

УДК 621.7.044.2

## ВЗРЫВНОЕ МЕТАНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО КОНТЕЙНЕРА ПО ИМПЛОЗИВНОЙ СХЕМЕ

В. А. Быков, Е. Ф. Грязнов, В. Н. Охитин

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, 105005 Москва  
E-mail: Okhitin@sm.bmstu.ru

В плоской постановке численно исследуется процесс метания жидкости из цилиндрического контейнера продуктами мгновенной детонации накладного заряда взрывчатого вещества (имплозивная схема). В одномерном приближении с использованием численных расчетов получены аналитические формулы для асимптотических скоростей разлета жидкости и метания корпуса контейнера. В двумерной постановке изучено влияние разрушения корпуса на скорость разлета жидкости.

Ключевые слова: взрыв, имплозивная схема, жидкость, упругопластический корпус, разрушение.

В различных сферах деятельности человека находит применение метод взрывного распыления жидкости. Данный метод используется для создания водяных завес в шахтах, опасных вследствие высокой концентрации пыли и газа [1, 2], для воздействия на градовые облака [3], при тушении пожаров [4]. Как правило, заряд взрывчатого вещества (ВВ) размещается вдоль оси симметрии цилиндрического контейнера, заполненного жидкостью. В то же время для взрывного метания жидкости предложено использовать схему с зарядом ВВ, размещенным на корпусе контейнера, которая называется имплозивной [5, 6].

Схема с осевым размещением заряда ВВ в толстостенном цилиндрическом контейнере численно в двумерной плоской постановке исследована в [7]. В настоящей работе решается аналогичная задача для имплозивной схемы также в приближении мгновенной детонации заряда ВВ. На рис. 1 представлено поперечное сечение цилиндрического контейнера ( $R_0$ ,  $a_0$ ,  $b_0$  — внутренний и внешний радиусы заряда, внешний радиус корпуса соответственно). В случаях отсутствия корпуса или наличия неразрушаемого корпуса задача становится одномерной. Метод численного решения и реализация граничных условий описаны в [7].

Уравнения сжимаемости жидкости и металлического корпуса записаны в форме уравнения Тэта [8]

$$p_l = B_l[(\rho_l/\rho_{l0})^{n_l} - 1], \quad p_m = B_m[(\rho_m/\rho_{m0})^{n_m} - 1], \quad (1)$$

где  $p$ ,  $\rho$  — давление и плотность;  $B$ ,  $n$  — константы; индексы  $l$ ,  $m$ ,  $0$  соответствуют жидкости, металлу корпуса и начальному состоянию сред.

Для газообразных продуктов детонации (ПД) использовалось уравнение состояния в форме уравнения Ми — Грюнайзена [9]

$$p_g = A\rho_g^{n_g} + \Gamma e_g,$$

где  $e$  — удельная внутренняя энергия;  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена;  $A$ ,  $n$  — константы; индекс  $g$  соответствует газообразным ПД.

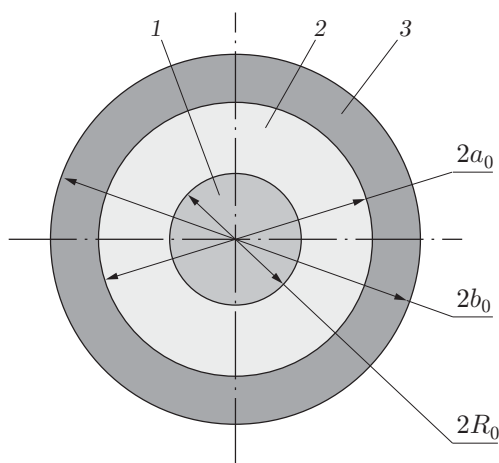


Рис. 1. Схема контейнера с накладным зарядом:  
1 — жидкость, 2 — продукты детонации, 3 — корпус контейнера

Исследование проведено для четырех типов ВВ (ТГ 36/64, насыпной гексоген, ТНТ нормальной плотности и насыпной), трех жидкостей (вода, бензин, метиловый спирт) и трех материалов корпуса контейнера (сталь марки Ст. 40Х, дюраль марки Д16Т, титан марки ВТ14). Характеристики указанных материалов приведены в табл. 1–3 ( $D$ ,  $Q$  — скорость детонации и удельная теплота взрыва ВВ;  $c_{l0}$  — скорость звука в жидкости;  $G$ ,  $Y$  — модуль сдвига и динамический предел текучести).

Все расчеты выполнены для макета с внешним радиусом заряда  $a_0 = 40$  мм и различными внутренним радиусом заряда  $R_0$  и внешним радиусом корпуса  $b_0$ . Однако, так как системы дифференциальных уравнений для оболочки, жидкости и ПД допускают запись в безразмерной форме, то полученные результаты справедливы для геометрически подобных макетов различного масштаба.

Рассмотрим сначала результаты расчетов, полученные для сборки без корпуса ( $a_0 = b_0$ ), которые показывают характерные особенности метания жидкости по импловзивной схеме. Ниже приводятся результаты решения задач, полученные для сочетания ТГ 36/64 — бензин.

На рис. 2 линией 1 показана зависимость асимптотической скорости внешней границы разлетающейся жидкости  $u_l$ , отнесенной к скорости детонации ВВ  $D$ , от отношения начальных радиусов жидкости и заряда ВВ  $a_0/R_0$ . Эта зависимость имеет четко выраженный максимум в окрестности значения  $a_0/R_0 = 1,2 \div 1,3$ , поскольку разлету жидкости по импловзивной схеме препятствует давление в ПД заряда. При небольшой толщине слоя ВВ давление в ПД быстро падает до нуля и не препятствует разлету жидкости, поэтому при увеличении толщины слоя ВВ, т. е. выделяющейся при взрыве энергии, возрастает и скорость разлета жидкости. Однако дальнейшее увеличение толщины слоя ВВ приводит к замедлению падения давления на границе ПД — жидкость, а начиная с некоторого момента оно даже возрастает за счет воздействия отраженной от оси симметрии ударной волны (УВ), что приводит к уменьшению асимптотической скорости разлета жидкости.

На рис. 3 представлена зависимость относительных тепловых потерь  $\eta$  на фронте УВ в жидкости от отношения  $a_0/R_0$ . В случае если толщина слоя ВВ мала, потери энергии, выделившейся в результате взрыва, достигают 70 %, однако с ростом толщины слоя ВВ они быстро снижаются до нескольких процентов при  $a_0/R_0 = 4$ . В то же время при максимальном значении скорости разлета жидкости относительные тепловые потери составляют значительную величину (от 30 до 60 %). Расчет необратимых потерь для различных

Таблица 1

Характеристики ВВ при  $\Gamma = 0,25$ 

Тип ВВ	$\rho_{g0}$ , кг/м <sup>3</sup>	$D$ , м/с	$Q \cdot 10^{-6}$ , Дж/кг
ТГ 36/64	1710	8000	5,1
Гексоген	1000	6050	5,5
ТНТ	1600	6940	4,2
ТНТ	1000	5100	4,2

Таблица 2

Параметры жидкостей

Жидкость	$\rho_{l0}$ , кг/м <sup>3</sup>	$B_l \cdot 10^{-8}$ , Па	$n_l$	$c_{l0}$ , м/с
Вода	1000	3,15	7,15	1500
Бензин	750	1,72	5,84	1158
Спирт	790	1,55	6,82	1165

Таблица 3

Свойства материала корпуса

Материал	$\rho_{m0}$ , кг/м <sup>3</sup>	$B_m \cdot 10^{-10}$ , Па	$n_m$	$G$ , ГПа	$Y$ , ГПа
Ст. 40Х	7850	2,15	5,5	81	1,70
Д19Т	2785	1,97	4,2	27	1,00
ВТ14	4510	2,60	3,8	55	1,87

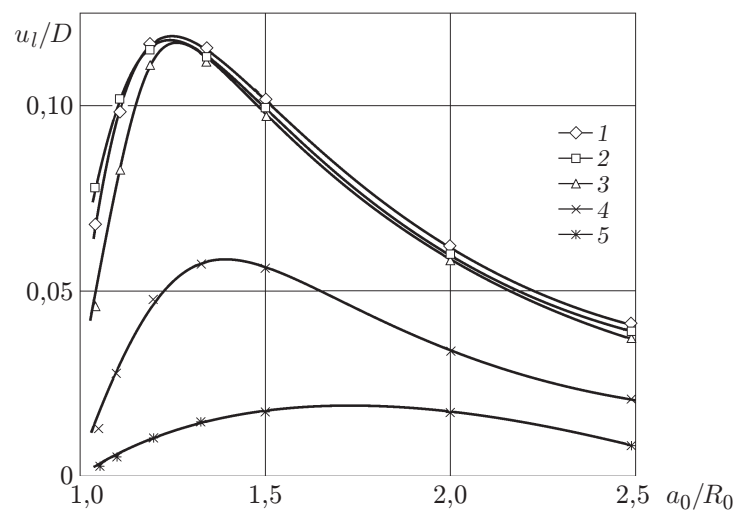


Рис. 2. Зависимость скорости внешней границы жидкости от отношения  $a_0/R_0$ : 1 — контейнер без корпуса, 2 —  $\delta = 1$  мм, 3 —  $\delta = 2$  мм, 4 —  $\delta = 5$  мм, 5 —  $\delta = 10$  мм; точки — результаты численных расчетов; сплошные линии — результаты расчетов по формуле (8)

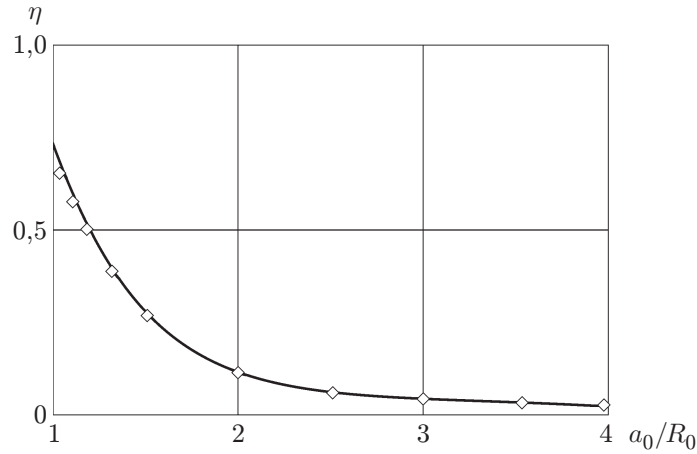


Рис. 3. Зависимость тепловых потерь в жидкости  $\eta$  от отношения  $a_0/R_0$ : точки — численное решение, линия — аппроксимация (2)

ВВ и жидкостей позволяет предложить для их описания зависимость (сплошная линия на рис. 3)

$$\eta = (0,434 + 1,87 \cdot 10^{-3} P_J / B_l) e^{-3,35[(a_0/R_0)^{0,6} - 1]}, \quad (2)$$

где  $P_J$  — давление на фронте детонации ВВ (в плоскости Чепмена — Жуге);  $B_l$  — константа в уравнении сжимаемости жидкости (1).

Соотношение (2) можно записать с помощью коэффициента нагрузки для жидкости  $\beta_l$ , равного отношению массы ВВ к массе жидкости в поперечном сечении контейнера. Так как  $a_0/R_0 = \sqrt{1 + \beta_l \rho_{l0} / \rho_{g0}}$ , то (2) принимает вид

$$\eta = (0,434 + 1,87 \cdot 10^{-3} P_J / B_l) e^{-3,35[(1 + \beta_l \rho_{l0} / \rho_{g0})^{0,3} - 1]}. \quad (3)$$

Во всей области течения (жидкости и ПД) скорость сред меняется практически линейно от нуля на оси симметрии до максимального значения  $u_m$  на границе ПД, которое совпадает со скоростью разлета покоящихся ПД в вакуум [8]:

$$u_m = 2\sqrt{k(k-1)Q} / (k+1) \quad (4)$$

( $k$  — средний показатель адиабаты разлетающихся в вакуум ПД).

Распределение плотности по эйлеровой координате на поздней стадии разлета для макета с  $R_0 = 33,67$  мм представлено на рис. 4. Вблизи границы жидкость — ПД имеется участок, соответствующий начальной плотности жидкости, остальная область до оси симметрии заполнена жидкостью с очень малой средней плотностью, т. е. представляет собой кавитационную полость. В области разлетающихся ПД величина плотности не постоянна: имеется участок с повышенной плотностью, соответствующий УВ, отраженной от оси симметрии.

Несмотря на то что величина средней плотности мала, в кавитационной полости может содержаться значительная масса жидкости. На рис. 5 приведена зависимость от  $a_0/R_0$  относительной массы жидкости в кавитационной полости  $\xi = m_{lc}/m_l$  ( $m_{lc}$ ,  $m_l$  — масса жидкости в кавитационной полости и полная масса жидкости). При малой толщине слоя ВВ практически вся жидкость кавитирует ( $a_0/R_0 \leq 1,2$ ), а в дальнейшем величина  $\xi$  быстро уменьшается. Зависимость  $\xi(\beta_l)$  может быть представлена в следующем виде (линия 1 на рис. 5):

$$\xi = 1 - e^{-3,22\beta_l^{-1,27}}. \quad (5)$$

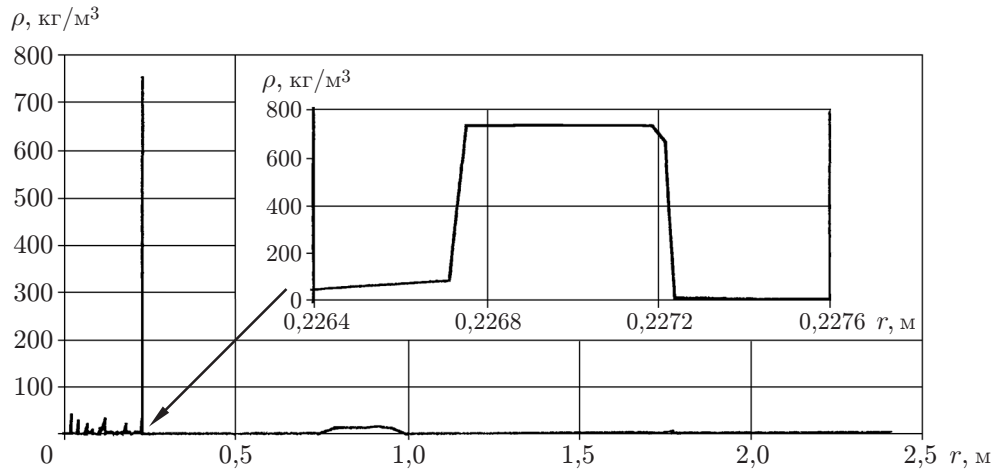


Рис. 4. Распределение плотности в области течения для макета без корпуса и увеличенный фрагмент этого распределения вблизи границы жидкость — ПД

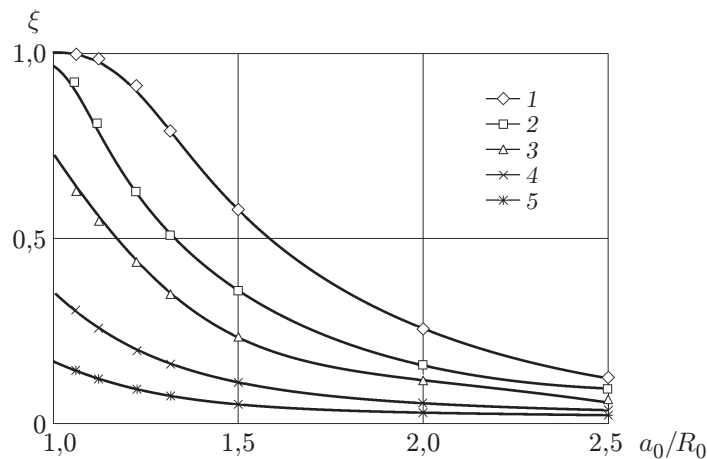


Рис. 5. Зависимость относительной массы жидкости в кавитационной полости от отношения  $a_0/R_0$ :

1 — контейнер без корпуса, 2 —  $\delta = 1$  мм, 3 —  $\delta = 2$  мм, 4 —  $\delta = 5$  мм, 5 —  $\delta = 10$  мм; точки — результаты численных расчетов; сплошные линии — результаты расчетов по формуле (9)

Анализ результатов численных расчетов показывает, что формулу (5) можно использовать для всех исследованных ВВ и жидкостей.

При использовании имплозивной схемы без корпуса на поздней стадии разлета интегральный баланс энергии для слоя единичной толщины принимает вид

$$m_g Q = E_{gk} + E_{lk} + E_{lck} + E_{lw}, \tag{6}$$

где  $E_{gk} = K_g m_g (u_m^2 + u_l^2)/4$  — кинетическая энергия ПД;  $E_{lk} = (1 - \xi) m_l u_l^2/2$  — кинетическая энергия жидкости, не подвергшейся кавитации;  $E_{lck} = \xi m_l u_l^2/4$  — кинетическая энергия жидкости, подвергшейся кавитации;  $E_{lw} = \eta m_g Q$  — необратимые потери энергии в жидкости;  $m_g$  — масса газообразных ПД;  $K_g$  — коэффициент, учитывающий неравномерность распределения плотности в ПД и определяемый по результатам численного решения задачи.

Обработка результатов, полученных для различных ВВ и жидкостей, позволяет предложить следующую аппроксимационную зависимость для  $K_g$ :

$$K_g = 2/3 - (0,236 + 2,1 \cdot 10^{-3} P_J / B_l) e^{-3,45[(1+\beta_l \rho_{l0} / \rho_{g0})^{0,3} - 1]}. \quad (7)$$

Подставляя в (6) выражения для отдельных видов энергии и используя (4), после ряда преобразований можно получить следующее выражение для скорости разлета жидкости:

$$u_l = 2 \sqrt{\frac{Q \beta_l}{2 - \xi + \beta_l K_g} \left(1 - \eta - \frac{k}{k-1} K_g\right)}.$$

При  $k = 3$ ,  $Q = D^2/16$  (см. [2]) получаем

$$\frac{u_l}{D} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\beta_l}{2 - \xi + \beta_l K_g} \left(1 - \eta - \frac{3}{2} K_g\right)}. \quad (8)$$

Зависимость (8), построенная с использованием соотношений (3), (5), (7), для импловзивной схемы без корпуса показана на рис. 2 линией 1. Различие результатов вычислений по формуле (8) с результатами численных расчетов не превышает 3 %.

Влияние наличия корпуса на скорость разлета жидкости исследовалось для трех материалов (см. табл. 3) при четырех значениях толщины  $\delta = b_0 - a_0 = 1, 2, 5, 10$  мм (в безразмерной форме  $\delta/a_0 = 0,025; 0,050; 0,125; 0,250$ ).

Скорость разлета жидкости незначительно зависит от материала корпуса, но существенно зависит от коэффициента нагрузки оболочки  $\beta_m$ , равного отношению массы ВВ к массе корпуса в поперечном сечении контейнера. Относительные тепловые потери в жидкости  $\eta$  (3) практически не зависят ни от материала корпуса, ни от коэффициента нагрузки  $\beta_m$ . Это обусловлено тем, что на фронте падающей и отраженной от оси симметрии УВ параметры, определяющие величину необратимых потерь, слабо зависят от наличия корпуса на заряде ВВ.

При наличии корпуса доля жидкости, подвергшейся кавитации,  $\xi$  существенно меняется: она уменьшается с увеличением массы оболочки, что соответствует увеличению коэффициента нагрузки  $\beta_l$  при использовании импловзивной схемы без корпуса. Анализ результатов численных расчетов показал, что в случае наличия корпуса формулу (5) можно записать в виде

$$\xi = 1 - e^{-3,22[\beta_l(1+1,7/\beta_m)]^{-1,27}}. \quad (9)$$

На рис. 5 показаны значения  $\xi$  для стального корпуса различной толщины. Линиями 1–5 показаны результаты расчетов по зависимости (9).

Результаты численных расчетов для скорости разлета жидкости по импловзивной схеме при наличии стального корпуса различной толщины приведены на рис. 2 (точки 1–5). При малой толщине слоя ВВ ( $a_0/R_0 \leq 1,1$ ) с увеличением толщины корпуса скорость разлета жидкости сначала возрастает, а затем начинает уменьшаться. При  $a_0/R_0 \geq 1,3$  с ростом толщины корпуса скорость разлета жидкости всегда падает, причем до толщины корпуса  $\delta = 2$  мм ее максимальные значения ( $a_0/R_0 = 1,2 \div 1,3$ ) практически одинаковы. Увеличение толщины корпуса до 5 мм, а затем до 10 мм приводит к резкому уменьшению скорости разлета жидкости, при этом положение ее максимума смещается в направлении увеличения значений  $a_0/R_0$ . Аналогичная картина наблюдается при использовании других ВВ и материалов корпуса. Качественно влияние толщины корпуса на скорость разлета жидкости аналогично влиянию коэффициента нагрузки  $\beta_l$  в схеме без корпуса.

На основе формулы (8) с использованием вычисленных значений скорости разлета жидкости получены значения коэффициента  $K_g$ , которые можно аппроксимировать зависимостью, аналогичной (7):

$$K_g = 2/3 - (0,236 + 2,1 \cdot 10^{-3} P_J / B_l) e^{-3,45[(1+(\rho_l/\rho_g)(\beta_l+\varphi))^{0,3}-1]}. \quad (10)$$

Здесь  $\varphi = (0,3 + 0,13\sqrt{\beta_l} - 1,7x^2)/(1 + 17x^4)$ ;  $x = \beta_m/\sqrt[3]{\beta_l}$ .

Зависимости (8) для скорости разлета жидкости при различной толщине стального корпуса, построенные с помощью соотношений (3), (9), (10), показаны на рис. 2 линиями 1–5.

При наличии корпуса интегральный баланс энергии (6) принимает вид

$$m_g Q = E_{gk} + E_{lk} + E_{lck} + E_{lw} + E_{mk}, \quad (11)$$

где  $E_{mk} = 0,5m_m u_m^2$  — кинетическая энергия метаемого корпуса;  $m_m, u_m$  — масса корпуса и скорость его метания.

Полагая  $Q = D^2/16$ , из (11) с учетом выражений, входящих в (6), получаем соотношение для скорости метания корпуса

$$u_m^2 = \frac{D^2}{4} \frac{m_l}{m_m} \frac{\beta_l(1-\eta) - 4(u_l/D)^2(2-\xi + \beta_l K_g)}{2 + \beta_m K_g}.$$

Подставляя в это соотношение (8) и учитывая, что  $m_l/m_m = \beta_m/\beta_l$ , для скорости метания корпуса получаем выражение

$$\frac{u_m}{D} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1,5\beta_m K_g}{2 + \beta_m K_g}}. \quad (12)$$

При  $\beta_m \rightarrow \infty$ , т. е. в отсутствие корпуса, из (12) следует соотношение  $u_m = 0,5D\sqrt{1,5}$ , определяющее скорость разлета покоящихся ПД в вакуум при показателе адиабаты  $k = 3$  (см. (4)).

При расширении корпуса, т. е. при увеличении его радиуса до некоторой величины, он разрушается на фрагменты, и через образовавшиеся щели начинают истекать ПД, что приводит к перераспределению давления на поверхности жидкости и как следствие к возникновению зависимости скорости ее разлета от угловой координаты. Численный метод решения плоской двумерной задачи и модель распространения трещин в материале корпуса описаны в [7].

Разлет ПД в окружающую атмосферу происходит со сверхзвуковой скоростью, при этом звуковая линия, на которой массовая скорость газа равна местной скорости звука, устанавливается в области перед выходным сечением щели. Поэтому возмущения в области истекающей струи не оказывают влияния на параметры в выходном сечении щели, что позволяет при расчете граничных точек в области образовавшегося разрыва использовать одностороннюю разностную схему без граничных условий [10].

На рис. 6 показаны распределения радиальной  $u_l$  и тангенциальной  $v_l$  составляющих скорости внешнего слоя жидкости по угловой координате  $\theta$ , изменяющейся в пределах расчетного сектора от 0 до  $\pi/6$  (число разделений стального корпуса толщиной 2 мм по окружности  $n_\theta = 6$ ), в сравнении с результатами решения задачи без корпуса и при наличии неразрушаемого корпуса для толщины слоя ВВ, соответствующей максимальному значению  $u_l$ . Видно, что в отличие от одномерного случая при появлении разрывов в корпусе радиальная скорость разлета жидкости возрастает в направлении разрыва (прибли-

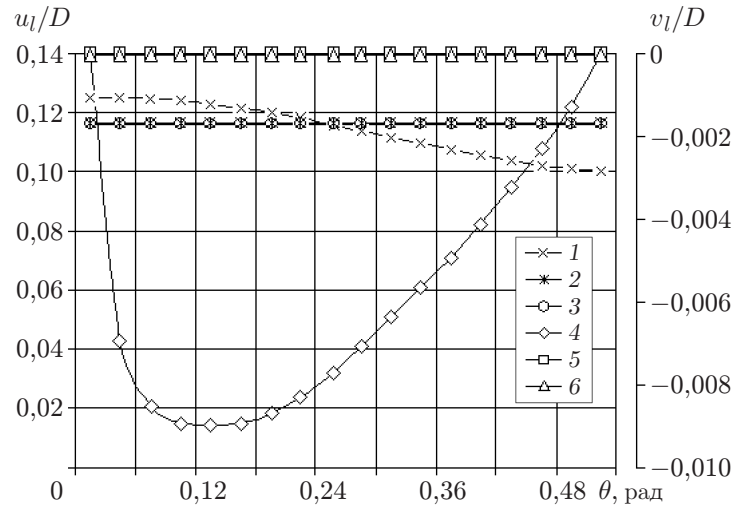


Рис. 6. Распределения по углу радиальной и тангенциальной составляющих скоростей разлета жидкости:

1–3 —  $u_l$  (1 — корпус разрушается, 2 — корпус отсутствует, 3 — корпус не разрушается); 4–6 —  $v_l$  (4 — корпус разрушается, 5 — корпус отсутствует, 6 — корпус не разрушается)

зительно на 9 %) и снижается в направлении плоскости симметрии фрагмента корпуса контейнера (приблизительно на 11 %). Это обусловлено тем, что давление на поверхности жидкости в направлении разрыва резко снижается за счет истечения ПД и медленнее уменьшается под фрагментом корпуса контейнера. Такой перепад давления приводит также к появлению тангенциальной компоненты  $v_l$  скорости жидкости в направлении разрыва, однако ее максимальное значение составляет лишь приблизительно 7 % максимального значения радиальной составляющей скорости разлета жидкости. При увеличении числа разрывов различие значений  $u_l$  в разных направлениях уменьшается и при  $n_\theta = 10$  составляет приблизительно от +4 до -5 %.

Вследствие разрушения корпуса происходит перераспределение потока массы разлетающейся жидкости по углу и по мере увеличения числа разрывов неравномерность потока уменьшается, что можно объяснить более быстрым выравниванием давления в ПД с уменьшением расстояния между разрывами. При этом неравномерность распределения массы разлетающейся жидкости не превышает 1,5–2,5 % при любом значении  $n_\theta$ .

Появление разрывов в корпусе существенно влияет на долю массы жидкости, подвергшейся кавитации: с увеличением числа разрывов она возрастает. Таким образом, для корпусов, масса которых превышает массу ВВ не более чем в два раза (для стальных корпусов толщиной до 2 мм), в окрестности максимального значения скорости разлета жидкости ( $a_0/R_0 = 1,2 \div 1,3$ ) долю массы жидкости, подвергшейся кавитации, в зависимости от числа разрывов корпуса в первом приближении можно оценить по формуле

$$\xi = 1 - e^{-3,22[\beta_l(1+0,8^{n_\theta} \cdot 1,7/\beta_m)]^{-1,27}}.$$

Это соотношение можно использовать лишь в случае  $n_\theta \leq 10$  (при значениях параметров, для которых проводились расчеты).

Скорость метания корпуса контейнера к моменту его разрушения достигает максимума и не зависит от числа разрывов, поэтому формулу (12) можно использовать для оценки скорости метания отдельных фрагментов корпуса контейнера.



## ЛИТЕРАТУРА

1. **Стикачев В. И.** Создание предохранительной среды при взрывных работах. М.: Наука, 1972.
2. **Умнов А. Е.** Предупреждение и локализация взрывов в подземных условиях / А. Е. Умнов, А. С. Голик, Д. Ю. Палеев и др. М.: Недра, 1990.
3. **Качурин П. Г.** Физические основы воздействия на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеопиздат, 1973.
4. **Пат. 6371213 США, МПК<sup>7</sup> А 62 С 11/00.** Liquid or foam fire retardant delivery device with pyrotechnic actuation and aeration / В. W. Smith, W. B. Richardson, D. W. Parkinson, E. Lee Holms. Оpubл. 16.04.02; НКИ 169-73.
5. **Пат. 3570401 США, МКИ F 42 В 24/15.** Explosive apparatus / Н. W. Euker. Оpubл. 16.03.71; НКИ 102-6.
6. **Пат. 3730093 США, МКИ F 42 В 24/15.** Explosive apparatus / J. W. Cummings. Оpubл. 1.05.73; НКИ 102-6.
7. **Быков В. А., Грязнов Е. Ф., Охитин В. Н.** Взрывное метание жидкости из толстостенного цилиндрического контейнера // ПМТФ. 2009. Т. 50, № 3. С. 56–63.
8. **Физика взрыва** / Под ред. Л. П. Орленко. М.: Физматлит, 2004.
9. **Каширский А. В., Орленко Л. П., Охитин В. Н.** Влияние уравнения состояния на разлет продуктов детонации // ПМТФ. 1973. № 2. С. 165–170.
10. **Одинцов В. А., Чудов Л. А.** Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации // Проблемы динамики упругопластических сред. М.: Мир, 1975. С. 85–154.

*Поступила в редакцию 4/VI 2010 г.*

---