

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗРЫВНОГО ПРОЦЕССА,  
ВЫЗВАННОГО ФОКУСИРОВКОЙ МОНОИМПУЛЬСНОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА В ВОДУ

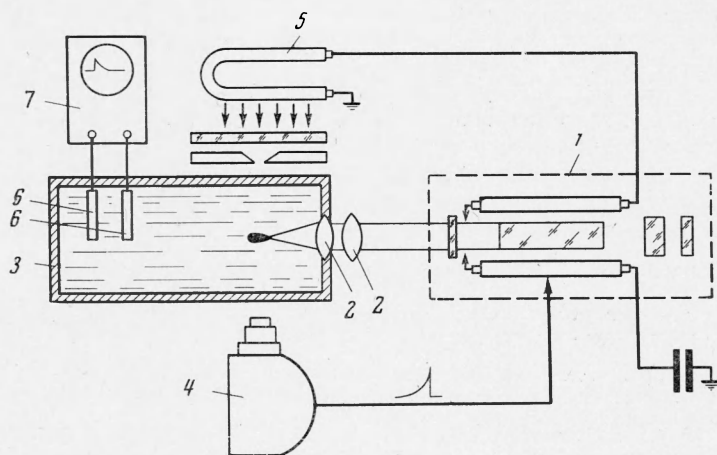
А. А. Бузюков, Ю. А. Попов, В. С. Тесленко

(Новосибирск)

При фокусировке мощного излучения оптического квантового генератора (ОКГ) в жидкость происходит преобразование электромагнитной энергии излучения в механическую работу, в энергию движения среды. Вопрос о том, каким образом осуществляется процесс преобразования энергии, какова эффективность этого процесса, не является до настоящего времени окончательно выясненным, несмотря на то, что он представляет определенный научный и практический интерес. Высокая концентрация световой энергии излучения лазера и кратковременность ее выделения обуславливают возможность рассмотрения явлений, происходящих в жидкости, с позиций физики взрыва.

Ниже приводятся результаты экспериментального исследования гидродинамических процессов, происходящих при фокусировке моноимпульсного излучения рубинового ОКГ в воду. На основании полученных данных устанавливается степень соответствия характера явления тому, что наблюдается при взрыве химических ВВ или при электроразрядах в воде. Определяется значение светогидродинамического коэффициента процесса, т. е. доля энергии излучения, перешедшая в механическую работу.

1. Экспериментальная установка. Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на фиг. 1. Импульс светового потока рубинового ОКГ (1), проходя через систему фокусирующих линз с сум-



Фиг. 1

марным фокусным расстоянием 20—30 мм (2), попадал в кювету (3), наполненную водой. В первой серии экспериментов изучалось развитие кавитационной полости при фокусировке излучения ОКГ в техническую воду. С этой целью производилось фотографирование процесса с помощью скоростной камеры СФР—ИМ (4), работавшей как в режиме покадровой раз-

вертки, так и в режиме фоторегистратора. Оптическая система устройства позволяла наблюдать теневую картину распространения в жидкости волн сжатия, вызванных импульсом давления в фокусе луча ОКГ. Для подсветки использовалась импульсная газоразрядная лампа (5), включение которой было синхронизировано с импульсом излучения ОКГ и системой управления камерой СФР-1М.

В этой же серии экспериментов производилась запись эпюры давления в ударных волнах, генерируемых в фокусе луча ОКГ, с помощью пьезодатчиков давления (6). Пьезодатчики располагались таким образом, что могли измерять давление на расстояниях от 10 до 60 мм от фокуса в направлении, нормальном оси излучения. Средняя энергия излучения, определенная при помощи калориметра, в этой серии экспериментов составляла около 0.5 Дж при длительности импульса 50—60 нсек.

Во второй серии экспериментов изучалось изменение давления в ударной волне в зависимости от направления относительно положения фокального пятна и оптической оси. С этой целью датчики давления располагались в кювете, наполненной дистиллированной водой, таким образом, чтобы одновременно производить запись давления и по направлению, нормальному оптической оси ОКГ, и вдоль нее. В этой серии экспериментов энергия излучения составляла около 1.5 Дж при длительности импульса 30 нсек.

Как в первой серии экспериментов, так и во второй, использовались датчики давления двух типов. Чувствительный элемент датчиков первого типа был выполнен из пластины поляризованной керамики титаната бария, припаянной на акустический волновод — цинковый стержень, погруженный в воск [1]. При записи давления в волне, распространяющейся перпендикулярно оптической оси системы ОКГ, эти датчики имели разрешающую способность по времени 0.25 мксек, а при записи давления вдоль оси излучения 0.8 мксек. Датчики второго вида представляли собой иглу, на конце которой наклеивался пьезокристалл из турмалина. При установке датчиков этого вида в первое или второе положение их разрешающая способность составляла 0.8 и 2.5 мксек соответственно. Запись сигналов осуществлялась на осциллографах типа ОК-17М (7) с высокоомными предусилителями без частотных искажений до 6 мГц. Тарировка датчиков производилась на ударно-детонационной трубке высокого давления с использованием расчетных газодинамических соотношений, связывающих давление на фронте ударной волны с ее скоростью, и во взрывном бассейне при взрыве в нем стандартных зарядов — промышленных электродетонаторов ЭД-8Э.

**2. Результаты кинематографических наблюдений.** Изучение материалов скоростной киносъемки показывает, что процесс энерговыделения при фокусировке мощного моноимпульсного излучения ОКГ в воду носит взрывной характер и сопровождается такими же гидродинамическими явлениями, которые возникают при взрыве зарядов химического ВВ или при электроразрядах в воде.

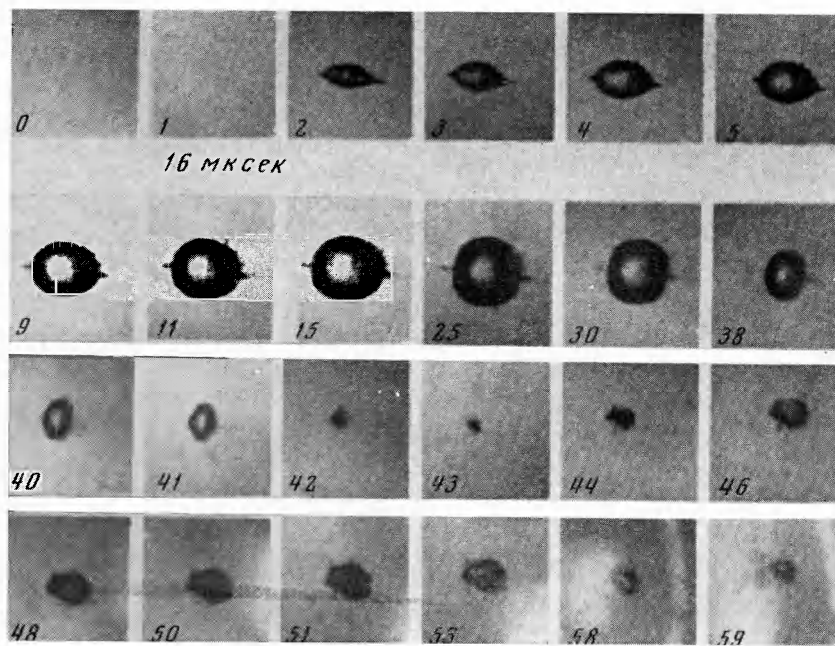
На фиг. 2,а приведена покадровая теневая фоторазвертка развития и пульсаций каверны от пробоя в фокусе; кадры приведены выборочно; скорость съемки 62500 кадров/сек.

По кадрам легко видеть характерное для всех подводных взрывов образование и расширение кавитационной полости, достижение ею максимального размера, схлопывание и последующие пульсации парагазового пузыря.

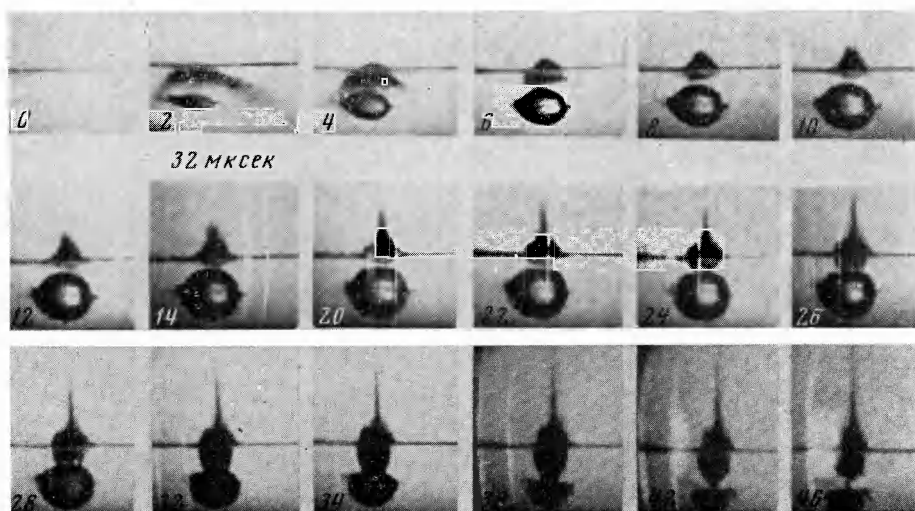
Если фокальное пятно оказывается вблизи свободной поверхности воды, то, как и в случае подводного приповерхностного взрыва, образуется зона кавитации и формируется султан воды.

На фиг. 2,б приведена покадровая теневая фоторазвертка взрывного процесса при фотокурсорировке излучения ОКГ вблизи свободной поверхности; кадры приведены выборочно; скорость съемки 62500 кадров/сек.

Форма полости в стадии достижения ею конечного размера близка к сферической, так же как и форма полости, возникающей в воде при взрыве



Фиг. 2а



Фиг. 2б

сосредоточенного заряда ВВ. Однако начальная стадия развития каверны не характеризуется сферически симметричным движением. Каверна вытянута вдоль оси излучения. Такой характер начальной стадии развития каверны соответствует взрыву цилиндрического заряда конечной длины.

Более подробное изучение начальной стадии развития полости, проведенное фоторегистацией с использованием теневой установки, показывает, что образование возмущающих центров по оси излучения в области фокального пятна не является одновременным, а длительность их образования в несколько раз превышает длительность действия излучения. Вначале возникают мельчайшие парогазовые пузырьки в центре фокального пятна, затем фаза их образования стремительно перемещается от центра в обе стороны вдоль оси излучения. Примыкая к центральному образованию, сливаясь с ним, парогазовые пузырьки через несколько микросекунд создают зародыш кавитационной полости — вытянутую вдоль оси излучения каверну. Существенно то, что образование отдельных пузырьков по оси излучения, которые пульсируют независимо от центральной полости, продолжается вплоть до достижения центральной полостью максимального размера.

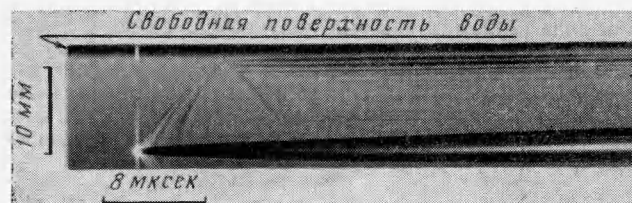
Измерение максимального радиуса каверны позволяет непосредственно оценить абсолютную величину кинетической энергии радиального движения жидкости  $E_r$ , что, в свою очередь, количественно характеризует значение светогидродинамического коэффициента. Для этого воспользуемся зависимостью для расчета потенциальной энергии, запасенной пузырем при его расширении до максимального размера [2]

$$E_r = \frac{4}{3}\pi r_m^3 P_0 \quad (2.1)$$

где  $r_m$  — максимальный радиус полости,  $P_0$  — гидростатическое давление в среде.

Обработка серии фоторегистрограмм показала, что в исследуемом случае среднее значение величины  $E_r$  составляет 4% полной энергии излучения.

На фиг. 3 приведена в качестве примера непрерывная шпирен-фоторегистрограмма начальной стадии развития каверны, ударных волн от пробоя в фокусе и отраженных волн от свободной поверхности.



Фиг. 3

Важными показателями взрывного процесса в жидкости являются коэффициенты, характеризующие потерю энергии радиального движения жидкости при последующих пульсациях пузыря. Уменьшение периода колебаний и максимальных размеров полости при ее пульсациях однозначно связывается с интенсивностью волн сжатия, образующихся при захлопывании полости. Известно [2], что отношение энергии  $E_k$ , запасенной в пузыре  $k$ -й пульсации к энергии  $E_{k+1}$  пузыря  $k+1$ -й пульсации подчиняется соотношению

$$\eta_k = \frac{E_k}{E_{k+1}} \eta_{k+1} = \left( \frac{T_k}{T_{k+1}} \right)^3 \eta_{k+1} \quad (2.2)$$

где  $T$  — период соответствующей пульсации полости.

Измерения, проведенные при выполнении описываемой серии экспериментов, дают следующие характеристики пульсаций каверны: максимальный диаметр каверны при первой, второй и третьей пульсациях составляет 6,3, 2,9 и 1,6 мм. Периоды последовательных пульсаций оказываются равными  $T_1 = 590$  мксек,  $T_2 = 240$  мксек,  $T_3 = 130$  мксек. Отсюда можно получить, соотношения между коэффициентами потери энергии  $\eta_2 = 0.07\eta_1$ ,  $\eta_3 = 0.016\eta_2$ .

Сравнивая эти данные с известными данными [2] для случая подводного взрыва тротила  $\eta_2 = 0.34\eta_1$ ,  $\eta_3 = 0.54\eta_2$ , можно заключить, что при последующих пульсациях полости, вызванных излучением ОКГ в жидкость, происходит более быстрая потеря энергии радиального движения жидкости. Это в значительной степени объясняется отклонением процесса колебания от центральносимметричного, что приводит к быстрому разрушению каверны. Но основной причиной интенсивной потери энергии при последующих пульсациях полости служит излучение сравнительно мощных волн сжатия при ее захлопывании. Отсутствие продуктов детонации в каверне создает условия для более полного захлопывания ее, чем это наблюдается при подводном взрыве заряда ВВ.

Определение динамических характеристик развития кавитационной полости делает заманчивой попытку определить давление в фокальном пятне луча ОКГ при помощи известных гидродинамических соотношений, связывающих термодинамические параметры продуктов детонации в полости и кинетику движения жидкости. Воспользуемся, например, зависимостью [3,4], описывающей расширение сферической полости, заполненной газом с показателем адиабаты 1.33, в идеальной несжимаемой жидкости в зависимости от начального радиуса каверны  $r_0$ , гидростатического давления на глубине взрыва  $P_0$ , начального давления в зародышевой каверне  $P_1$

$$P_1 = \frac{P_0 [1 - (r_0/r_m)^3]}{3(r_0/r_m)^3(1 - r_0/r_m)} \quad (2.3)$$

Приняв, что начальный радиус каверны, в которой задано искомое давление  $P_1$ , определяется расходимостью луча и в описываемой серии экспериментов составляет 0,1 мм, и воспользовавшись данными проведенных экспериментов, можно получить, что это давление составляет  $10^4 - 10^5$  бар. Однако такая оценка будет крайне грубой, даже если учесть сжимаемость воды, что само по себе вносит существенные поправки в результат расчета.

В фокальной зоне луча ОКГ образуется парогазовая перегретая среда, содержащая частично ионизованные продукты разложения воды. Для такой среды нельзя применять соотношения вида (2.3), так как они получены для сферы, заполненной идеальным газом с известными термодинамическими характеристиками. Кроме неопределенности состояния вещества в фокальном пятне в начальный период развития явления неопределенным будет и начальный радиус каверны, который не отождествляется с радиусом фокального пятна. Кроме того, начальное возмущение при фокусировке излучения ОКГ в воду не развивается сферически симметрично и образование отдельных возмущающих центров не будет одновременным.

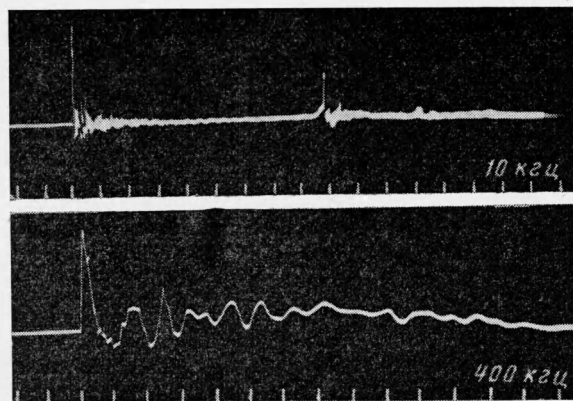
**3. Пьезоэлектрические измерения поля давлений.** Сложный характер развития взрывного процесса в фокальной зоне луча ОКГ оказывает своеобразное влияние и на возникающее в ее окрестности поле давлений. На фиг. 4, а, б приведены типичные осциллограммы давления, записанные в первой серии экспериментов на расстоянии 30 мм от фокуса луча ОКГ.

Как видно из осциллограммы на фиг. 4, а (метки времени 10 кгц), импульс давления, вызванный излучением ОКГ, создает в жидкости серию волн сжатия, соответствующих как моменту начала образования каверны, так и моментам захлопывания кавитационной полости при ее последующих пульсациях. Первая волна сжатия характеризуется ударным нарастанием давления, последующие импульсы имеют, как правило, плавное нарастание давления.

Ударные волны и серии волн сжатия, образующихся при пульсациях газовой сферы, наблюдаются и при подводных взрывах сосредоточенных зарядов ВВ. Однако характер изменения давления за фронтом ударной волны в исследуемом случае существенно иной, чем в ударной волне подводного взрыва заряда ВВ.



Осциллограмма, представленная на фиг. 4, б, где эпюра давления первого импульса записана с большим разрешением по времени (метки времени 400  $\mu\text{с}$ ), показывает, что сразу же за первым импульсом давления следует группа интенсивных волн сжатия, появление которых не наблюдается при подводных взрывах ВВ. Незначительное расслоение волны сжатия в описываемых экспериментах зафиксировано и для импульсов давления, соответствующих пульсациям кавитационной полости.



Фиг. 4

Образование столь сложного поля давления можно объяснить несферичностью гидродинамического потока в окрестности фокального пятна в начальный период развития каверны и неодновременностью возникновения возмущающих центров в области фокального пятна.

Действительно, фоторегистрограмма, приведенная на фиг. 3, где распространение возмущений отчетливо зафиксировано с помощью теневой съемки, показывает, что начальное возмущение, соответствующее головной ударной волне, распространяется со скоростью, близкой к скорости звука. Но начальный наклон следов последующих возмущений соответствует скорости, превышающей скорость звука в воде в 2-3 раза. Это объясняется именно тем, что видимые на фоторегистрограмме возмущения излучаются точками, находящимися на оптической оси луча ОКГ, но вне плоскости щели фоторегистра. Поэтому возмущения, имеющие скорости, близкие к звуковой, и пересекающие плоскость щели под углом, оставляют на пленке шлейф, наклон которого соответствует повышенной скорости его распространения.

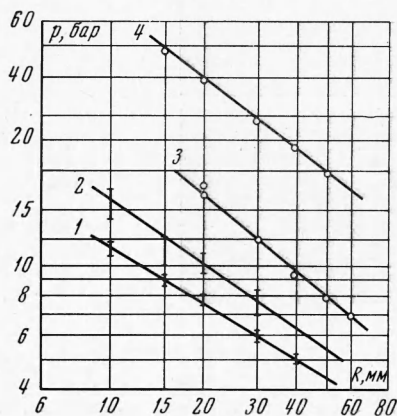
Таким образом, становится очевидным, что образование группы волн сжатия, следующих непосредственно за головной ударной волной, обязано своим появлением несферическому характеру развития центральной каверны при фокусировке излучения ОКГ в воду и независимому формированию и пульсациям отдельных парогазовых пузырьков вблизи центральной каверны на оптической оси луча ОКГ. Выводы, полученные при осциллографических измерениях, соответствуют выводам, полученным при оптических наблюдениях над гидродинамическими процессами в области фокального пятна.

Замечено, что при фокусировке излучения в дистиллированную воду общий качественный характер развития гидродинамических процессов сохраняется, но количество и интенсивность высокочастотных импульсов сжатия, сопровождающих первое возмущение, сокращается.

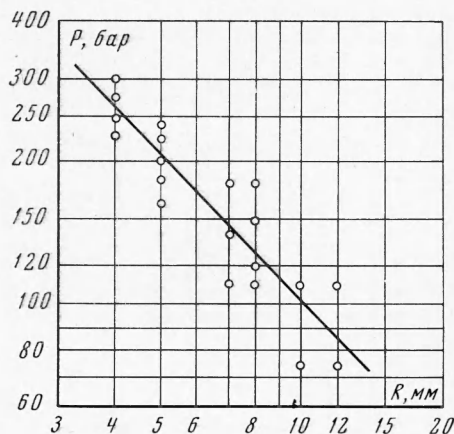
На фиг. 5 в логарифмической шкале приведены результаты обработки экспериментальных данных для  $E = 0.5 \text{ Дж}$ . Линии 1 и 2 получены измерением давлений вдоль линий под углом 45 и 90° к оси излучения соответственно. Линии 1 и 2 дают амплитуды давления на фронте ударной волны  $p$  от расстояния фокального пятна  $R$ , снятые при выполнении первой серии экспериментов. Линии 4 и 3 представляют собой зависимость  $p$  от расстояния до точки фокуса, снятые при выполнении второй серии экспери-

ментов при  $E = 1.5$  дж по направлению, нормальному оси излучения, и вдоль ее соответственно. Сравнение линий 3 и 4 показывает, что волны, распространяющиеся по нормали к оси излучения, превышают по амплитуде более чем в 2 раза волны, распространяющиеся вдоль оптической оси, при одной и той же энергии излучения.

Из осциллографических измерений следует, что длительность головного импульса давления в случае измерений вдоль нормали к оси излучения короче длительности волны, записанной датчиком вдоль оси излучения примерно вдвое. Отсюда можно заключить, что импульсы головных ударных волн на одном и том же расстоянии от фокуса близки независимо от направления распространения волны.



Фиг. 5



Фиг. 6

Существенной особенностью головной ударной волны является то, что длительность ее составляет всего 2—3 мксек. Отсюда становится очевидным, что разрешающая способность пьезодатчиков давления, использовавшихся в данном исследовании, оказывается недостаточной для правильной регистрации амплитуды на фронте ударной волны.

Поэтому приведенные на фиг. 5 данные занижены. Обычно используемая в подобных случаях корректировка осциллограмм методом экстраполяции амплитуды импульса [5] здесь будет неприемлема ввиду того, что ударные волны имеют чрезмерно крутой спад давления за фронтом.

В качестве иллюстрации к сказанному выше могут служить результаты специальной серии экспериментов по определению давления на фронте ударной волны методом откола [2].

Известно, что начальная скорость  $U$  подъема поверхностных слоев воды в случае нормального падения ударной волны на свободную поверхность в акустическом приближении определяется следующей зависимостью:

$$U = \frac{2P}{\rho c} \quad (3.1)$$

где  $\rho c$  — акустическое сопротивление воды.

На фиг. 6 приведены экспериментальные данные зависимости давления  $p$  от расстояния для ближней зоны пробоя при  $E = 0.5$  дж, рассчитанные по скорости «откола» жидкости согласно формуле (3.1); при этом использованы измерения начальной скорости подъема купола воды непосредственно над фокальным пятном. На фиг. 2, б представлен пример кинограммы процесса. Однако следует заметить, что условия образования откольной зоны в рассматриваемом случае микровзрыва имеют ряд специфических особенностей. К их числу относятся кратковременность действия фазы сжатия в ударной волне и большая кривизна фронта ударной волны в момент выхода ее на свободную поверхность. Эти особенности не позволяют при существующей степени изученности проблемы откола в жидкости принять приводимые данные в качестве абсолютно точных.

Характер зависимостей на фиг. 5, 6 позволяет предположить, что распространение ударной волны, образующейся при фокусировке моноимпульсного излучения ОКГ в воду, подчиняется принципу энергетического подобия, хорошо выполняющемуся в случае подводного взрыва ВВ [2]. Действительно, эти зависимости в логарифмических координатах представляют собой прямые линии, поэтому их можно аппроксимировать следующим выражением:

$$P = A (E^{1/3} / R)^\alpha \quad (3.2)$$

Здесь  $E$  — энергия излучения ОКГ,  $R$  — расстояние от точки измерения до фокуса,  $A$ ,  $\alpha$  — эмпирические коэффициенты.

Однако обработка данных показала, что если значение коэффициента  $\alpha$  меняется в разных сериях экспериментов от 0.65 до 0.82, т. е. всего на 20%, что можно было бы объяснить указанными выше погрешностями измерения давлений, то значение коэффициента  $A$  меняется в 3-4 раза, что нельзя объяснить систематической методической недоработкой. Поэтому установить обобщенную зависимость вида (3.2) на основании описываемых экспериментальных данных не представляется возможным, тем более, что амплитуда давления на фронте ударной волны зависит от направления ее распространения относительно оси излучения. Причиной этого может служить следующее обстоятельство.

Начальная интенсивность ударной волны при подводном взрыве ВВ зависит лишь от параметров детонационной волны при выходе ее на границу раздела ВВ-вода, но не от общего количества ВВ. Зависимость же давления на фронте ударной волны от энергии взрыва отражает процесс наложения волны разрежения, определяемой термодинамическим состоянием определенного количества продуктов детонации, содержащихся в полости, на головную ударную волну.

При фокусировке моноимпульсного излучения ОКГ в воду начальное давление в фокусе определяется энергией и мощностью излучения, а это, в свою очередь, приводит к зависимости давления на фронте головной волны сжатия в начальной стадии ее развития и, следовательно, коэффициента  $A$  от энергии излучения. Отсюда становится очевидным, что попытка оценивать давление в фокусе луча ОКГ, исходя из данных по давлению на фронте ударной волны, используя существующие гидродинамические закономерности, справедливые в физике подводного взрыва, может дать сомнительные результаты.

Наиболее достоверную оценку начального давления в центре фокального пятна, по-видимому, пока можно получить, используя электродинамические характеристики явления. Избыточное электрострикционное давление описывается формулой [6]

$$P = \frac{E^2}{8\pi} \rho \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_S \quad (3.3)$$

Здесь  $E$  — напряженность электрической компоненты электромагнитного излучения,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды,  $\rho$  — плотность среды. Напряженность электрического поля [7]

$$E = 1.1 \cdot 10^4 \frac{\sqrt{W}}{a} \quad (a = \beta f) \quad (3.4)$$

Здесь  $W$  — мощность излучения ОКГ,  $a$  — радиус фокального пятна, определяемый расходимостью луча  $\beta$  и фокусным расстоянием системы  $f$ .

Полагая, что  $\rho (\partial \epsilon / \partial \rho)_S$  есть величина постоянная и равная для воды 0.9 [8], и используя (3.3), (3.4), получим, что давление, возникающее в фокусе луча используемого ОКГ, достигает  $10^5$ — $10^6$  бар.

Полученные в работе экспериментальные данные позволяют сделать оценку энергии сжатия среды в ударной волне. Такая оценка не противоречит указанному выше несоответствию явления принципу энергетического подобия, принятому в физике подводного взрыва. Если принять за время действия фазы сжатия ударной волны  $\tau$  длительность существования первой группы волн сжатия, то энергию ударной волны легко подсчитать по формуле [2]

$$E_p = \frac{4\pi R^2}{\rho c} \int_0^\tau P^2(t) dt \quad (3.5)$$



Здесь  $R$  — расстояние от центра взрыва до точки измерения,  $P(t)$  — давление в ударной волне в зависимости от времени,  $\rho c$  — акустическое сопротивление воды.

Из расчета по данным пьезоэлектрических измерений следует, что величина  $E_p$  оказывается равной 0.015 дж для технической воды (первая серия экспериментов), что составляет  $\sim 3\%$  полной энергии излучения, и 0.045 дж для дистиллированной воды (вторая серия экспериментов). Такое значение энергии  $E_p$  также соответствует  $\sim 3\%$  полной энергии излучения. Следует считать, что полученные значения  $E_p$  определены по нижнему пределу, так как пиковое давление занижено.

Кроме того, при расчетах не всегда удавалось учесть энергию высокочастотных импульсов давления, формируемых отдельными парогазовыми пузырьками, следующих непосредственно за первой группой волн. Если при подсчете энергии  $E_p$  принять в качестве давления величину, измеренную методом откола, то коэффициент преобразования энергии излучения в энергию сжатия в ударной волне увеличивается и в ряде случаев достигает 20%.

**4. Светогидродинамический коэффициент.** В случае подводного взрыва сосредоточенного заряда ВВ энергия заряда трансформируется в два вида механического движения среды: в энергию радиального движения жидкости  $E_r$  и в энергию, уносимую ударной волной  $E_p'$ . Показано, что при подводном взрыве тротила эти два вида энергии оказываются близкими по абсолютной величине и составляют  $E_r = 0.47Q$  и  $E_p' = 0.53Q$ , где  $Q$  — энергия заряда ВВ. Как следует из экспериментов, выполнявшихся в ходе исследования, доля энергии излучения ОКГ, перешедшая в энергию радиального движения среды, составляет  $\sim 4\%$ , а доля энергии сжатия ударной волны, измеренная в этих же опытах, не менее 3%. Отсюда следует, что значение светогидродинамического коэффициента, т. е. доля полной энергии излучения, перешедшей в энергию механического движения среды, составляет не менее 7%. Заметим, что в рассматриваемом случае  $E_p$  и  $E_r$  оказываются величинами одного порядка.

Существенное повышение величины светогидродинамического коэффициента в случае фокусировки излучения ОКГ в воду, как показывают проведенные эксперименты, может быть достигнуто, если луч фокусируется на острие иглы или на фольгу, помещенную в воду. При этом, как правило, размеры кавитационной полости при той же энергии излучения оказываются больше, и она приобретает более правильную сферически симметричную форму. Расчет по формуле (2.1) показывает, что доля энергии радиального движения жидкости  $E_r$  при фокусировке излучения на фольгу повышается до 8—10%.

В заключение авторы благодарят Р. И. Солоухина за проявленный интерес к работе и ряд ценных рекомендаций.

Поступила 18 IV 1969

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нестерихин Ю. Е., Солоухин Р. И. Методы скоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М., «Наука», 1967, стр. 159.
2. Коул Р. Подводные взрывы. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
3. Власов О. Е. Основы теории действия взрыва. М., Изд-во ВИА, 1957, стр. 176.
4. Баженова Т. В., Солоухин Р. И. Поле давлений, возникающее в воде при электрическом разряде. Сб. «Физическая газодинамика», М., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 135.
5. Синани И. Б. Устранение некоторых искажений при регистрации ударных волн в воде. ПМТФ, 1960, № 2.
6. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., «Наука», 1966, стр. 163.
7. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. Усп. физ. н., 1965, № 87, вып. 1.
8. Фабелинский И. Л. Молекулярное рассеяние света. М., «Наука», 1965, стр. 213.