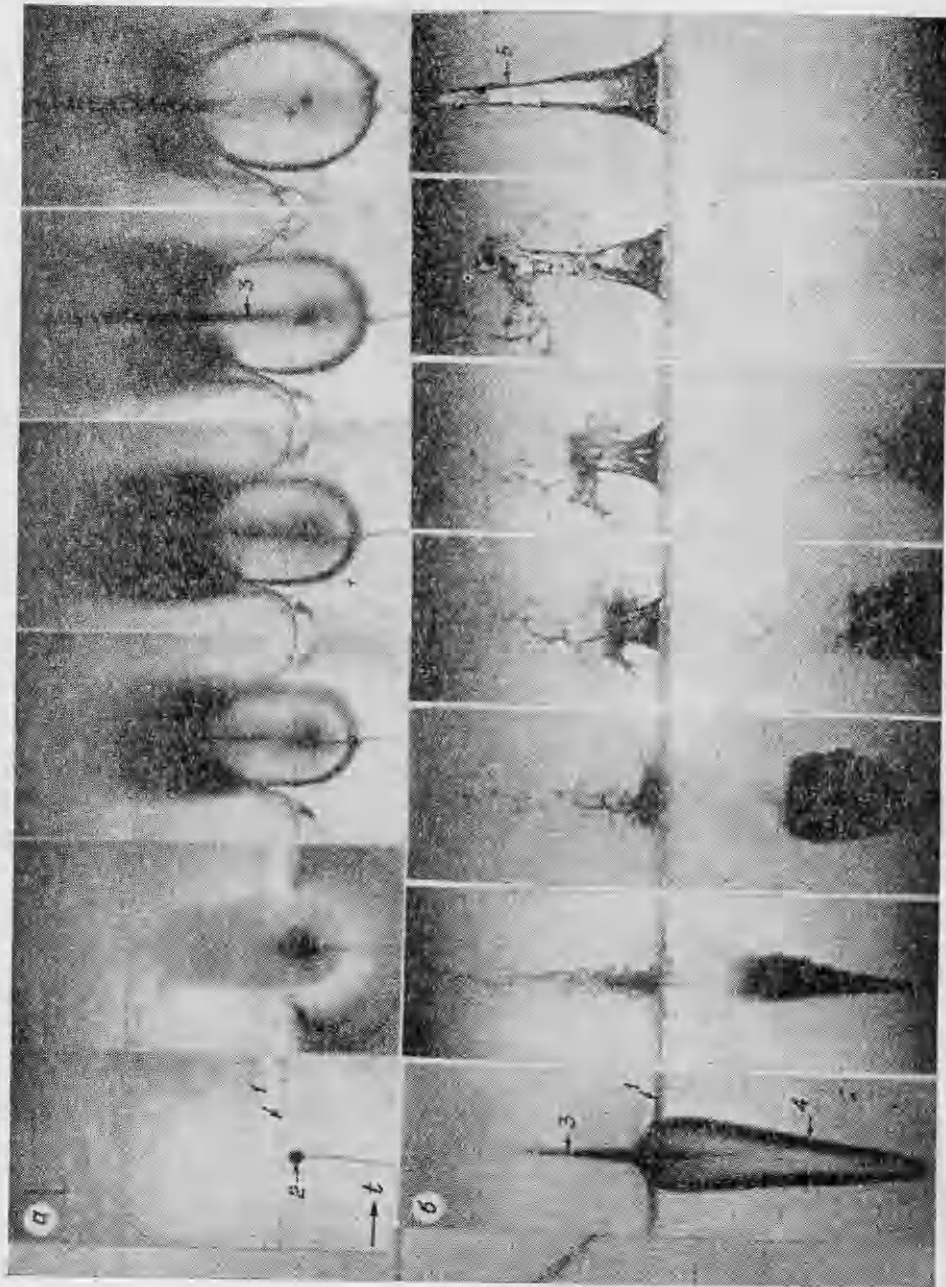
Естественно предположить, что при взрыве больших зарядов достигается более оптимальная с точки зрения скорости формирования струи форма выемки и скачок скорости свободной поверхности вблизи оси симметрии при небольших  $h_0$  определяется не развитием купола, а скоростью вертикальной струи, которая, как было указано выше, формируется под куполом практически одновременно с ним.

Как показали экспериментальные исследования, проведенные автором, структура вертикального выброса при глубинах взрыва  $h_* < 1$  не ограничивается рассмотренным выше струйным течением. Действительно, при взрывах на этих глубинах отсутствует первая пульсация, что является следствием разгерметизации полости с продуктами детонации — образования открытой каверны. Кинограмма процесса развития течения на свободной поверхности, снятая в плоском канале шириной 1 мм, показала, что вскоре после своего возникновения открытая каверна замыкается с образованием вертикальной (вверх) и обратной струй (фиг. 10, а). Именно эта вертикальная струя, возникающая на фоне исчезающего полого цилиндрического выброса, описана в [2] и четко просматривается на кинокадрах работы [12]. Здесь обозначено: 1 — свободная поверхность, 2 — заряд, 3 — вертикальная и обратная струйки, 4 — каверна, 5 — струя.

Заметим, что внешним проявлением результата замыкания каверны является также экспериментальный факт захлопывания шейки султана, исследованный в [8]. Относительная величина периода пульсации полости в безграничной жидкости составляет  $T_0 = T/a_0 \approx 5,5$  с/м. По данным [8] схлопывание шейки в зависимости от глубины взрыва начинается в интервале  $t_0 \approx 1-3$  с/м, т. е. для малых глубин взрыва этот процесс развивается уже на ранней стадии первого расширения полости с продуктами детонации. На фиг. 4, а2, 3 соответственно схематически показаны два характерных последовательных кадра кинограммы процесса: начальная стадия образования струй при замыкании каверны и конечная стадия захлопывания шейки султана.

Таким образом, основу структуры вертикального выброса для первой группы глубин взрыва (см. фиг. 4, б1) представляет струйный тандем (см. фиг. 4, б2, 3), первая струя которого формируется в результате инер-





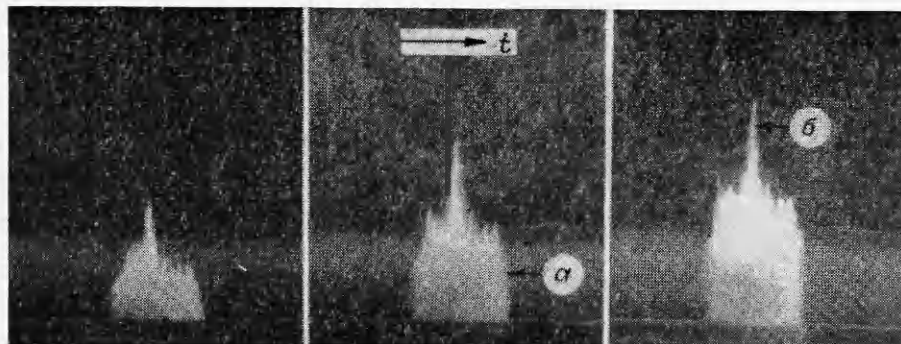
Фиг. 40

циального движения слоя жидкости над взрывной полостью под действием полученного импульса (см. фиг. 4, б2), вторая — в результате замыкания открытой каверны, образующейся после разгерметизации взрывной полости (фиг. 4, б3). Проведенные в Институте гидродинамики СО АН СССР исследования показали, что развитие второй струи вертикального выброса полностью аналогично характеру течения, возникающего в результате поверхностного замыкания каверны при высокоскоростном внедрении пули в жидкость (см. фиг. 10, б, 1-й кадр). Кроме того, как видно из кинограммы, после замыкания каверны наблюдается ее дальнейшее расширение в результате последующего движения пули и инерционного движения жидкости. Давление внутри полости становится меньше гидростатического, что приводит к ее схлопыванию и пересжатию. Затем полость расширяется и по аналогии с первой стадией подводного взрыва вызывает развитие плотной вертикальной струи на свободной поверхности жидкости (см. фиг. 10, б).

При глубинах взрыва, приближающихся к  $h_* = 1$ , разгерметизация полости с продуктами взрыва происходит на поздней стадии ее расширения в результате разрушения тонкой жидкой оболочки в области оси симметрии (см. фиг. 4, в2). Давление в продуктах взрыва в предшествующие разрушению моменты времени может быть существенно ниже гидростатического. Замыкание каверны, образовавшейся после разгерметизации такой полости, приводит к развитию интенсивного обратного струйного течения и радиальных выбросов (типа «перьевой» структуры) на свободной поверхности жидкости (см. фиг. 4, в3).

Как указывалось, при крупномасштабных взрывах и для второй группы глубин наблюдаются вертикальные выбросы (разгерметизации полости при ее первом расширении не происходит — регистрируется пульсация давления). Зарегистрировано два таких выброса [1], начало их развития соответствует моменту первого и второго максимальных сжатий взрывной полости при условии, что за время пульсаций полость успеет всплыть достаточно близко к свободной поверхности. На первый взгляд, можно предположить, что механизм формирования этих выбросов полностью соответствует изложенному для первой стадии взрыва. Однако не следует забывать, что описанное явление относится к взрыву зарядов весом 137 кг, максимальный радиус взрывной полости которых имеет размер порядка 10 м. Это означает, что на стадии схлопывания такой полости сила тяжести сыграет решающую роль в ее деформации. Согласно двумерным расчетам [11], проведенным для ядерного взрыва «Вигвам», в нижней области схлопывающейся полости с продуктами взрыва формируется кумулятивная струя, направленная к свободной поверхности. Таким образом, в конечном итоге для вертикального выброса, соответствующего первому сжатию полости, оказывается справедливой модель [15], предложенная на основании результатов решения в точной постановке задачи о всплытии пузыря. Согласно этой модели, при надлежущих глубине погружения и весе заряда в процессе всплытия и деформации взрывного пузыря образующаяся в его нижней части кумулятивная струя сформировывается к моменту выхода пузыря на свободную поверхность и определяет структуру вертикального выброса (см. фиг. 4, г1—3).

Довольно неочевидной является механика процесса развития третьего вертикального выброса, так как на стадии второго периода пульсации первоначально сферическая полость с продуктами детонации имеет форму тора. Естественно ожидать, что при незначительных расстояниях до свободной поверхности расширение тороидальной полости может привести к развитию кольцевого султана. Но ограничен ли при этом вертикальный выброс только кольцевой структурой? Для выяснения этого



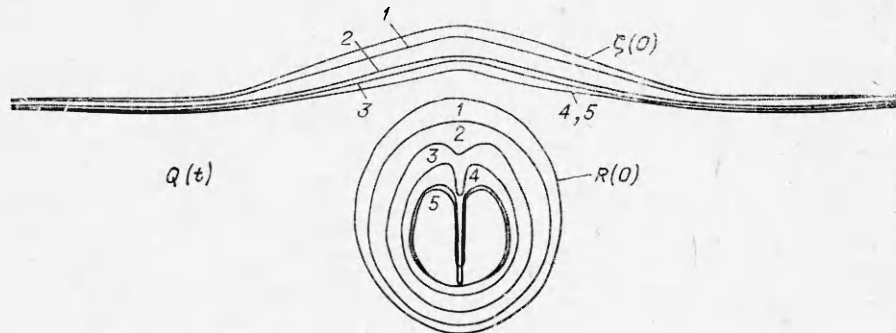
Фиг. 11

вопроса были проведены экспериментальные исследования развития поверхностных эффектов при подводном взрыве кольцевого заряда ВВ, плоскость которого располагалась параллельно свободной поверхности. Оказалось, что, кроме кольцевого султана (фиг. 11, *a*), наблюдается развитие струйного течения вдоль оси заряда (фиг. 11, *b*). Причем такое комплексное течение характерно только для малых глубин взрыва, при  $h_* \gtrsim 0,5$  кольцевой султан практически отсутствует, а основу выброса составляет центральная струя. Развитие ее является следствием кумуляции потока жидкости в области оси симметрии в результате расширения тороидальной полости с продуктами детонации. Наличие симметричного ей струйного течения, направленного в глубь жидкости, фиксируется на кинограммах по характерному следу в зоне кавитации. Последняя развивается во внутренней области тора при сжатии волн разрежения, возникающих при отражении сфокусированной ударной волны от поверхности тороидальной газовой полости. На этом анализ структуры и механики формирования направленных вертикальных султанов можно считать законченным.

**4. Аномальный эффект вторичного поля давления.** Как показали экспериментальные исследования, проведенные в Институте гидродинамики СО АН СССР, радиальные султаны имеют двойную природу. Одни из них связаны с замыканием каверны, другие — с особенностью вторичного поля давления, к анализу которого перейдем ниже.

В [1] впервые указано на существование аномального эффекта увеличения амплитуды первой пульсации давления, характерного для узкого диапазона глубин взрыва в области  $h_* \approx 1$ . Экспериментально он был зафиксирован для зарядов весом 137 кг, 250 г [1] и 1,5 г. Зависимости максимальной амплитуды первой пульсации  $P$ , взятой относительно ее значения для безграничной жидкости, от глубины взрыва приведены на фиг. 6 (кривая 1—250 [1], 2—1,5 г). Резкое увеличение амплитуды пульсации не укладывается в рамки известных оценок [1], модели которых с учетом влияния граничных поверхностей предполагают сохранение взрывной полостью сферической формы. Имеется гипотеза Кирквуда [1], согласно которой при разгерметизации взрывной полости смешение продуктов детонации и атмосферного воздуха вызывает протекание некоторых дополнительных реакций с выделением энергии, используемой при дальнейшем движении пузыря. Противоречивость такого предположения очевидна.

Для выяснения причин указанного эффекта в рамках модельной постановки со взрывающейся проволочкой были проведены экспериментальные исследования с оптической регистрацией деформации полости



Фиг. 12

при ее схлопывании вблизи свободной поверхности и волн сжатия, возникающих в момент достижения полостью минимальных размеров [23]. Эти результаты сопоставлялись с соответствующими значениями амплитуд первой пульсации для взрыва заряда весом  $\sim 1,5$  г. Показано, что в интервале относительных глубин взрыва  $h_* \approx 2-1$  полость по мере схлопывания приобретает форму сплюсченного эллипсоида. Для этих глубин характерно некоторое уменьшение амплитуд первой пульсации (см. фиг. 6,  $P$ ). При  $h_* \approx 1$  схлопывание полости сопровождается образованием кумулятивной струи, направленной от свободной поверхности. При  $h_* < 1$  полость разгерметизируется, наблюдается замыкание каверны, обратная струйка и захлопывание шейки султана (см. фиг. 4,  $a_3$ ). Пузырь оказывается соединенным со свободной поверхностью так называемой трубчатой областью и разделен обратной струйкой. При этом первая пульсация и волновая картина полностью исчезают. Таким образом, аномальный эффект можно объяснить только внедрением в жидкость высокоскоростной кумулятивной струи.

В плоской постановке в рамках идеальной несжимаемой невесомой жидкости с использованием метода ЭГДА проведен расчет деформации пустой полости при ее схлопывании вблизи свободной поверхности (фиг. 12). Начальные формы свободной поверхности  $\xi(0)$  и полости  $R(0)$  брались из эксперимента, начальная массовая скорость полагалась равной нулю. Результаты расчета представлены для моментов времени  $10^{-2}$ ;  $1,295 \cdot 10^{-2}$ ;  $1,596 \cdot 10^{-2}$ ;  $1,7 \cdot 10^{-2}$ ;  $1,776 \cdot 10^{-2}$ ;  $1,782 \cdot 10^{-2}$  с ( $h_* = h/a_* = 1$ ). Расчет показал, что в процессе схлопывания полости вблизи свободной поверхности формируется кумулятивная струя, вершина которой к моменту достижения нижней границы полости имеет скорость 300 м/с при средней скорости стенки полости около 20 м/с. Этот результат соответствует моменту времени около  $18 \cdot 10^{-3}$  с, а время схлопывания такой цилиндрической полости в безграничной жидкости составляет примерно  $26 \cdot 10^{-3}$  с. Дальнейшее схлопывание полости в этом интервале времени приведет к быстрому росту скорости ее границ, поэтому естественно ожидать и значительного увеличения скорости кумулятивной струи. Заметим, что максимум ее должен приходиться на время, близкое к времени схлопывания.

Таким образом, к концу первого периода пульсации при  $h_* \approx 1$  полость оказывается разделенной кумулятивной струей на две части (в плоском случае) или превращается в тор (в осесимметричном), которые захлопываются в силу инерции жидкости до давлений, существенно превышающих гидростатическое. В результате последующего их расширения под свободной поверхностью, форма которой в начальной стадии второй пульсации существенно отличается от плоской, наблюдается раз-

витие радиальных струй [24]. Результат расчета полностью соответствует экспериментальным фактам. Следует учесть, что в реальной ситуации перед началом процесса схлопывания слою жидкости над полостью сообщен некоторый импульс во время первого расширения полости. В силу инерции часть жидкости этого слоя продолжает движение вверх и во время схлопывания полости, образуя медленно развивающуюся вертикальную струю. Радиальные султаны накладываются на это течение, создавая впечатление практической одновременности процесса.

Приведенный в данной работе анализ результатов экспериментальных и численных исследований поверхностных эффектов позволяет сделать два принципиальных вывода: 1) основу структуры течения со свободной поверхностью при подводном взрыве составляют струйные течения; 2) использование математической модели двухфазной среды для описания волновых процессов в реальной жидкости является перспективным.

Автор выражает благодарность акад. М. А. Лаврентьеву и чл.-кор. Л. В. Овсянникову за внимание к работе и обсуждение результатов, С. В. Стебновскому и В. Т. Кузавову за помощь при проведении расчетов и экспериментов.

Поступила 15 IX 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
2. Kolsky H., Lewis J. P., Sampson M. T., Shearman A. C., Snow C. I. Splashes from underwater explosions. — «Proceedings of the Royal Society», ser. A, 1949, vol. 196, N 1046.
3. Гриб А. А., Рябинин А. Г., Христианович С. А. Об отражении плоской ударной волны в воде от свободной поверхности. — ПММ, 1956, т. 20, вып. 4.
4. Христофоров Б. Д. Взаимодействие ударной волны в воде со свободной поверхностью. — ПМТФ, 1961, № 1.
5. Заславский Б. Н. О нелинейном взаимодействии сферической ударной волны, возникшей в результате взрыва заглубленного заряда, со свободной поверхностью. — ПМТФ, 1964, № 4.
6. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., «Судостроение», 1967.
7. Костюченко В. Н., Симонов Н. И. Экспериментальное исследование воздушной ударной волны при подводном взрыве в мелком водоеме. — ПМТФ, 1960, № 1.
8. Заонегин В. Л., Козаченко Л. С., Костюченко В. Н. Экспериментальное исследование развития газового пузыря и султана при подводном взрыве. — ПМТФ, 1960, № 2.
9. Цикулин М. А. О возникновении воздушной ударной волны при подводном взрыве. — ПМТФ, 1961, № 1.
10. Степанов В. Г., Сицилин П. М., Навагин Ю. С., Панкратов В. П. Гидровзрывная штамповка элементов судовых конструкций. Л., «Судостроение», 1966.
11. Притчетт Дж. У. Расчеты явлений при подводных взрывах в условиях несжимаемости. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., «Мир», 1974.
12. Козаченко Л. С., Христофоров Б. Д. Поверхностные явления при подводных взрывах. — ФГВ, 1972, т. 8, № 3.
13. Коробейников В. П., Христофоров Б. Д. Подводный взрыв. — В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Гидромеханика. Т. 9. М., 1976.
14. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1970.
15. Овсянников Л. В. О всплывании пузыря. — В кн.: Некоторые проблемы математики и механики. Л., «Наука», 1970.
16. Се Дин-Ю. Рост пузырька в вязкой жидкости, вызванный кратковременным импульсом. — «Теоретические основы инженерных расчетов», 1970, № 4.
17. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности. — ПМТФ, 1975, № 5.
18. Dubeset M., Laverge M. Calcul de la cavitation due aux explosions sous-marines à faible profondeur. — «Acustica», 1968, vol. 20, N 5.

19. Wentzell R. A., Scott H. D., Chapman R. P. Cavitation due to shock pulses reflected from the sea surface. — «J. Acoust. Soc. of Amer.», 1969, vol. 46, N 3.
20. Кнепп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М., «Мир», 1974.
21. Гаврилов Р. Л. Содержание свободного газа в жидкостях и методы его измерения. — В кн.: Физика и техника мощного ультразвука, физические основы ультразвуковой технологии. Ч. IV. М., «Наука», 1970.
22. Kedrinskii V. K. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface. — «Acta Astronautica», 1976, vol. 3, N 7—8.
23. Kedrinskii V. K. The experimental research and hydrodynamical models of a «sultan». — «Archives of Mechanics», 1974, vol. 26, N 3.
24. Кедринский В. К. О подводном взрыве вблизи свободной поверхности. — «Докл. АН СССР», 1973, т. 212, № 2.
25. Фильчаков П. Ф., Панчишин В. И. Моделирование потенциальных полей на электропроводной бумаге. Киев, «Наукова думка», 1961.

УДК 534.222.2

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ СФЕРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ

С. В. Стебновский  
(Новосибирск)

1. В безграничной жидкости проведен эксперимент по схеме, указанной на фиг. 1,  $a—ed$ —расстояние между центрами двух одинаковых сферических зарядов 1 и 2, инициирование взрыва второго заряда могло осуществляться с заданной задержкой времени  $\tau$ . Типичные регистрограммы взаимодействия ударных волн (УВ), соответствующие случаям фиг. 1,  $a—e$ , приведены на фиг. 1,  $g—e$ .

В случае  $\tau = 0$  (фиг. 1,  $a, g$ ) имеет место симметричное взаимодействие сферических ударных волн с плоскостью симметрии  $OO_1$ , перпендикулярной оси системы зарядов  $aa_1$ . Как известно, при падении сферической УВ на плоскость под углом, большим некоторого критического, имеет место нерегулярное отражение УВ, сопровождающееся образованием маховской конфигурации;  $CC_1C_2$  является областью ее распространения. Следует отметить, что этот случай рассматривался в [1], где экспериментально и численно исследовался процесс нелинейного взаимодействия сферических УВ в воде до момента образования маховской волны.

При  $\tau > 0$  (см. фиг. 1,  $b, d$ ) имеют место два типа взаимодействия сферических УВ. Для  $\tau < \tau_0 = d/D_1$ , где  $D_1$  — скорость фронта первой ударной волны (УВ1), вследствие различной кривизны фронтов область их нелинейного взаимодействия расположена между двумя криволинейными поверхностями, образованными вращением линий  $CC_1$  и  $CC_2$  вокруг оси  $aa_1$ . С увеличением  $\tau$  углы наклонов линий  $CC_1$  и  $CC_2$  к оси  $aa_1$  уменьшаются, и, наконец, при  $\tau \geq \tau_0$  взрыв заряда 2 происходит в области за фронтом УВ1 (фиг. 1,  $e, e$ ), ударная волна от взрыва заряда 2 (УВ2) распространяется с большей скоростью и догоняет УВ1 (процесс догона). Точку  $C$ , в которой фронт второй ударной волны догоняет фронт УВ1, назовем точкой догона. Область распространения результирующей ударной волны (РУВ) ограничена поверхностью  $C_1C_2$ , симметричной относительно оси  $aa_1$ , при этом площадь поверхности фронта РУВ со временем растет.