

УДК 532.522

© 1997 г. А.В. КОЧЕТКОВ, В.Р. ФЕЛЬДГУН

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ИСТЕЧЕНИЯ ИЗ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СОСУДОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ АВАРИЙНОМ СРЫВЕ КРЫШКИ

Приведены результаты численного исследования осесимметричного истечения газа и пароводяной смеси из цилиндрических сосудов высокого давления при внезапном срыве крышки. Показано существенное влияние учета движения крышки на нестационарные процессы истечения. Построена упрощенная квазиодномерная модель, позволяющая с достаточной точностью получать интегральные характеристики процесса – максимальное значение скорости крышки и время полного истечения среды. Достоверность теоретических исследований подтверждена сравнением с экспериментальными данными.

Вопросы безопасности ядерных реакторов, высоконапорных трубопроводов и других сосудов высокого давления требуют изучения последствий их возможного аварийного разрушения. Одним из вероятных случаев разрушения является отрыв крышки или заглушки, прикрепленной к сосуду. Энергия сжатой среды, освобождающаяся при этом, переходит в энергию движения крышки, стенок сосуда, ударной волны и струй, распространяющихся в окружающее пространство. Известно небольшое количество работ по теоретическому [1] и экспериментальному [2] исследованию процессов, происходящих при разгерметизации сосудов в результате срыва крышки. Имеющиеся исследования ограничиваются случаем, когда в качестве рабочей среды рассматривается идеальный газ, но и в этом случае требуются дополнительные исследования.

**1. Истечение газа.** С целью выявления основных закономерностей процесса истечения рассматривается осесимметричная задача разгерметизации газонаполненного сосуда в цилиндрической системе координат (фиг. 1,а). Течение внутренней и внешней среды (газа, перегретого пара) описывается уравнением газовой динамики

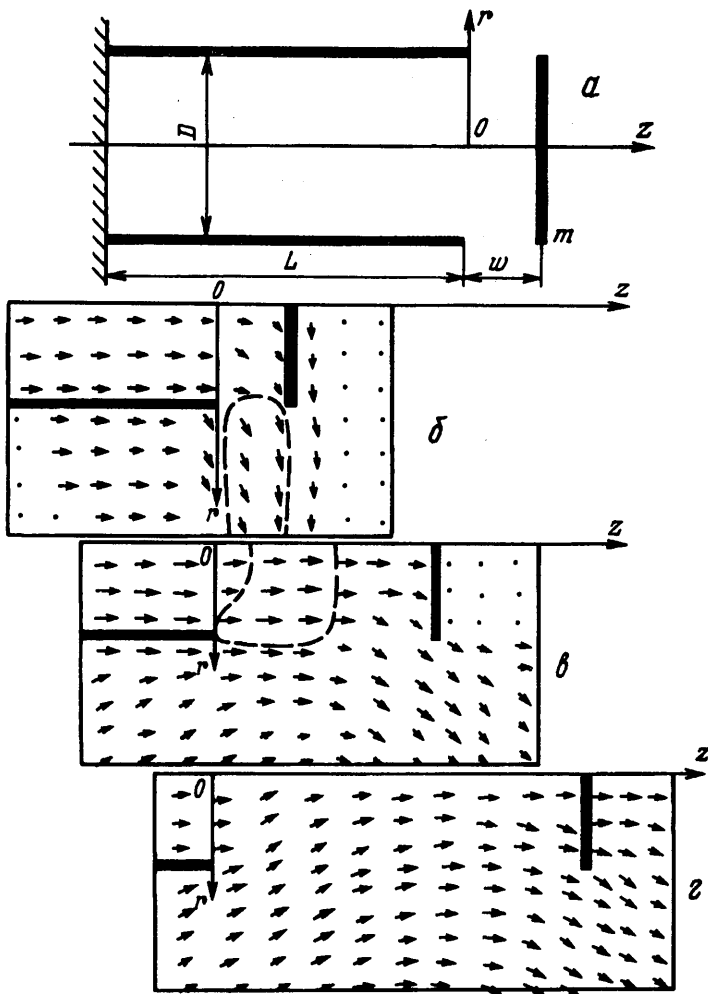
$$\frac{\partial(\mathbf{u}r)}{\partial t} + \frac{\partial(\mathbf{F}r)}{\partial z} + \frac{\partial(\mathbf{G}r)}{\partial r} = \mathbf{H}$$

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_z \\ \rho v_r \\ E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v_z \\ p + \rho v_z^2 \\ \rho v_z v_r \\ (E + p)v_z \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v_r \\ \rho v_r v_z \\ p + \rho v_r^2 \\ (E + p)v_r \end{bmatrix}, \quad \mathbf{H} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1.1)$$

$$E = \rho(e + (v_r^2 + v_z^2) / 2), \quad p = (\gamma - 1)\rho e$$

Здесь  $t$  – время,  $\rho$  – плотность,  $v_r, v_z$  – компоненты вектора скорости,  $E$  и  $e$  – полная и внутренняя энергия,  $p$  – давление.

В начальный момент времени  $t = 0$  газ в сосуде имеет параметры  $p_b, \rho_b, v_r = v_z = 0$ , а



Фиг. 1. Постановка задачи (а) и векторные поля скоростей (б-2): в моменты времени  $t = 1, 2, 3$  мс. Штриховой кривой обозначена граница зоны сверхзвукового течения

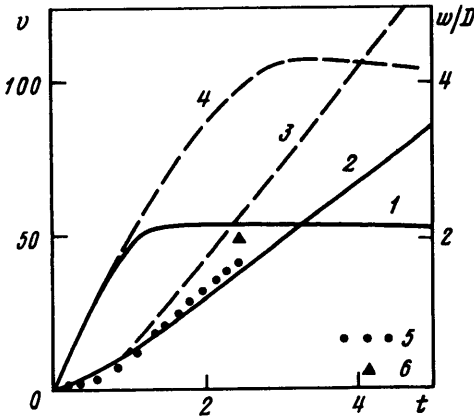
вне сосуда  $p_\infty, \rho_\infty, v_r = v_z = 0$ . При  $t > 0$  крышка массой  $m$  отделяется от сосуда и движется поступательно вдоль оси  $z$  под действием давления истекающей среды

$$m \frac{d^2 w}{dt^2} = \int_S (p_i - p_e) dS \quad (1.2)$$

где  $w(t)$  – траектория движения крышки,  $p_i(S), p_e(S)$  – давление на внутреннюю и внешнюю поверхности крышки соответственно,  $S$  – площадь крышки.

При  $t = 0$   $w = dw/dt = 0$ . На поверхностях контакта газа с сосудом и крышкой выполняются условия непротекания.

Численное решение задачи производилось с помощью явной схемы Годунова [3] на подвижной прямоугольной сетке. Одна из линий сетки  $z = L + w$  ( $L$  – длина сосуда) двигалась со скоростью крышки. Поточковые величины на ребрах разностных ячеек при несовпадении узлов сетки с верхней точкой сосуда интегрировались с весами, учитывающими их текущее положение. Параметры задачи соответствовали условиям проведения экспериментов [2]:  $L = 0,2$  м,  $L/D = 2,86$ ,  $m = 0,1$  кг,  $p_b = 1,7$  МПа,  $\rho_b =$



Фиг. 2. Зависимости скорости  $v$  (м/с) – кривые 1, 4 и перемещения  $w$  крышки от времени  $t$ , мс. Кривые 1, 2 – истечение газа, 3, 4 – истечение пароводяной смеси. Эксперимент [2] для газа: 5 –  $w$ , 6 – максимальное значение скорости  $u_{\max}$

$= 9,76 \text{ кг/м}^3$ ,  $p_{\infty} = 0,1 \text{ МПа}$ ,  $\rho_{\infty} = 1,29 \text{ кг/м}^3$ ,  $\gamma = 1,4$  (рабочая среда – воздух). Расчеты проводились в области  $0 \leq z \leq 4L$ ,  $0 \leq r \leq L$ , покрытой 9600 ячейками, в том числе 200 ячеек приходилось на внутренний объем цилиндра (при  $t = 0$ ).

Численные и экспериментальные значения скорости и смещения крышки показаны на фиг. 2. Анализ газодинамических процессов (фиг. 1, б–з) показывает, что в начальный период истечения в окружающей среде формируется сверхзвуковое струйное истечение через образовавшуюся кольцевую щель между сосудом и крышкой. Далее по мере увеличения щели под действием волны разрежения, распространяющейся внутрь сосуда, формируется цилиндрическая струя в направлении оси  $z$ . Воздействие этой струи на крышку приводит к появлению отраженной ударной волны, наблюдаемой и в экспериментах [2]. Максимальное значение скорости крышки достигается при  $t = 2,5$  мс, когда ее смещение превышает диаметр сосуда. Время полного истечения среды из сосуда  $\approx 3$  мс. Если не учитывать наличие крышки, то это время  $\approx 2$  мс. Таким образом, динамика крышки оказывает существенное влияние на все характеристики процесса истечения.

**2. Упрощенная модель.** Поскольку расчеты рассматриваемых задач в полной многомерной постановке достаточно трудоемки, важное значение имеют приближенные подходы для оценки основных параметров процессов истечения. Во-первых, использовалась баротропная модель газодинамических процессов, когда из системы (1.1) исключалось уравнение сохранения энергии, а в качестве уравнения состояния принималась адиабата Пуассона

$$p = p_{\infty} (\rho / \rho_{\infty})^{\gamma} \quad (2.1)$$

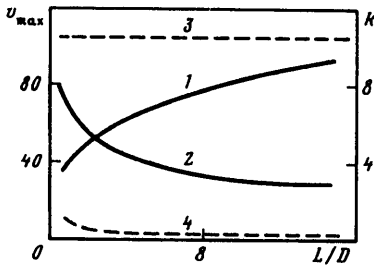
Результаты, полученные по полной и баротропной моделям, несмотря на формирование отраженных от крышки ударных волн, оказались очень близки и по параметрам движения крышки и интегральным параметрам истечения. Во-вторых, реализовывалась модель истечения среды с использованием интеграла Лагранжа – Коши, позволяющего определить скорость истечения в виде

$$v_r = \sqrt{2 \frac{p_{\infty}}{\rho_{\infty}} \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_{\infty}} \right)^{(\gamma - 1)/\gamma} - 1 \right]} \quad (2.2)$$

Изменение массы в сосуде описывается соотношениями

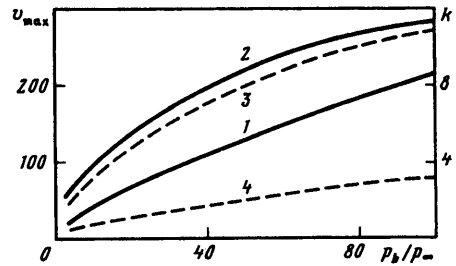
$$\frac{dM}{dt} = \rho_{\infty} v_r \pi D w, \quad t = 0: \quad M = \frac{1}{4} \rho_b L \pi D^2 \quad (2.3)$$

Уравнения (2.2), (2.3) в совокупности с (1.2) и (2.1) образуют полную систему



Фиг. 3

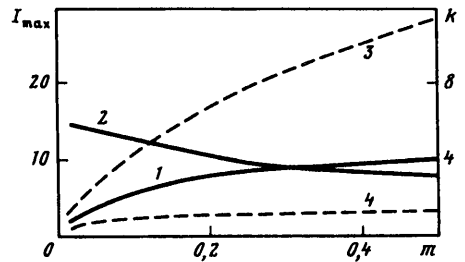
Фиг. 3. Зависимости  $v_{\max}$  (м/с) – кривые 1, 3 и коэффициента  $k$  (%) от длины сосуда. Кривые 1, 2 – газ, 3, 4 – пароводяная смесь



Фиг. 4

Фиг. 4. Зависимости  $v_{\max}$  (м/с) – кривые 1, 3 и коэффициента  $k$  (%) от начального давления в сосуде. Кривые 1, 2 – газ, 3, 4 – пароводяная смесь

Фиг. 5. Зависимости максимального значения импульса  $I_{\max}$  (Н · с) крышки – кривые 1, 3 и коэффициента  $k$  от массы  $m$  (кг) крышки. Кривые 1, 2 – газ, 3, 4 – пароводяная смесь



уравнений для определения основных параметров задачи. Расчеты по данной модели дали завышение максимальной скорости крышки на 25%. Более близкие к полной модели результаты (1–2%) получены с помощью упрощенной модели на основе квазиодномерных уравнений истечения. В этом случае система (1.1) заменялась уравнениями сохранения массы и импульса со стоковыми членами

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v_z) &= f \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_z) + \frac{\partial}{\partial z} (p + \rho v_z^2) &= f v_z \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$f = -\frac{4}{D} \rho v_r, \quad z > L; \quad f = 0, \quad z \leq L$$

Система (2.4) замыкается уравнением (2.1) и соотношением для вычисления скорости поперечного истечения  $v_r$ , в качестве которого использовались либо известное решение одномерной задачи об истечении газа в среду с противодавлением [4]

$$v_r = \begin{cases} \frac{2}{\gamma+1} c, & pA \geq p_\infty \\ \left[ 1 - \left( \frac{p_\infty}{p} \right)^{(\gamma-1)/(2\gamma)} \right] \frac{2c}{\gamma-1}, & pA < p_\infty \end{cases}$$

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}, \quad A = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{2\gamma/(\gamma-1)}$$

либо соотношение (2.2). В обоих случаях были получены практически совпадающие результаты.

На фиг. 3 сплошными линиями приведены результаты расчетов максимальной скорости крышки  $v_{\max}$  и коэффициента  $k$ , который равен отношению максимальной кинетической энергии крышки к потенциальной энергии сжатого газа при  $t = 0$ , в зависимости от безразмерной длины сосуда  $L/D$ . Значение  $v_{\max}$  растет с увеличением  $L$ , однако производная  $dv_{\max}/dL$  уменьшается. Казалось бы, что при увеличении  $L$  до некоторой характерной величины, когда площадь поверхности боковой щели к моменту достижения крышкой  $v_{\max}$  становится соизмеримой с площадью поперечного сечения сосуда, значение  $v_{\max}$  должно перестать расти, так как газ будет вытекать из сосуда, минуя крышку. Такое предположение, в частности, высказывалось в [2]. Однако этого не происходит вследствие формирующегося со временем специфического струйного характера истечения газа. Заметное боковое рассеяние энергии происходит лишь в небольшой зоне ( $\Delta z \approx D/2$ ) избыточного давления под крышкой, образующейся в результате торможения потока. Давление же в остальной части струи не превышает  $p_{\infty}$  и  $v_z \gg v_r$ . Расчеты даже для очень длинных сосудов  $L/D > 700$  подтвердили данную закономерность. Коэффициент  $k$  также не является постоянной величиной и на рассматриваемом интервале изменения  $L$  падает в 3 раза.

Параметры движения крышки и газа существенно зависят и от начального давления в сосуде (фиг. 4, кривые 1–2). Расчеты проведены для  $L/D = 2,78$ ,  $m = 0,1$  кг. Коэффициент  $k$  возрастает при изменении  $p_b/p_{\infty}$  от 5 до 100 почти в 6 раз, достигая 12%. Таким образом, доля энергии сжатого газа, идущая на разгон крышки, заметно увеличивается с ростом  $p_b$ .

Из численных данных на фиг. 5 при  $L/D = 2,78$ ,  $p_b = 17p_{\infty}$  следует, что если  $k$  уменьшается с ростом  $m$  на 30%, то величина максимального импульса возрастает более чем в 2 раза. Как показали проведенные исследования, практически все параметры процесса истечения и движения крышки, включая интегральные характеристики, существенно и нелинейно зависят от начального давления в цилиндрическом сосуде, от его длины и массы отделившейся крышки.

**3. Истечение пароводяной смеси.** Моделирование истечения пароводяной смеси производится в предположении, что изменение параметров среды происходит вдоль линии насыщения, частицы разных фаз имеют одинаковую скорость и давление. В этом случае динамика среды описывается в баротропном приближении на основе первых трех уравнений (1.1) и эмпирических соотношений [5], определяющих уравнение состояния  $p = \rho$  и справедливых при  $p \leq 10$  МПа

$$\rho(p) = [(1 - \beta)V_{1s}^0 + \beta V_{2s}^0]^{-1}$$

$$V_{1s}^0 = \frac{1}{\rho_{1s}^0(p)} = 0,1046 \cdot 10^{-2} + 0,789 \cdot 10^{-4} p - 0,776 \cdot 10^{-5} p^2 + 0,389 \cdot 10^{-6} p^3$$

$$l(p) = 2199 - 170,7p + 15,22p^2 - 0,707p^3$$

$$i_{1s}(T) = -1299 + 5,663T - 0,446 \cdot 10^{-2} T^2 + 0,49 \cdot 10^{-5} T^3$$

$$i_{2s} = i_{1s} + l$$

$$V_{2s}^0 = \frac{1}{\rho_{2s}^0(p)} = V_{1s}^0 + \frac{l(p)}{T_s(p)} \frac{dT_s}{dp}, \quad T_s(p) = \frac{T_0}{\ln(p^0/p)}$$

$$l \frac{d\beta}{dt} = (1 - \beta)V_{1s}^0 + \beta V_{2s}^0 - (1 - \beta) \frac{di_{1s}}{dp} - \beta \frac{di_{2s}}{dp}$$

Здесь энтальпия  $i_{1s}$  и удельная теплота парообразования  $l$  приведены в кДж/кг, давление  $p$  в МПа,  $T_s$  в К,  $V_{1s}^0$  в м<sup>3</sup>/кг,  $T_0 = 4640$  К,  $p^0 = 28570$  МПа. Нижними индексами 1 и 2 отмечены параметры жидкости и пара соответственно,  $s$  – состояние

насыщения,  $\rho$  – плотность смеси,  $\rho_1^0$ ,  $\rho_2^0$  – истинные плотности компонент,  $\beta$  – массовая концентрация пара. При  $t = 0$  предполагается  $\beta = 0$ .

Результаты расчетов задачи истечения пароводяной смеси при тех же начальных условиях и геометрических параметрах, что и в случае газа, приведены на фиг. 2–5 кривыми 3–4. Квазиодномерная модель (2.4) также дает достаточно точные результаты в определении интегральных параметров процесса. Максимальная скорость крышки увеличивается в 2 раза для пароводяной смеси по сравнению с перегретым паром. Время достижения максимума также значительно увеличивается. Величина  $v_{\max}$  практически не зависит от длины сосуда, поскольку волна разрежения распространяется внутрь цилиндра значительно медленнее, чем в случае газа, а процесс интенсивного парообразования локализуется в узкой зоне в верхней части сосуда. Доля энергии, отбираемая крышкой, меньше 1% даже для коротких сосудов  $L \sim D$ . В то же время динамика крышки и смеси сильно зависит от начального давления в сосуде, коэффициент  $k$  для  $L/D = 2,78$  и  $p_b = 100p_\infty$  увеличивается до 3%. Максимальный импульс, полученный крышкой, нелинейно растет при увеличении массы крышки, что наблюдалось и для газа, но  $k$  ведет себя качественно иначе, увеличиваясь с ростом массы крышки.

**Заключение.** Численное исследование показало существенное влияние учета движения крышки на нестационарные процессы истечения газа. Влияние динамики крышки на параметры истечения пароводяной смеси незначительно. Величины максимального импульса и энергии движения крышки нелинейно зависят от начального движения, длины сосуда и массы крышки. Предложенная квазиодномерная модель позволяет достаточно точно описать траекторию движения крышки и интегральные параметры истечения среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке конкурсного центра грантов Госкомвуза РФ по фундаментальным исследованиям в области атомной энергетики.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ляхов В.Н., Подлубный В.В., Титаренко В.В. Воздействие ударных волн и струй на элементы конструкций. М.: Машиностроение, 1989. 391 с.
2. Борисовская В.П., Иванов А.Н. Исследование внезапного одностороннего разрушения газонаполненного цилиндрического сосуда // Тр. ЦАГИ, 1980. Вып. 2067. С. 10–17.
3. Годунцов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
5. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 2. М.: Наука, 1987. 360 с.

Нижний Новгород

Поступила в редакцию  
7.II.1996