

В заключение отметим, что полученные численные решения позволяют сделать вывод о приемлемости предложенной модели течения к расчетам тепломассообменных процессов в пучках движущихся волокон с газовыделением. Асимптотическое поведение решений при  $\alpha \rightarrow 0$  и их переход в известные апробированные зависимости могут служить качественной оценкой достоверности найденных результатов. Получение количественных оценок точности предлагаемой методики пока крайне затруднительно в связи с отсутствием экспериментальных исследований. Несмотря на это, существенное влияние газовой выделения на распределение основных параметров, особенно при тепломассообмене в открытой среде, определяет актуальность дальнейшего теоретического изучения таких процессов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Зябцки́й А. Теоретические основы формирования волокон.— М.: Химия, 1979.
2. Елисеев В. И., Со́вит Ю. П. Сопряженный теплообмен в открытых продольно движущихся пучках тонких стержней // ИФЖ.— 1988.— Т. 56, № 6.— Деп. в ВИНТИ 23.12.88, № 8945—В88.
3. Елисеев В. И., Со́вит Ю. П. Свободно-конвективный теплообмен в открытой системе вертикальных стержней // ПМТФ.— 1990.— № 5.
4. Lundgren T. S. Slow flow through stationary random beds and suspension of spheres // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 51, pt 2.
5. Рудобашта С. П., Тепляков Ю. А. Расчет коэффициентов извилистости и фактора формы пор при диффузии в неоднородно-пористых материалах // Пром. теплотехника.— 1987.— Т. 9, № 1.
6. Хансель Д., Бреннер Г. Гидродинамика при малых числах Рейнольдса.— М.: Мир, 1976.
7. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой.— М.: Физматгиз, 1962.
8. Шленский О. Ф., Вайнштейн Э. Ф., Мясникова Н. И. Математическая модель процесса терморазрушения полимерных материалов при интенсивных тепловых воздействиях // ИФЖ.— 1987.— Т. 53, № 5.
9. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена.— М.: Наука, 1984.
10. Лыков А. В. Теория сушки.— М.: Энергия, 1968.

г. Днепропетровск

Поступила 14/VI 1991 г.,  
в окончательном варианте — 16/X 1991 г.

УДК 532.528

*Р. М. Аксенов, А. А. Зверев, О. В. Коваленко,  
В. К. Сироткин, Е. В. Сумин*

#### ДИНАМИЧЕСКОЕ РАЗРУШЕНИЕ И РАЗЛЕТ ЖИДКОГО ОБЪЕМА

Процесс диспергирования (разрушения) жидкого объема и образования облака капельно-воздушной смеси при взрыве можно разделить на следующие стадии. Первая — распространение взрывной волны, возникающей при детонации заряда, — определяет, по существу, взрыв в безграничной жидкости, который теоретически и экспериментально изучался в [1—5].

Когда распространяющаяся по жидкости ударная волна (УВ) достигает свободной поверхности, наступает следующая стадия процесса. Отражение от свободной поверхности приводит к формированию волны разрежения, за фронтом которой возникают растягивающие напряжения, приводящие к интенсивному развитию парогазовых пузырьков — явлению кавитации [3, 6—8]. Решение задачи о пузырьковой кавитации рассматривалось в [9—14]. Особое место занимают работы [15—18], в которых экспериментально изучалось взрывное нагружение цилиндрического жидкого слоя. Установлено, что в зависимости от величины удельного энерговыделения в жидкости могут реализовываться кавитационный ме-

© Р. М. Аксенов, А. А. Зверев, О. В. Коваленко, В. К. Сироткин, Е. В. Сумин, 1992

ханизм разрушения или развитие гидродинамических возмущений (типа рэлей-тейлоровской) на внешней и внутренней поверхностях жидкого объема. Возможен также экспериментально наблюдавшийся в [3, 19] откольный тип разрушения. Вторая стадия заканчивается, когда объемная концентрация пузырьков в жидкости достигает критического значения, при котором происходит процесс инверсии: пузырьковая жидкость переходит в капельное состояние.

Третья стадия начинается с образования капельно-паровой смеси, которая при движении продувается встречным потоком окружающего воздуха на внешней границе и продуктами детонации (ПД) на внутренней. Разлету первоначально имеющихся мелкодисперсных частиц или капель под действием взрыва и оценке размера образующегося облака капельно-воздушной смеси посвящены работы [20, 21].

В настоящей работе изучается задача о взрывном диспергировании жидкого объема с последующим разлетом образующегося облака капельно-воздушной смеси [22]. Изучаются сферическая и цилиндрическая геометрии задачи, в рамках которой предложена приближенная численная модель, учитывающая последовательные стадии диспергирования и разлета исходного жидкого объема при детонации заряда ВВ. Задача рассматривается для крупномасштабных явлений, когда время релаксации растягивающих напряжений в волне разрежения мало по сравнению с характерным гидродинамическим временем.

1. Исследуем заряд химического конденсированного ВВ с начальной плотностью  $\rho_{ВВ}$  и радиусом  $R_{0з}$ , окруженный жидким слоем с радиусом  $R_{0ж}$ . Начальное давление жидкости  $p_{01}$ , плотность  $\rho_{01}$ . Снаружи жидкость окружена бесконечным воздухом с начальным давлением  $p_{02}$  и плотностью  $\rho_{02}$ . В сферическом случае считается, что в начальный момент времени  $t = 0$  в объеме  $v_n = \frac{4}{3} \pi R_{0з}^3$  мгновенно выделяется энергия  $W$ , при этом начальное давление  $p_n$  ПД находится по формуле [5]

$$(1.1) \quad p_n = \frac{1}{8} \rho_{ВВ} D^2$$

( $D$  — скорость детонационной волны). Для цилиндрического случая рассуждения аналогичны, однако определяется начальная энергия  $W/H$  ( $H$  — длина цилиндрического ВВ и жидкого слоя), т. е. расчеты проводятся для жидкого кольца.

Взрыв конденсированного ВВ в жидком слое, окруженном бесконечным воздухом, описывается системой одномерных нестационарных уравнений гидродинамики, которые в лагранжевых переменных записываются следующим образом [23, 24]:

$$(1.2) \quad \frac{\partial r}{\partial t} = u;$$

$$(1.3) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{n-1} \frac{\partial p}{\partial r_0};$$

$$(1.4) \quad V = V_0 \left( \frac{r}{r_0} \right)^{n-1} \frac{\partial r}{\partial r_0};$$

$$(1.5) \quad \frac{\partial e}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t}.$$

Здесь  $n = 2, 3$  определяет соответственно цилиндрическую и сферическую геометрии;  $r$  — эйлерова координата;  $r_0$  — лагранжева координата;  $V = 1/\rho$  — удельный объем;  $p$  — давление;  $\rho$  — плотность;  $u$  — массовая скорость;  $e$  — удельная внутренняя энергия на единицу массы;  $t$  — время. Подчеркнем, что уравнения (1.2)—(1.4) вместе с нижеприведенным уравнением состояния (1.6) служат для определения динамических характеристик взрыва, а (1.5) — энергетических характеристик взрывного процесса.

После взрыва по жидкому объему распространяется УВ (сферическая или цилиндрическая), которая с течением времени будет затухать из-за диссипации на фронте и из-за геометрического расхождения. Согласно приводимым в [5, 25] оценкам, УВ, распространяющаяся по жидкости, практически с самого начала взрывного процесса слабая, т. е. по своим свойствам не слишком отличается от акустической волны. На фронте этой волны изменение энтропии мало, сжатие жидкости также незначительно. Указанные рассуждения оправдывают использование в качестве уравнения состояния жидкости уравнение Тэта [5]

$$(1.6) \quad p = \frac{\rho_{01} c_{ж}^2}{\gamma_{ж}} \left[ \left( \frac{\rho_1}{\rho_{01}} \right)^{\gamma_{ж}} - 1 \right]$$

( $c_{ж}$ ,  $\gamma_{ж}$  — скорость звука и показатель адиабаты жидкости). Будем полагать, что кавитация начинается при  $p = 0$ . В (1.6) введем единичную функцию, учитывающую явление кавитации:

$$p = \frac{\rho_{01} c_{ж}^2}{\gamma_{ж}} \left[ \left( \frac{\rho_1}{\rho_{01}} \right)^{\gamma_{ж}} - 1 \right] \theta(\rho_1 - \rho_{01}).$$

Отметим, что уравнение (1.6) соответствует предельному случаю, когда растягивающие напряжения в жидкости мгновенно релаксируют до нулевого значения. Указанное приближение справедливо, когда характерное время релаксации напряжений в жидкости  $t_p$  (согласно [9],  $t_p \sim 10^{-7}$  с) существенно меньше характерного гидродинамического времени  $t_T \sim L/c_{ж}$  ( $L$  — характерный размер жидкого слоя).

Продукты детонации и воздух, окружающий жидкий объем, будем считать идеальным газом. Уравнение состояния ПД:

$$p = p_H (R_{03}/R_3)^{3\gamma_{ПД}}.$$

Здесь показатель адиабаты ПД  $\gamma_{ПД} = \gamma_1 = 3$  для  $p > p_K$  и  $\gamma_{ПД} = \gamma_2 = 1,4$  для  $p < p_K$ ;  $p_K$  — давление, при котором сопрягаются оба участка двухзвенной адиабаты. Это давление по аналогии с [2] определяется из соотношения

$$p_K = p_H \left\{ \frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_1 - \gamma_2} \left[ \frac{(\gamma_1 - 1)W}{p_H^{\nu_H}} - 1 \right] \right\}^{3/2}.$$

Уравнение состояния воздуха имеет вид  $p = p_{02} (\rho_2/\rho_{02})^{\gamma_T}$  ( $\gamma_T$  — показатель адиабаты воздуха).

Приведенные выше уравнения состояния и уравнение движения пузырьковой жидкости отвечают равновесной схеме двух фаз [26]:  $T_1 = T_2 = T(p)$ ,  $p_1 = p_2$ ,  $u_1 = u_2$  (индексы 1 и 2 относятся соответственно к жидкости и пузырькам,  $T$  — температура). Движение равновесной смеси описывается в этом случае системой уравнений однофазной сплошной среды (жидкости) с уравнениями состояния, определяемыми свойствами фаз. Если полагать, что у рассматриваемой жидкости с высокой температурой кипения давление насыщенных паров много меньше фонового, то равновесная схема вырождается в схему с  $p = 0$  в зоне кавитации.

2. Механизм кавитационного разрушения пузырьковой жидкости в капельную структуру (инверсия) носит статистико-топологический характер. Предполагается, что из-за хаотичности пространственного распределения пузырьков имеются области их сгущения, в которых локальная объемная концентрация достаточна для их объединения. Это объединение пузырьков (кластеризация) происходит как разрыв вдоль некоторых поверхностей, которые, пересекаясь между собой, приводят к формированию капельной структуры.

В соответствии с [9] в исходной жидкости начальная концентрация зародышей кавитации составляет  $10^9 \div 10^{12} \text{ м}^{-3}$ , объемное содержание дисперсной фазы  $\alpha_2 \sim 10^{-11} \div 10^{-4}$  и средний радиус зародышей  $10^{-8} \div 10^{-7} \text{ м}$ . Предполагаем, что распределение начальных зародышей пу-

зырьков по размеру в жидкости носит экспоненциальный характер

$$dn = (N_0/r_1) \exp(-r/r_1) dr$$

( $N_0$  — концентрация растущих зародышей пузырьков в единице объема,  $r_1 = 10^{-8}$  м — первоначальный размер зародыша пузырька в жидкости). Интегрирование предыдущего выражения дает число вовлеченных в активный рост пузырьков

$$(2.1) \quad n = N_0 \exp(-r_*/r_1) = N_0 \exp(-\sigma/(|p_0|r_1)),$$

где учитывается тот факт, что при данном растягивающем напряжении  $|p_0|$  необратимо растут пузырьки размеров, больших, чем пороговый  $r_0 \sim \sigma/|p_0|$  ( $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости). Данное выражение для порога кавитации вытекает из анализа равновесия одиночного пузырька в окружающей жидкости с помощью уравнения Рэлея — Лэмба.

Рассматривая процесс релаксации растягивающих напряжений за счет роста дисперсной фазы, нетрудно получить оценку для амплитуды растягивающих напряжений как произведения градиента давления в волне разрежения, скорости звука в жидкости и характерного времени релаксации растягивающих напряжений:

$$(2.2) \quad |p_0| = \frac{p_m}{L_p} c_{жт} \simeq 1,6n^{-1/3} \left( \frac{|p_0|}{\rho_{01}c_{ж}^2} \right)^{-1/6} \frac{p_m}{L_p}.$$

Здесь  $L_p$  — ширина фронта волны разрежения;  $p_m$  — амплитуда падающей УВ;  $n$  — количество иницированных пузырьков в единице объема. Совокупность уравнений (2.1), (2.2) позволяет оценить количественную плотность пузырьков  $n$  в зависимости от расстояния до центра взрыва.

Средний размер капель  $d$ , образующихся при кавитационном разрушении пузырьковой жидкости, определяется плотностью растущих пузырьков  $n$ . Из статистико-топологических соображений вытекает, что  $d = An^{-1/3}$ . Как показывают исследования стадии каплеобразования с учетом объединения растущих пузырьков в кластеры, проведенные в [27], коэффициент пропорциональности  $A$  порядка 1. В рамках такого подхода возможность управления дисперсным составом капельной смеси состоит в изменении числа растущих пузырьков за счет изменения распределения начальных зародышей кавитации в жидкости (2.1).

Вводя обозначения  $X = (N_0/n)^{1/3} = d/d_0$  при  $d_0 \simeq N_0^{-1/3}$ , для обычных жидкостей получим трансцендентное уравнение

$$X^{6/7} \ln X = \alpha^{6/7},$$

где  $\alpha$  зависит от параметров падающей волны и свойств жидкости:

$$\alpha = \left( \frac{\sigma}{3r_1\rho_{01}c_{ж}^2} \right)^{7/6} \frac{L_p\rho_{01}c_{ж}^2}{p_m d_0}.$$

3. Анализ генерации рэлей-тейлоровской неустойчивости на границе ПД — жидкость и разрушение жидкости благодаря этой неустойчивости сводятся к решению задачи о движении симметричного жидкого слоя с учетом уноса массы жидкости с его поверхности за счет нарастания и отрыва возмущенных жидких микрослоев.

Рассмотрим ускоренное движение слоя жидкости под действием газобразных ПД. Согласно [26], амплитуда гармонических возмущений межфазной границы  $\delta$  нарастает со временем по закону  $\delta = \delta_0 \exp(I t)$ , где

$$(3.1) \quad I = \left[ \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} a \frac{2\pi}{b} - \frac{\sigma}{\rho_1 + \rho_2} \frac{8\pi^3}{b^3} \right]^{1/2}$$

( $a$  — ускорение, с которым движется слой,  $b$  — длина волны возмущения). В уравнении (3.1) в квадратной скобке опущен член, отвечающий дест а-

билизирующему влиянию взаимного тангенциального движения жидкости и газа. При определении знака первого слагаемого в (3.1) следует учитывать, что  $a > 0$ , если ускорение направлено от газа к жидкости. Значит, в нашем случае ускорение движения слоя является дестабилизирующим фактором на внутренней поверхности его границы, здесь соответствующее слагаемое в выражении (3.1) для инкремента положительно. Неустойчивость Рэлея — Тейлора межфазной границы реализуется при выполнении условий  $I > 0$  и  $b < 2r$  ( $r$  — характерный радиус слоя), что дает при  $\rho_1 \gg \rho_2$  критерий разрушения слоя:  $Bo = 4r^2\rho_1 a/\sigma > Bo_* \sim \sim 4\pi^2(Bo - \text{число Бонда})$ . Полагаем, что отслоение возмущенного микрослоя происходит в момент  $t_*$ , когда амплитуда возмущения равна половине длины волны. Это не противоречит допущению, сделанному в [26], где считается, что размер отрывающейся капли (или амплитуда возмущения) порядка длины волны. Последнее условие позволяет определить длину волны  $\delta_*$ , отвечающую наиболее быстро нарастающим возмущениям:

$$b_* \approx r \sqrt{12 Bo_*/Bo}.$$

При этом минимальное время разрушения, или отслоение одного микрослоя жидкости, запишем как

$$(3.2) \quad t_* = t(b_*) \approx \ln \left( \frac{b_*}{2\delta_0} \right) \left( \frac{\rho_1 r^3}{\sigma} \right)^{1/2} \left( \frac{Bo_*}{Bo} \right)^{3/4}.$$

Считая логарифм в (3.2) равным единице и учитывая тот факт, что ускорение жидкого слоя под действием давления газов  $p$  имеет вид  $a = p/(\rho_1 \Delta)$  ( $\Delta(i)$  — толщина слоя), получим, что время отслоения возмущенного микрослоя жидкости не зависит явно от радиуса  $r$ :

$$(3.3) \quad t_* = \pi^{3/2} \sigma \left( \frac{\rho_1 \Delta^3}{p^3} \right)^{1/4}.$$

Движение жидкого слоя с учетом массопотерь с его поверхности описывается уравнением

$$(3.4) \quad n(p(t) - p_2) R_3^{n-1} = \rho_1 (R_k^n - R_3^n) \ddot{R}_3 + \dot{R}_3 \dot{m},$$

где  $p(t) = p_n (R_{03}/R_3)^{n\gamma_{ПД}}$ ;  $m$  — масса единицы длины жидкого слоя; точки означают дифференцирование функций по времени. Скорость массопотерь  $\dot{m}$  связана с плотностью потока жидкости с поверхности слоя  $w$  соотношением  $\dot{m} = -2\pi R_3 w$  ( $w = (1/2)\rho_1 \langle u \rangle$ ). Величина скорости движения возмущенной поверхности жидкости изменяется от нуля в момент зарождения возмущений до  $u_* \approx I(\delta_*) \delta_*$  в момент отрыва возмущений. Средняя скорость поверхности  $\langle u \rangle = I(b_*) b_* (e + 1)/(2e)$ , при этом считается, что амплитуда возмущений к моменту отрыва увеличивается в  $e$  раз.

4. При оценке максимального размера облака не учитывается влияние ПД на разлет капельной смеси, а также дополнительное дробление летящих капель при продувании встречным потоком окружающего воздуха. Предполагается, что в момент времени, соответствующий остановке фронта инверсии в лагранжевой системе координат, имеется перепад давлений внутри и снаружи облака и начинается интенсивное просачивание окружающего воздуха, скорость которого постепенно выходит на постоянное значение. Область, охваченная просачиванием, медленно (логарифмически) расширяется со временем. Будем пренебрегать логарифмическим изменением со временем глубины просачивания; в этом приближении граница получается непроницаемой для газа, происходит лишь «сминание» разлетающегося облака со стороны границы, а само облако действует на окружающий воздух как сферический поршень. Предполагая отсутствие просачивания через границу облака, получим формулу для

перепада давлений

$$(4.1) \quad \Delta p = \rho_1 u_1^2$$

( $u_1$  — скорость фронта просачивания относительно первоначально неподвижных капель). Этот перепад давлений внутри облака представляет собой давление на границе облака, поскольку внутри облака перед фронтом просачивания давление равно нулю. С другой стороны, давление на границе облака складывается из внешнего (атмосферного) и динамического напора тормозящего воздуха. Для сферического поршня в несжимаемой жидкости можно записать выражение для динамического напора

$$(4.2) \quad \Delta p = p_2 + \rho_2 \dot{R}^2,$$

в которое не входит ускорение границы и которое хорошо согласуется с результатами [28] для сферического поршня в сжимаемом газе ( $R$  — радиус границы облака). Приравнявая граничные давления (4.1) и (4.2) внутри и снаружи облака, а также учитывая симметрию задачи  $\rho_1 \sim R^{-n}$ , получим дифференциальное уравнение для границы облака в безразмерном виде

$$(1 - \dot{y})^2 Q_0 y^{-n} = \varepsilon + \dot{y}^2,$$

где  $Q_0 = \rho_1(t=0)/\rho_2$ ;  $y = R/R_{0k}$ ;  $\tau = t/t_0 = u_0 t/R_{0k}$ ;  $M = u_0/c_r$ ;  $\varepsilon = p_2/(\rho_2 u_0^2) = 1/(\gamma_r M^2)$ ;  $u_0$  — массовая скорость слоя воздуха, прилегающего к свободной поверхности жидкости в момент остановки фронта инверсии;  $c_r$  — скорость звука в невозмущенном воздухе. Если выразить в явном виде скорость границы облака, то нетрудно заметить, что она обращается в нуль при выполнении условия  $\varepsilon y^n Q_0^{-1} = 1$ , это сразу дает максимальный радиус разлета облака  $R_m$ :

$$(4.3) \quad \frac{R_m}{R_c} = \left( \frac{\rho_1^0 \alpha_1}{\rho_2^0} \gamma_r \left( \frac{u_0}{c_r} \right)^2 \right)^{1/n}.$$

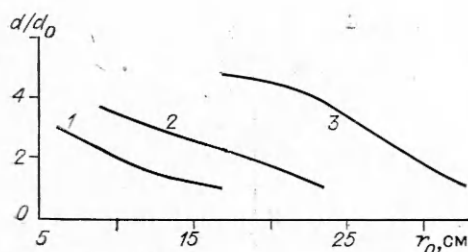
Здесь  $\rho_1^0, \rho_2^0$  — истинные плотности жидкой и газовой фаз;  $\alpha_1$  — объемное содержание жидкой фазы, соответствующее инверсии;  $R_c$  — радиус границы жидкость — воздух в тот момент, когда фронт инверсии останавливается. Более аккуратные оценки, учитывающие скоростную неравновесность фаз и рэлей-тейлоровскую неустойчивость на внешней границе жидкого слоя, приводят к некоторым поправочным коэффициентам в последней формуле [29].

5. Решение задачи о взрыве в жидком слое, окруженном воздухом, разбивается по пространству на три области: ПД, жидкость, воздух. Полная система уравнений, описывающих гидродинамику и кавитационное разрушение (пп. 1, 2), заменялась системой уравнений в конечных разностях в форме, аналогичной [30], имеющей второй порядок точности по времени и координате. При сквозном счете для размазывания гидродинамических разрывов вводилось искусственное линейно-квадратичное вязкостное давление. Точность счета контролировалась по закону сохранения полной энергии системы. При расчете поверхностных массопотерь жидкости на внутренней границе жидкого слоя за счет развития рэлей-тейлоровской неустойчивости в качестве начальных условий берутся значения внутренней  $R_3$ , внешней  $R_k$  границ жидкого слоя и давление ПД на момент остановки фронта инверсии. Последовательно, на каждом шаге по времени, рассчитываются время развития возмущения (3.3), скорость отрыва возмущенного слоя жидкости и унос массы с поверхности (3.4). Уравнение (3.4) представляется в виде системы двух уравнений первого порядка и решается методом Рунге — Кутты четвертого порядка точности. Конечный размер облака капельно-воздушной смеси определяется по формуле (4.3), в которую подставляются рассчитываемые динамические параметры жидкого слоя в момент остановки фронта инверсии. Расчеты проводились при  $\rho_{вв} = 1,65 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $D = 7600$  м/с,

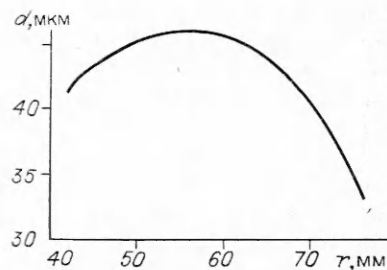
$p_{01} = p_{02} = 100$  кПа,  $\rho_{02} = 1,18$  кг/м<sup>3</sup>,  $\gamma_r = 1,4$ ,  $d_0 = 100$  мкм,  $\gamma_{ж} = 7$ , для воды:  $\rho_{01} = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{ж} = 1600$  м/с,  $\sigma = 0,073$  Н/м; для глицерина:  $\rho_{01} = 1,26 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_{ж} = 1900$  м/с,  $\sigma = 0,066$  Н/м. Для сферической симметрии в качестве основных размеров жидкого слоя брали  $R_{03} = 5,1$  см,  $R_{0h} = 16,7$  см, для цилиндрической симметрии  $R_{03} = 0,4$  см,  $R_{0h} = 2$  см. Условно полагается, что моменту инверсии соответствует средняя объемная концентрация пузырьков, равная 50 %. В данном случае для инверсии, понимаемой как структурный переход от пузырьковой жидкости к капельно-паровой смеси, не требуется дополнительный подвод энергии, так как в этот момент полная поверхность межфазной границы жидкого объема не меняется (т. е. происходит обращение фаз). В действительности объемное содержание пузырьков в момент инверсии может превышать 50 % [18], что, однако, не влияет на результаты расчетов, поскольку задолго до момента инверсии жидкость переходит в состояние свободного разлета. Отметим, что предлагаемые ниже результаты расчетов (если не оговаривается дополнительно) приведены для воды.

Результаты численных расчетов показывают, что после достижения УВ свободной поверхности возникает отраженная волна разрежения, за фронтом которой формируется зона кавитации ( $p = 0$ ). При подходе волны разрежения к газовому пузырю, как и в [17], наблюдается скачок ускорения прилегающего слоя жидкости, который приводит к захлопыванию кавитационных пузырьков. Позднее от свободной поверхности жидкости (точнее, от задней границы образующейся тонкой некавитационной «корочки») начинает распространяться к газовому пузырю зона инверсии. На фронте инверсии происходит переход пузырьковой жидкости в капельно-паровое состояние. После остановки фронта инверсии в лагранжевой системе координат образуется следующая картина: ПД и капельную смесь разделяет неинверсионный слой жидкости, который позднее разрушается за счет рэлей-тейлоровской неустойчивости. На рис. 1 приводится зависимость размера капель  $d/d_0$ , образующихся при кавитационном разрушении, от лагранжевой координаты  $r_0$  при взрыве в жидком сферическом слое. Кривые 1–3 отвечают значениям  $k = R_{0h}/R_{03}$ , равным 3,3 ( $\beta = 48 \cdot 10^{-3}$ ),  $3,3\sqrt{2}$  ( $\beta = 17 \cdot 10^{-3}$ ), 6,6 ( $\beta = 6,6 \cdot 10^{-3}$ ). Указанный в скобках параметр  $\beta = m_{ВВ}/(m_{ВВ} + m_{ж})$  — коэффициент наполнения ( $m_{ж}$  — масса жидкого слоя). Из рис. 1 видно, что зависимость  $d(r)$  носит монотонный характер: размер капель возрастает при удалении от свободной поверхности жидкого слоя. Кроме того, увеличение коэффициента наполнения  $\beta$ , соответствующее уменьшению  $R_{0h}$  ( $m_{ВВ} = \text{const}$ ), приводит к более детальному диспергированию жидкого слоя: средний размер образующихся капель уменьшается.

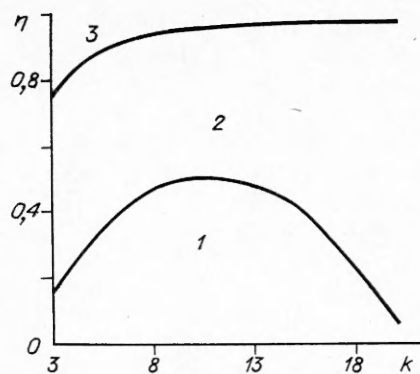
При взрыве в цилиндрическом слое жидкости основное внимание уделяется пространственной зависимости размера «рэлей-тейлоровских» капель, образующихся при рассеянии с внутренней границы жидкого слоя (рис. 2), а также массовой доле различных механизмов разрушения  $\eta$  (рис. 3, где 1 — область разрушения за счет кавитации, 2 — за счет рэлей-тейлоровской неустойчивости, 3 — жидкий слой). Как видно из



Р и с. 1



Р и с. 2



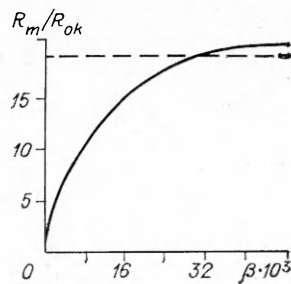
Р и с. 3

рис. 3, отношение  $k$  является параметром, определяющим процесс разрушения жидкого слоя. При  $k = 10$  достигает максимума доля массы жидкого слоя, разрушаемого благодаря кавитации. При дальнейшем росте  $k$  доминирующим становится разрушение за счет рэлей-тейлоровской неустойчивости. Подчеркнем еще раз, что остающийся жидкий слой разделяет капли, образующиеся за счет кавитационного разрушения, и «рэлей-тейлоровские» капли. Когда этот слой достигает критической толщины при  $t = t_{**} > t_*$  (порядка среднего расстояния между зародышами

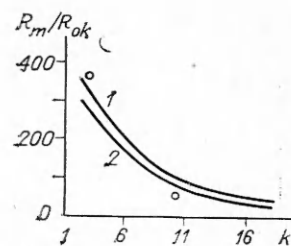
пузырьков в жидкости), он также распадается на капли.

На рис. 4 приводится зависимость максимального радиуса разлета облака  $R_m$  от коэффициента наполнения  $\beta$ . Расчеты проводились для взрыва в сферическом объеме жидкости. Горизонтальная штриховая линия определяет конечный размер облака ПД, расширяющихся при взрыве в воздухе [14]. Уменьшение  $\beta$  соответствует увеличению  $R_{0k}$ . При  $\beta \rightarrow 0$  имеется первоначальный слой жидкости бесконечной толщины, в котором возникающая при отражении от свободной поверхности волна разрежения не порождает зоны кавитации (а поэтому и области инверсии) из-за своей пренебрежимо малой амплитуды.

На рис. 5 представлена зависимость конечного размера облака капельно-воздушной смеси от  $k$  в цилиндрической геометрии (кривая 1 — вода, 2 — глицерин). Выбор жидкостей и тип геометрии в этих расчетах определялся результатами работы [15], в которой получены экспериментальные зависимости  $R(t)$  для этих жидкостей при  $k = 3$  и 10 (при каждом  $k$  кривые для воды и глицерина идут достаточно близко, поэтому можно взять одно среднее значение). Беря эти асимптотические значения  $R(t)$  (определяющие при данных временах эксперимента [15] размер облака капельно-воздушной смеси) в качестве конечных и используя принцип подобия по  $\sqrt{W}$ , подбираем такое значение удельного энерговыделения  $e_v$  [16], чтобы на рис. 5 указанные точки располагались относительно расчетных кривых оптимальным образом. Эти точки соответствуют  $e_v = 25$  Дж/г. Отметим, что в отличие от эксперимента численные расчеты дают больший конечный размер водяного облака. Эксперименты же определяют такую временную зависимость: в начале наблюдения ( $t_1 \approx 0,5 \cdot 10^{-3}$  с) водяное облако больше, чем глицериновое, затем при  $t_2 \approx 2 \cdot 10^{-3}$  с эти кривые пересекаются, и в конце наблюдения ( $t_3 \approx 5 \times 10^{-3}$  с) размер глицеринового облака больше, чем водяного. Расхождение можно объяснить следующим образом. Результаты численных расчетов показывают, что в момент остановки фронта инверсии размер водяного облака больше, чем глицеринового, что согласуется с экспериментом. Далее в расчетах используется формула (4.3), т. е. стадия разлета капельного облака не считается. Таким образом, более корректное сравнение результатов численных расчетов с экспериментами предполагает, с одной стороны, более полную информацию об экспериментах, а с другой — разлет капельного облака должен рассчитываться в рамках двухфазной двухскоростной гидродинамики (как, например, в [21]).



Р и с. 4



Р и с. 5



## ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы.— М.: ИЛ, 1950.
2. Баум Ф. А., Санасарян Н. С. Влияние гидростатического давления на параметры подводного взрыва // ФГВ.— 1965.— № 4.
3. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве.— Л.: Судостроение, 1967.
4. Подводные и подземные взрывы: Сб. пер.— М.: Мир, 1974.
5. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
6. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей.— М.: ГИТТЛ, 1951.
7. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику.— М.: Наука, 1966.
8. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации // Мощные ультразвуковые поля.— М.: Наука, 1968.
9. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ПМТФ.— 1975.— № 5.
10. Иорданский С. В. Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ.— 1960.— № 8.
11. Когарко Б. С. Ударные волны в пузырьковых смесях // Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах.— Новосибирск: ИТ СО АН СССР, 1977.
12. Кедринский В. К., Ковалев В. В., Плаксин С. И. Об одной модели пузырьковой кавитации в реальной жидкости // ПМТФ.— 1986.— № 5.
13. Омельяненко А. Ф. Динамика зоны кавитации при взаимодействии ударной волны с поверхностью жидкости // Тр. МВТУ.— 1982.— № 387.
14. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Наука, 1975.
15. Стебновский С. В. Развитие начальных возмущений внешней границы расширяющегося газожидкостного кольца // ПМТФ.— 1982.— № 5.
16. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ.— 1986.— № 1.
17. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Влияние динамики нагружения жидкого объема на механизм его разрушения // ПМТФ.— 1987.— № 5.
18. Стебновский С. В. О механизме импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ.— 1989.— № 2.
19. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва // ПМТФ.— 1987.— № 4.
20. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Численное исследование разлета облака диспергированных частиц или капель под действием взрыва // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1982.— № 1.
21. Гетц И. Г., Кедринский В. К. Динамика взрывного нагружения конечного объема жидкой двухфазной среды // ПМТФ.— 1989.— № 2.
22. Аксенов Р. М., Зверев А. А., Коваленко О. В. и др. Численное моделирование динамического диспергирования и разлета конечного объема жидкости.— М., 1990.— (Препр./ИАЭ им. И. В. Курчатова; № 5242/1).
23. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.
24. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики.— М.: Наука, 1980.
25. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
26. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Т. 1, 2.
27. Коваленко О. В., Сироткин В. К. Поведение жидкости при динамических нагрузках // Экспериментальные и теоретические исследования импульсных процессов.— М.: Энергоатомиздат, 1991.
28. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1987.
29. Аксенов Р. М., Коваленко О. В., Сироткин В. К. Образование облака аэродисперсной смеси при разлете диспергированной жидкости.— М., 1990.— (Препр./ИАЭ им. И. В. Курчатова; № 5266/1).
30. Уилкинс М. Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике.— М.: Мир, 1967.

г. Москва

Поступила 27/III 1991 г.,  
в окончательном варианте — 17/X 1991 г.