

## ОДНОМЕРНОЕ МЕТАНИЕ ЖИДКОЙ ОБОЛОЧКИ ЗАРЯДОМ ВВ

**Введение.** Рассматриваемая задача связана с проблемой кавитационного разрушения жидкости со свободной поверхностью при взрывном нагружении. Понятие кавитационного разрушения основано на фактах возникновения отколов в кавитирующих жидкостях за фронтом интенсивных волн разрежения при малоуглубленных подводных взрывах [1]. Детальный экспериментальный анализ природы кавитационных эффектов и их динамики показал, что процесс разрушения имеет свои признаки и включает ряд стадий: а) неограниченный (обязательное условие) рост ядер кавитации вплоть до «насыпной» плотности пузырьков, соответствующей объемной концентрации  $0,5 \div 0,75$ ; б) образование структур типа пены и их развал на отдельные фрагменты — отколы; в) трансформация кавитирующих отколов в капельную структуру (структуру брызгового купола на свободной поверхности [1]).

Таким образом, при взрывном нагружении реальная жидкость, содержащая микронеоднородности в качестве ядер кавитации и являющаяся для волн разрежения по сути двухфазной средой, трансформируется в процессе разрушения в газочапельное состояние. Этот процесс может быть определен как инверсия двухфазности среды и представляет собой фундаментальную проблему гидродинамики взрыва, включающую ряд самостоятельных направлений. Одно из них связано с исследованием механизма трансформации пенной структуры в капельную. Это своего рода релаксационный процесс, который подлежит детальному изучению. В [2] сделана попытка исключить его с целью построения модели и анализа разлета плотно упакованных капель и предложена модель мгновенной инверсии кавитирующей жидкости в капельную структуру.

Другое направление, рассматриваемое в настоящей работе на примере задачи о взрывном метании жидкой оболочки в одномерной постановке, связано с численным анализом параметров и структуры кавитирующей жидкости в рамках модели мгновенной релаксации давления в зоне кавитации, позволяющей рассматривать динамику зоны вплоть до высоких объемных концентраций [3].

**Постановка задачи.** Сферический заряд ВВ исходного радиуса  $r_0$  располагается в центре сферической жидкой оболочки радиуса  $r_1$ . После инициирования заряда в центре детонационная волна в момент времени  $t = 0$  выходит на контактную границу заряд — оболочка. Формирующееся при  $t > 0$  газожидкостное течение рассчитывается для широкого диапазона значений параметра  $m = r_1/r_0$  ( $m = 2 \div 10$ ).

В качестве рабочей среды рассматривается реальная жидкость, под которой понимается жидкость с естественным содержанием микронеоднородностей типа микропузырьков свободного газа [4]. Их концентрация  $\alpha_0 < 10^{-7}$ . Влияние сжимаемости газового компонента при столь малых значениях  $\alpha_0$  несущественно, поэтому распространение ударных волн (УВ) по реальной жидкости хорошо описывается однофазной моделью. С учетом этого расчет ударно-волнового течения в указанной области выполнен в приближении идеальной сжимаемой жидкости на основе [5]. Развитие кавитации в зоне разгрузки, возникающей в результате взаимодействия УВ со свободной поверхностью реальной жидкости, рассчитывается по модели мгновенной релаксации отрицательного давления в волне разгрузки [3]. В этой модели полагается, что жидкость имеет нулевую прочность на разрыв из-за развития в ней пузырьковой кавитации.

Система уравнений для расчета распространения УВ в воде и волнового поля в некавитирующей области течения в массовых лагранжевых

координатах с введением искусственного вязкого давления  $q$  имеет вид [5]

$$(1) \quad \partial r / \partial t = u;$$

$$(2) \quad \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{v_0}{\xi^{v-1}} \frac{\partial (r^{v-1} u)}{\partial \xi};$$

$$(3) \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -v_0 \left( \frac{r}{\xi} \right)^{v-1} \frac{\partial (p+q)}{\partial \xi};$$

$$(4) \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -(p+q) \frac{\partial v}{\partial t};$$

$$(5) \quad p = p(\varepsilon, v).$$

Здесь  $v = 1, 2, 3$  соответственно для плоской, цилиндрической и сферической симметрии течения;  $r, \xi$  — эйлерова и лагранжева координаты;  $t$  — время;  $v_0, v$  — исходный и текущий удельный объем;  $p$  — давление;  $\varepsilon$  — удельная внутренняя энергия. Величина  $q$  определялась аналогично [5] в виде суммы линейного и квадратичного членов. В области волны разгрузки, где  $\partial u / \partial \xi > 0$ , в расчетах полагалось  $q = 0$ .

Для продуктов детонации (ПД) использовали уравнение состояния [6] вида  $p = (\gamma(\rho) - 1)\rho\varepsilon + \varphi(\rho)$  ( $\gamma(\rho), \varphi(\rho)$  — функции, приведенные в [6],  $\rho = 1/v$ ). Для воды брали уравнение состояния Уолкера — Стернберга [7], применимое для давлений до  $2,5 \cdot 10^4$  МПа:

$$p = f_1(\varepsilon)/v + f_2(\varepsilon)/v^3 + f_3(\varepsilon)/v^5 + f_4(\varepsilon)/v^7$$

( $f_i(\varepsilon)$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) — полиномиальные функции от внутренней энергии [7], с высокой точностью аппроксимирующие данные статической и ударной сжимаемости воды).

Кавитационный процесс, рассматриваемый в рамках приближения мгновенной релаксации отрицательного давления, начинается с момента достижения в волне нулевого давления. При этом в жидком компоненте смеси также устанавливается равновесное значение давления  $p$ , равное давлению паров насыщения  $p_n$  (упругая составляющая мгновенно релаксирует):

$$(6) \quad p = p_n.$$

Течение кавитирующей жидкости описывается практически той же системой уравнений с заменой всех функций на их средние (для смеси) значения и уравнением сохранения импульса

$$(7) \quad \partial u / \partial t = 0.$$

Из (7) следует, что профиль массовой скорости в зоне кавитации «замораживается»:  $u = F(\xi)$ . Система замыкается выражением для среднего удельного объема смеси  $\bar{v}$ :

$$(8) \quad \bar{v} = v_l + v_n.$$

Здесь  $v_l$  — удельный объем жидкости в момент релаксации давления, причем  $v_l \neq v_0$  из-за нагрева жидкости в УВ;  $v_n$  — объем пузырьков в единице массы смеси. Предполагается, что удельная внутренняя энергия жидкости сохраняется ( $\varepsilon = \varepsilon_l(\xi)$ ) и соответствует ее значению в момент релаксации давления. Если в рассматриваемой области возникает условие, отвечающее исчезновению кавитации ( $v_n = 0$  при  $\partial \bar{v} / \partial t < 0$ ), например, из-за поджатия среды в зоне, прилегающей к границе с продуктами детонации, то в указанной подобласти расчет продолжается по (1)–(5). Система уравнений (1)–(8) является замкнутой.

Задача решается со следующими начальными и граничными условиями. При  $t = 0$  в момент выхода детонационной волны на контактную границу распределение  $p, u, v$  в ПД находится по аналитическим формулам, приведенным в [8]. Расчет выполнен для ВВ ТГ 50/50 с удельным объемом  $v_{ВВ} = 6,25 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/кг, удельной энергией взрыва  $Q = 4,88 \times 10^3$  кДж/кг, параметрами Чепмена — Жуге на фронте детонационной

волны:  $p_j = 2,19 \cdot 10^4$  МПа,  $v_j = 4,7 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/кг,  $u_j = 1,85 \cdot 10^3$  м/с. Вода ( $r_0 < \xi < r_1$ , где  $\xi = r$  при  $t = 0$ ) находится при нормальных условиях:  $p = p_0$ ,  $v = v_0$ ,  $u = 0$  ( $p_0 = 0,1$  МПа,  $v_0 = 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/кг). На внешней границе жидкой оболочки до выхода на нее УВ давление постоянно ( $p = p_0$ ). После ударно-волнового взаимодействия давление в атмосфере рассчитывается как за присоединенной УВ [9]:

$$D = \frac{\gamma_0 + 1}{4} u + \sqrt{\left(\frac{\gamma_0 + 1}{4}\right)^2 u^2 + c^2}, \quad p = p_0 + \frac{2}{\gamma_0 + 1} \frac{D^2}{v_r} \left(1 - \frac{c^2}{D^2}\right).$$

Здесь  $c = 330$  м/с — скорость звука в воздухе;  $\gamma_0 = 1,4$  — показатель адиабаты воздуха;  $v_r = 1,0$  м<sup>3</sup>/кг — его удельный объем;  $D$  — скорость УВ в воздухе.

При решении задачи осуществляется контроль баланса интегральной энергии системы ПД — жидкая оболочка. Полная энергия представляется в виде суммы  $e_s(t) = e_1(t) + e_2(t) + e_3(t) + e_4(t)$ , где

$$e_1 = k \int_{r_0(t)}^{r_1(t)} \frac{u^2}{2v} r^{v-1} dr, \quad e_2 = k \int_{r_0(t)}^{r_1(t)} \frac{\varepsilon}{v} r^{v-1} dr$$

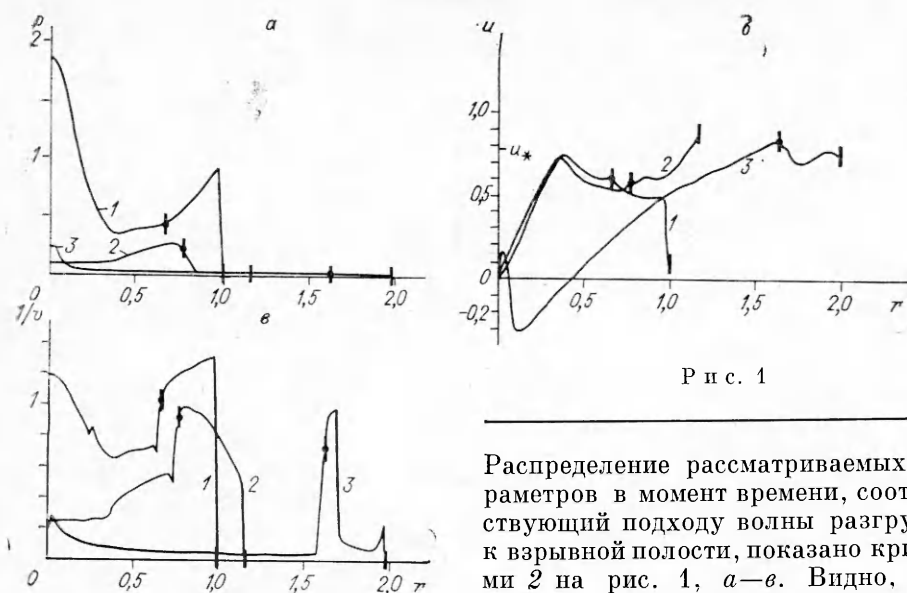
— кинетическая и внутренняя энергия жидкости;

$$e_3 = k \int_0^{r_0(t)} \frac{u^2}{2v} r^{v-1} dr, \quad e_4 = k \int_0^{r_0(t)} \frac{\varepsilon}{v} r^{v-1} dr$$

— кинетическая и внутренняя энергия ПД. Здесь  $k = 4\pi$ ,  $\pi$ ,  $1$  для  $v = 3, 2, 1$  соответственно. Энергией, переданной в атмосферу, учитывая относительную слабость УВ в воздухе, и энергией, связанной с парогазовой фазой в пузырьках, учитывая ее малую плотность и теплоемкость по сравнению с жидкостью, пренебрегаем.

Численный анализ проводится в безразмерных переменных  $r' = r/R$ ,  $\xi' = \xi/R$ ,  $t' = t/T$ ,  $v' = v/V$ ,  $\bar{v}' = \bar{v}/V$ ,  $p' = p/P$ ,  $u' = u/U$ ,  $\varepsilon' = \varepsilon/E$  (большой буквой обозначены размерные константы). В качестве определяющих параметров задачи принимаем  $r_1$ ,  $r_0$ ,  $Q$ ,  $v_0$ ,  $v_{ВВ}$ . Полагаем  $R = r_1$ ,  $V = v_0$ . Скорость  $U$  находим из условия равенства полной энергии ВВ кинетической энергии жидкой оболочки, метаемой как твердое тело:  $U = \sqrt{2Q/(m^v - 1)v_0/v_{ВВ}}$ . Подстановка безразмерных переменных в систему уравнений (1)–(8) показывает, что течение сохраняет подобие при постоянстве параметров  $T = R/U$ ,  $P = U^2/V$ ,  $E = U^2$ . Это подтверждается непосредственным численным интегрированием системы (1)–(8) для разных значений  $r_1$ ,  $r_0$  при фиксированных  $m = r_1/r_0$ ,  $Q$ ,  $v_0$ ,  $v_{ВВ}$  и указанных выше начальных и граничных условиях. В дальнейшем штрихи при безразмерных переменных опускаются.

**Результаты расчета.** На рис. 1 приведены результаты расчетов динамики распределения в пространстве давления  $p$ , массовой скорости  $u$  и плотности  $1/v$  (в зоне кавитации  $1/\bar{v}$ ) для моментов времени  $t = 0,19$ ;  $0,38$ ;  $1,4$  (линии 1–3 соответственно). Здесь вертикальные линии с точкой отвечают внутренней границе газожидкостной области, без точки — внешней. Рассматривается случай  $m = 2$ ,  $R = 3 \cdot 10^{-2}$  м,  $v = 3$ ,  $V = 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/кг, который соответствует значениям  $U = 1494$  м/с,  $T = 2 \cdot 10^{-5}$  с,  $P = 2,23 \cdot 10^3$  МПа. После распада разрыва на контактной границе ПД — вода при  $t = 0$  в жидкость распространяется УВ, которая, трансформируясь, выходит на свободную поверхность (рис. 1, а–в, кривые 1). В формирующейся в результате ударно-волнового взаимодействия со свободной поверхностью волне разгрузки происходит переход упругой энергии жидкости в кинетическую. Волна разрежения фокусируется на взрывную полость, за ее фронтом увеличивается массовая скорость и уменьшается плотность двухфазной смеси из-за интенсивного развития кавитации.



Р и с. 1

Распределение рассматриваемых параметров в момент времени, соответствующий подходу волны разгрузки к взрывной полости, показано кривыми 2 на рис. 1, а—в. Видно, что взаимодействие волны разгрузки с

ПД ведет к резкому увеличению скорости контактной границы ПД — вода (рис. 1, б), которая в дальнейшем сохраняет высокий уровень.

К моменту времени  $t = 1,4$  (рис. 1, б, в) в метаемой оболочке формируются характерные распределение скорости и профиль плотности с максимумами на границах. Первый его максимум определяется повышенным давлением со стороны продуктов взрыва, препятствующим развитию кавитации в узком слое, примыкающем к ПД, и отвечает слою однородной жидкости. В зоне кавитации происходит инерционное растяжение двухфазной смеси, при этом объемная концентрация газовой фазы, соответствующая нижнему значению плотной упаковки пузырьков ( $\alpha_* = 0,5$ ), достигается в рассматриваемом примере уже к моменту времени  $t_* \approx 0,6$ . Противодействие, создаваемое за присоединенной УВ в воздухе, ведет к локальному увеличению плотности газожидкостной смеси в окрестности ее внешней границы (рис. 1, в, кривая 3). Указанное увеличение плотности среды вблизи свободной поверхности можно трактовать как формирование «откола» [10, 11]. Отмеченные особенности изменения плотности в метаемой оболочке качественно подтверждаются экспериментальными результатами [12], где тонкая структура потока регистрировалась методом динамического напора и показано, что она характеризуется зоной развивающейся кавитации и однородным слоем жидкости на ее внутренней границе. Сохранение в течение относительно длительного времени свободной поверхностью высокого значения массовой скорости (рис. 1, б, кривые 2, 3) является характерным признаком развития кавитационного процесса вблизи свободной поверхности. В ПД после отражения от центра формируется вторичная волна. В рассматриваемом примере скорость ее распространения по ПД меньше скорости контактной границы ПД — вода и их взаимодействия не происходит.

На рис. 2 приведен график баланса интегральной энергии  $e_s$  в виде зависимости суммы отдельных ее компонентов от времени, отнесенных к полной исходной энергии ВВ  $e_0$ . Отклонение  $e_s/e_0$  от 1 в процессе счета не превышало 1%. Излом верхней кривой на рис. 2 при  $t = 0,2$  соответствует выходу УВ на свободную поверхность жидкости и началу трансформации упругой энергии жидкости в кинетическую. Относительная кинетическая энергия жидкости  $e_1/e_0$  растет со временем за счет совершения работы продуктами взрыва по ускорению жидкой оболочки. Отношение  $e_1/e_0$  стремится со временем к 0,6. С учетом этого начальные средние скорости  $u_*$  метаемых взрывом тонких жидких оболочек можно оценить как  $u_* = \sqrt{0,6} U$  (см. рис. 1, б).

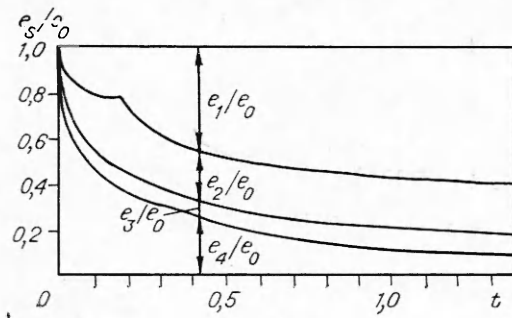


Рис. 2

Относительная внутренняя энергия жидкости  $e_2/e_0$  после релаксации давления представляет собой остаточную тепловую энергию за счет прогрева жидкости на фронте УВ и ее остывания вдоль изоэнтропы разгрузки. В жидкости, где давление на фронте УВ превышает  $5 \cdot 10^3$  МПа, при разгрузке до 0,1 МПа возможно образование влажного пара [6], так как изоэнтропа разгрузки пересекает кривую насыщения. Указанная область для  $\nu = 3; 2$  ограничена соответственно диапазонами  $1 < \xi/r_0 < 1,25$ ;  $1 < \xi/r_0 < 1,4$ .

Расчеты показали, что с увеличением параметра  $m = r_1/r_0$  основные стадии процесса качественно аналогичны изложенным выше. При этом может наблюдаться многократное взаимодействие вторичных волн сжатия, отражающихся от центра и контактной границы ПД — вода, не оказывающих, однако, существенного влияния на динамику расширяющейся оболочки. Заметим только, что с ростом  $m$  наблюдается естественное уменьшение интенсивности развития кавитации, характеризуемой

в рассматриваемой модели величиной  $d\bar{v}/dt$ . Это объясняется уменьшением градиента давления за фронтом УВ, выходящей на свободную поверхность, и как следствие уменьшением скорости деформации (растяжения) среды в зоне кавитации. Что касается симметрии процесса, то при фиксированной удельной энергии взрыва плотность смеси в зоне кавитации в реальном масштабе времени для сферы убывает быстрее, чем для цилиндра.

**Эксперимент.** Структура метаемой взрывом жидкой оболочки регистрировалась экспериментально методом импульсной рентгеновской съемки. На рис. 3, а показаны схема экспериментальной сборки и последовательные рентгенограммы 1—3 ее участка, отвечающие моментам времени  $t = 29 \cdot 10^{-6}$ ,  $34 \cdot 10^{-6}$ ,  $53 \cdot 10^{-6}$  с соответственно. Жидкость (вода) 4 снаружи ограничивалась жесткой сферической оболочкой 5 с внутренним радиусом  $r_1 = 0,03$  м и толщиной  $10^{-3}$  м, изготовленной из марли и пропитанной эпоксидной смолой. Заряд ТГ 50/50 6 радиусом  $r_0 = 0,015$  м фиксировался в центре и инициировался капсулом ЛД-34. Как и в приведенном расчете,  $m = 2$ . Рентгенограммы получены двойным экспонированием: стоп-кадр (темный сегмент) в момент времени  $t = 0$  и динамика. Из рис. 3, а (кадры 1, 2) видно, что структура метаемой жидкой оболочки, согласно расчетам, включает внешнюю область пониженной плотности (зона кавитации 1) и узкую внутреннюю зону повышенной плотности

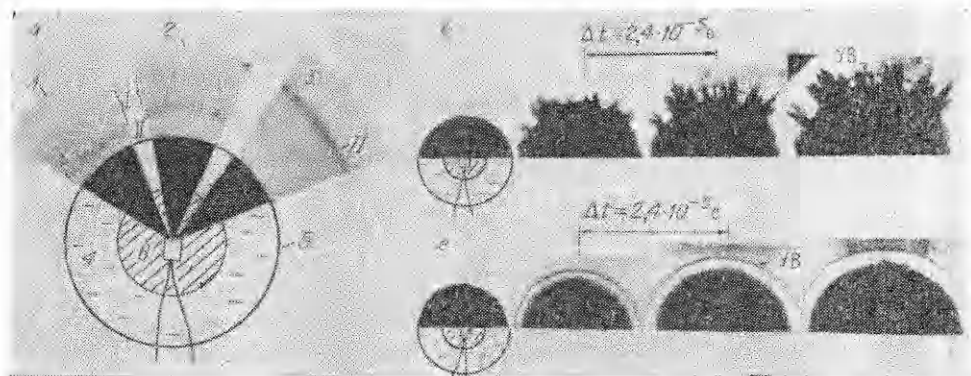


Рис. 3

(слой жидкости  $II$ ). Толщина зоны кавитации для приведенных моментов времени меняется слабо, что для сферической симметрии течения отвечает растяжению газожидкостной смеси. В момент времени  $t = 53 \cdot 10^{-6}$  с (рис. 3, а, кадр 3) из-за низкой плотности смеси зона кавитации на рентгенограмме не регистрируется. Скорость границ метаемой оболочки в эксперименте несколько ниже ( $\sim 15\%$ ), чем в расчетах, что может быть связано с прочностными свойствами внешней твердой оболочки.

На рис. 3, б приведена кинограмма процесса разлета, включающая более поздние времена, для условий эксперимента, указанных выше. Видно, что на внешней границе оболочки формируется структура типа стримерной с относительно регулярным распределением струй. Их относительная масса, по-видимому, невелика, так как на рентгенограммах они не просматриваются. Скорость струй может превышать скорость УВ в воздухе (рис. 3, б, в), а их формирование связано, в частности, с вытеснением жидкости через трещины в разрушающейся внешней твердой оболочке. На рис. 3, в показана кинограмма процесса для тех же условий нагружения, но с внешней оболочкой, выполненной из тонкой резины. Внешняя граница при этом остается устойчивой.

**Закключение.** При взрывном нагружении жидкости со свободной границей происходит ее разрушение на капли. Отметим некоторые особенности, связанные с фрагментизацией жидкости, и возможные оценки характерного размера капель. В приведенном численном исследовании пренебрегается внутренними напряжениями, возникающими при растяжении кавитирующей жидкости. Вместе с тем в рассматриваемом процессе эти напряжения могут возникать из-за деформации пузырьков в формирующемся поле скоростей (отклонение от симметрии микротечений). Это ведет к накоплению пузырьками избыточной свободной энергии и созданию микронапряжений в жидкости вблизи участков пузырьков, имеющих максимальную кривизну. Кроме того, в зоне кавитации возникают мелкомасштабные неравновесные по давлению эффекты, связанные с инерцией присоединенной к пузырькам массы жидкости, что ведет к возникновению напряжений типа рейнольдсовых турбулентных пульсаций [13]. Особенно эти процессы должны проявляться при достижении пузырьками предельных концентраций  $\alpha_*$ , соответствующих их плотной упаковке ( $0,52 < \alpha_* < 0,75$ ). Очевидно, что при этом становится энергетически более выгодно образование новых свободных поверхностей (разрывов) в направлениях максимального деформирования среды под воздействием указанных напряжений.

Время достижения нижнего значения предельной концентрации  $t_*$  можно оценить как  $t_* \simeq 1/\lambda$  ( $\lambda = \text{div } \mathbf{u}(\xi)$  — скорость деформации среды в зоне кавитации в рассматриваемом приближении). Это время можно считать характерным временем начала разрушения среды на фрагменты. С учетом того что предельные концентрации  $\alpha_*$  достигаются одновременно во всем объеме (см. рис. 1, в), процесс фрагментизации неоднороден и растянут во времени.

Характерный размер образующихся капель  $d$  можно оценить из энергетических соображений [14]. Приравнявая кинетическую энергию деформационного движения жидкой частицы размером  $d$  энергии, идущей на образование свободной поверхности:  $d^3 \rho (d\lambda)^2 \approx \sigma d^2$  ( $\rho$  — плотность жидкости,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения), получим зависимость  $d \approx (\sigma/\rho\lambda^2)^{1/3}$ .

Проведенные расчеты показали, что  $\lambda$  в диапазоне  $2 \leq m \leq 10$  составляет  $10^3 < \lambda < 10^5$  с $^{-1}$ , что отвечает для воды диапазону размеров капель  $2 \cdot 10^{-5} \leq d \leq 50 \cdot 10^{-5}$  м и характерным временам  $10^{-5} \leq t_* \leq \leq 10^{-3}$  с. Порядок величин оказывается вполне реальным.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kedrinski V. K. The experimental research and hydrodynamical models of «sultan» // Arch. Mech.— 1974.— V. 26, N 3.
2. Гетц П. Г., Кедринский В. К. Динамика взрывного нагружения конечного объема плотной двухфазной смеси // ПМТФ.— 1989.— № 2.
3. Чернобаев Н. Н. Численное моделирование начальной стадии кавитационного разрушения жидкости при ударно-волновом нагружении // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1987.— Вып. 83.
4. Kedrinski V. K. Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface // Acta Astronaut.— 1976.— V. 3, N 7.
5. Стернберг Г. М., Уолкер В. А. Расчет течения и распределения энергии при подводной детонации пентолитовой сферы // Подводные и подземные взрывы.— М.: Мир, 1974.
6. Куропатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации плотных ВВ // ФГВ.— 1989.— № 6.
7. Walker W. A., Sternberg H. M. The Chapman — Jouguet isentrope and the underwater shockwave performance of pentolite // 4th Symp. (Intern.) on Detonation, White Oak, USA, 1965: Proc.— Wash., 1967.
8. Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. П. Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации // ПМТФ.— 1973.— № 2.
9. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Чельшев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
10. Дремин А. П., Канель Г. И., Колдунов С. А. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе // Горение и взрыв: 3-й Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— М.: Наука, 1972.
11. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводных взрывах // ПМТФ.— 1978.— № 4.
12. Чернобаев Н. Н. Особенности импульсного разрушения жидкостей с разными физическими свойствами // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр./АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики.— 1988.— Вып. 84.
13. Нигматулин Р. И. Динамика многофазных сред.— М.: Наука, 1987.— Т. 1, 2.
14. Султанов Ф. М., Ярин А. А. Перколяционная модель процесса диспергирования при взрывном дроблении жидких сред: распределение капель по размерам // ПМТФ.— 1990.— № 5.

г. Новосибирск

Поступила 18/IX 1991 г.

УДК 536.24 : 532.54

В. И. Елисеев, Ю. П. Совит

### ТЕПЛОМАСООБМЕН В ДВИЖУЩИХСЯ ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ С ГАЗОВЫДЕЛЕНИЕМ

Формование волокон из расплавов полимеров — один из основных способов производства синтетических нитей. Математическое моделирование этих процессов позволяет выявить основные физические факторы, обуславливающие формование, найти наиболее приемлемые режимы и способы работы, оценить параметры основных технологических узлов оборудования. Построение полных математических моделей таких процессов еще далеко от завершения. Существующие методы расчета дают возможность находить распределения параметров для одиночной нити [1]. Однако в реальных технологических процессах происходит одновременная вытяжка десятков или сотен элементарных нитей. В [2, 3] предложены и апробированы модели движения и теплообмена в пучках волокон. Они позволяют вычислить параметры течения и могут служить основой для построения более точных моделей вытягивания комплексных нитей в открытой среде и в различных устройствах.

Однако при некоторых способах формования («мокрое» или «сухое») и в целом ряде процессов обработки пучков волокон определяющее влияние на взаимодействие волокон между собой и с внешней средой оказывают процессы массообмена. Так, при получении термостойких углерод-

© В. И. Елисеев, Ю. П. Совит, 1992