

УДК 532.529

ДИНАМИКА ПАРОВОЙ ОБОЛОЧКИ ВБЛИЗИ НАГРЕТОЙ ЧАСТИЦЫ, ПОМЕЩЕННОЙ В ЖИДКОСТЬ

Н. С. Хабеев, О. Р. Ганиев*

Университет Королевства Бахрейн, 32038 Манама, Бахрейн

* Научно-исследовательский институт механики Московского государственного университета, 117234 Москва

E-mail: nail@sci.uob.bh

Применительно к проблеме паровых взрывов исследованы динамика и тепломассообмен парового пузыря, содержащего нагретую частицу. Показано, что существует две стадии процесса: динамическая и термическая. Динамическая стадия характеризуется пульсациями давления и быстрым увеличением толщины парового слоя. Показано, что упрощающие допущения о постоянстве теплопроводности пара и линейности профиля температур в паровом слое приводят к качественно неверным результатам.

Ключевые слова: паровой взрыв, кипение, паровой пузырь.

Применительно к проблеме паровых взрывов [1, 2] в сферически-симметричной постановке рассмотрена задача о динамике одиночного парового пузыря, содержащего нагретую частицу.

Практическим приложением рассматриваемой задачи является анализ возможных аварий на АЭС, в результате которых раскаленные частицы ядерного топлива могут попасть в холодную воду в системе охлаждения ядерного реактора. Это приводит к взрывному кипению жидкости вокруг частиц и резкому повышению давления в системе. Попытка определения величины акустического импульса при возникновении пленочного кипения на сферических частицах предпринята в [3]. Однако эта работа содержит ряд неточностей. Динамика радиального движения паровой оболочки вокруг нагретой частицы при прохождении через нее ударной волны численно исследовалась в [4]. Изучено влияние на динамику оболочки перепада давления в волне и отношения начальной толщины паровой оболочки к радиусу частицы. При этом использовалось обобщение модели динамического поведения парового пузырька, предложенной в [5]. Обзор работ по динамике пузырьков приведен в [6, 7].

Постановка задачи и основные уравнения. Раскаленная частица или капля (расплавленный металл и т. п.) попадает в холодную жидкость (воду). Предполагается, что температура частицы значительно превышает температуру кипения жидкости. Будем исследовать эту задачу в рамках сферически-симметричной модели. В данной постановке уравнения неразрывности, притока тепла и состояния для пара имеют вид [5]

$$\frac{\partial \rho_g^0}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial w_g \rho_g^0 r^2}{\partial r} = 0,$$

$$\rho_g^0 c_g \left(\frac{\partial T_g}{\partial t} + w_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{dp_g}{dt},$$

$$p_g = \rho_g^0 R_g T_g, \quad d \leq r \leq a(t),$$

где c_g, λ_g, R_g, w_g — теплоемкость при постоянном давлении, теплопроводность, газовая постоянная и скорость пара; $d = \text{const}$ — радиус частицы; $a(t)$ — внешний радиус парового слоя; ρ — плотность; ρ^0 — истинная плотность; p — давление; T — температура; r — радиальная эйлерова координата; t — время.

Предполагается, что давление в паровой фазе, в отличие от температуры и плотности, однородно, что справедливо для широкого класса задач, в которых скорость газа значительно меньше скорости звука в газе [5, 8].

Для частицы и окружающей жидкости уравнения неразрывности, притока тепла и состояния принимают вид [8, 9]

$$\begin{aligned}\rho_d^0 c_d \frac{\partial T_d}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_d r^2 \frac{\partial T_d}{\partial r} \right), \\ \rho_d^0 &= \text{const}, \quad w_d = 0, \quad 0 \leq r \leq d, \\ \rho_l^0 c_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + w_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \right) &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_l r^2 \frac{\partial T_l}{\partial r} \right), \\ \rho_l^0 &= \text{const}, \quad w_l r^2 = w_{la} a^2(t), \quad a(t) \leq r,\end{aligned}$$

где $w_{la} = w_l(a, t)$ — скорость жидкости на границе с паровой прослойкой.

Граничные условия для данной задачи имеют вид [8]

$$\begin{aligned}r = 0: \quad & \frac{\partial T_d}{\partial r} = 0, \\ r = d: \quad & \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} = \lambda_d \frac{\partial T_d}{\partial r}, \quad w_{gd} = 0, \quad T_g = T_d, \\ r = a(t): \quad & \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} = jL, \quad T_{ga} = T_{la} = T_{gs}(p_g), \\ & j = \rho_l^0 (a' - w_{la}) = \rho_g^0 (a' - w_{ga}), \quad a' = \frac{da}{dt}, \\ r \rightarrow \infty: \quad & T_l \rightarrow T_\infty = \text{const}, \quad p \rightarrow p_\infty = \text{const}.\end{aligned} \tag{1}$$

Здесь j — скорость фазового перехода, отнесенная к единице площади поверхности ($j > 0$ соответствует испарению); L — удельная теплота парообразования; нижний индекс s соответствует параметрам на линии насыщения.

Давление и температура на линии насыщения связаны уравнением Клапейрона — Клаузиуса

$$\frac{dT_{gs}}{dp} = \frac{T_{gs}(1 - \rho_{gs}^0/\rho_l^0)}{L\rho_{gs}^0}.$$

Динамика пузыря описывается уравнением Рэлея [6]

$$a \frac{dw_{la}}{dt} + \frac{3}{2} w_{la}^2 = \frac{p_g - 2\sigma/a - p_\infty}{\rho_l^0},$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения.

В данной задаче необходимо учитывать зависимость теплопроводности пара от температуры, которая принимается в следующем виде:

$$\lambda_g(T) = AT + B.$$

Остальные характеристики сред ($\lambda_d, \rho_d^0, c_d, c_g, L, \lambda_l, \rho_l^0, c_l$) можно считать постоянными.

Подставляя уравнение неразрывности для пара в уравнение притока тепла и используя уравнение состояния, систему уравнений для паровой фазы можно записать в виде [8]

$$\begin{aligned}\frac{\partial T_g}{\partial t} + w_g \frac{\partial T_g}{\partial r} &= \frac{1}{c_g \rho_g r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g(T) r^2 \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + \frac{1}{c_g \rho_g} \frac{dp_g}{dt}, \\ \frac{dp_g}{dt} &= \frac{3(\gamma - 1)}{a^3 - d^3} \lambda_g(T) r^2 \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_{a-d} - \frac{3\gamma p_g}{a^3 - d^3} a^2 w_{ga}, \\ w_g &= \frac{\gamma - 1}{\gamma p_g r^2} \lambda_g(T) r^2 \left(\frac{\partial T_g}{\partial r} \right)_{r-d} - \frac{(r^3 - d^3)(\gamma - 1)}{3\gamma p_g r^2} \frac{dp_g}{dt}, \\ d &\leq r \leq a(t),\end{aligned}$$

где нижний индекс $a-d$ соответствует следующей операции: $f_{a-d} = f(a) - f(d)$.

При $r = a(t)$ граничные условия ставятся на подвижной границе. Для удобства численного расчета эта граница “замораживалась” соответствующим преобразованием координат:

$$\begin{aligned}0 \leq r \leq d: & \quad \eta = r/d, \quad 0 \leq \eta \leq 1, \\ d \leq r: & \quad \xi = (r - d)/(a - d), \quad 0 \leq \xi, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_r &= \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_\xi - \frac{a\xi}{a - d} \frac{\partial}{\partial \xi}, \quad \frac{\partial}{\partial r} = \frac{1}{a - d} \frac{\partial}{\partial \xi}.\end{aligned}$$

Таким образом,

$$\begin{aligned}r = 0: & \quad \eta = 0, & r = d: & \quad \eta = 1, \quad \xi = 0, \\ r = a(t): & \quad \xi = 1, & r \rightarrow \infty: & \quad \xi \rightarrow \infty.\end{aligned}$$

Преобразованная система уравнений и граничных условий исследовалась численными методами.

Результаты численного анализа. Следует отметить, что численное исследование приведенной выше системы уравнений весьма трудоемко. Попытка упростить эту систему была предпринята в работе [3]. Температура частицы принималась однородной, и, следовательно, уравнение притока тепла для частицы преобразовывалось в обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{4}{3} \pi d^3 \rho_d c_d \frac{dT_d}{dt} = -4\pi d^2 q, \quad (2)$$

где q — поток тепла через единицу поверхности частицы в пар:

$$q = \alpha_d (T_d - T_{gs}), \quad (3)$$

α_d — коэффициент теплоотдачи частицы. При $\alpha_d = \lambda_g / (\pi D_g t)^{1/2}$ и $\lambda_g = \text{const}$ температура капли описывается следующей формулой:

$$T_d(t) = T_s + (T_d(0) - T_s) \exp \left(-(D_d t / a^2)^{1/2} \right). \quad (4)$$

Здесь $D = \lambda / (\rho C)$ — температуропроводность.

Данная формула была приведена без вывода, однако при интегрировании уравнения (2) с учетом (3) и выражения для α_d получаем другую формулу:

$$T_d(t) = T_s + (T_d(0) - T_s) \exp \left[-6 \frac{\lambda_g}{\lambda_d} \left(\frac{D_d}{D_g \pi} \frac{D_d t}{d^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (5)$$

Анализ приведенных формул для температуры частицы и сравнение с численным решением полной системы уравнений показывают, что выражение (5) хорошо описывает изменение температуры частицы, в то время как в соответствии с формулой (4) скорость остывания частицы оказывается завышенной.

Другое упрощающее предположение состояло в том, что профиль температур в паре считался линейным. Таким образом, уравнение переноса тепла в паре не решалось, т. е.

$$T_g = \frac{T_d - T_s}{d - a} (r - a) + T_s, \quad \frac{\partial T_g}{\partial r} = \frac{T_d - T_s}{d - a}.$$

Используя это допущение, уравнение для изменения давления можно записать в виде

$$\frac{dp_g}{dt} = \frac{3(\gamma - 1)}{a^3 - d^3} \left((d^2 - a^2)q_g - \frac{\gamma p_g}{\gamma - 1} a^2 w_{ga} \right), \quad (6)$$

где $q_g = -\lambda_g (\partial T_g / \partial r) \Big|_{r=a} = \lambda_g (T_d - T_s) / (a - d)$; $\lambda_g = \text{const}$. Это предположение приводит к противоречию: количество тепла, поступающего в пар от горячей частицы, меньше количества тепла, переданного паром в холодную жидкость:

$$4\pi d^2 q_g < 4\pi a^2 q_g. \quad (7)$$

Наконец, последним упрощением является задание теплового потока из пара в окружающую жидкость. В [3] предложено следующее выражение для потока тепла из пара в жидкость:

$$q_l = a_l (T_s - T_\infty) a^2(t) / a^2(0). \quad (8)$$

Здесь $a_l = \lambda_l / (\pi D_l t)^{1/2}$.

Для задания зависимости температуры насыщения жидкости от давления была использована аппроксимация уравнения Клапейрона — Клаузиуса в виде

$$p_g = p_{g,0} \exp \left(\frac{L}{R_g T_{s,0}} \left(1 - \frac{T_{s,0}}{T_s} \right) \right). \quad (9)$$

Таким образом, в [3] предложена модель, включающая уравнения (4), (6), (8), (9) и следующие уравнения:

$$p_g = \rho_g^0 R_g T_g, \quad jL = q_g - q_l, \quad j = \rho_l^0 (a' - w_{la}) = \rho_g^0 (a' - w_{ga}),$$

$$a' = \frac{da}{dt}, \quad a \frac{dw_{la}}{dt} + \frac{3}{2} w_{la}^2 = \frac{p_g - p_\infty}{\rho_l^0}.$$

Результаты расчетов подтверждают приемлемость допущения об однородности температуры частицы. Ниже проведено сравнение результатов расчетов, выполненных по модели [3] и с использованием данной модели. Результаты представлены для медной частицы радиусом $d = 0,2$ м при температуре $T_0 = 1356$ К, находящейся в воде ($p_0 = 10^5$ Па). Начальный радиус парового пузыря $\bar{a}_0 = \bar{a}_0/d$ принимался равным 1,1, начальный профиль температур в паре считался линейным.

На рис. 1 приведена зависимость температуры частицы от времени, построенная по формулам (4) и (5) ($t_* = d^2/D_g = 0,53$ с). Температура частицы, рассчитанная по формуле (5), в рассматриваемом интервале времени практически не меняется.

На рис. 2 приведены зависимости давления в паровом слое и радиуса пузыря от времени, а на рис. 3 — зависимости тепловых потоков от частицы в пар, от пара к поверхности пузыря и с поверхности пузыря в жидкость от времени в случае отсутствия перепада температур в жидкости ($T_\infty = T_s$) при $t = 0$. Результаты расчетов по данной модели

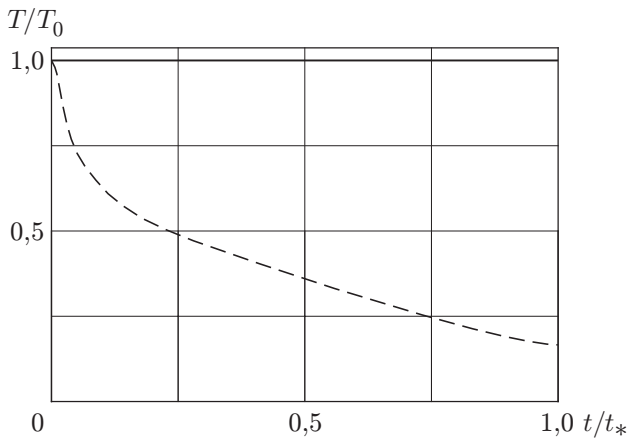


Рис. 1

Рис. 1. Изменение температуры частицы с течением времени ($T_0 = 1356$ К, $t_* = 0,53$ мс):

сплошная линия — расчет по формуле (5); штриховая — расчет по формуле (4)

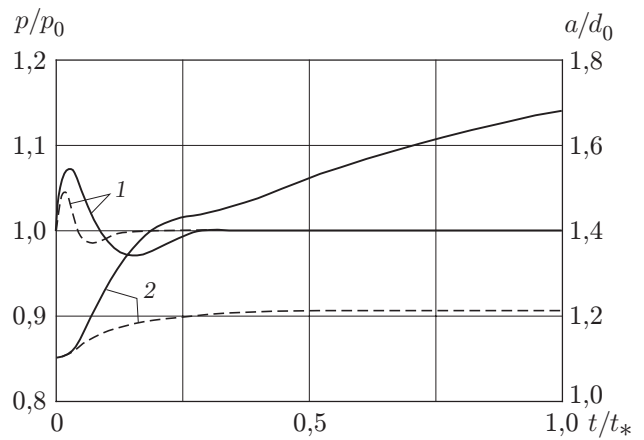


Рис. 2

Рис. 2. Результаты расчета давления в паре (1) и радиуса пузырька (2) ($p_0 = 10^5$ Па, $d = 0,2$ мм, $T_0 = 1356$ К, $T_\infty = 373$ К, $a_0/d = 1,1$, $t_* = 0,53$ мс):

сплошные линии — рассматриваемая модель ($\lambda_g = \text{const}$); штриховые — модель [3]

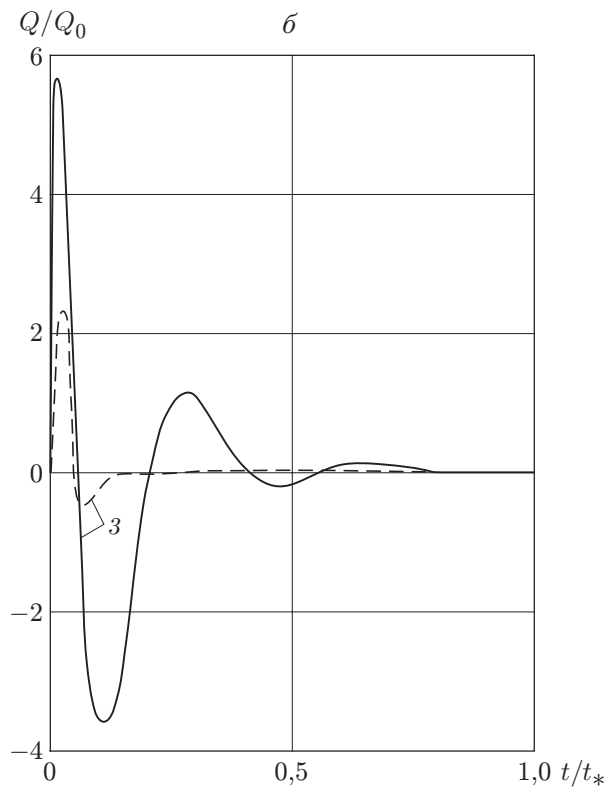
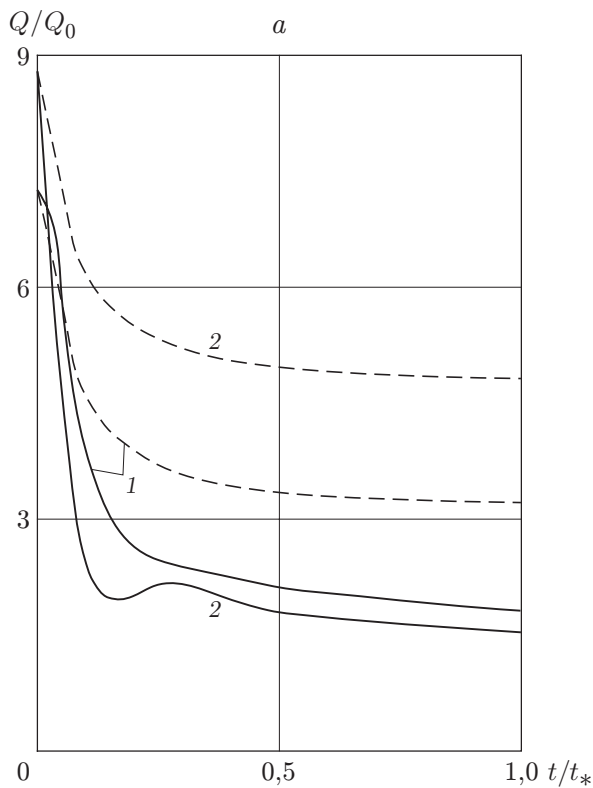


Рис. 3. Результаты расчетов тепловых потоков ($p_0 = 10^5$ Па, $d = 0,2$ мм, $T_0 = 1356$ К, $T_\infty = T_{s,0} = 373$ К, $a_0/d = 1,1$, $t_* = 0,53$ мс):

сплошные линии — рассматриваемая модель ($\lambda_g = \text{const}$); штриховые — модель [3];
 1 — поток тепла от частицы в пар; 2 — поток тепла от пара к поверхности пузырька;
 3 — поток тепла с поверхности пузырька в жидкость

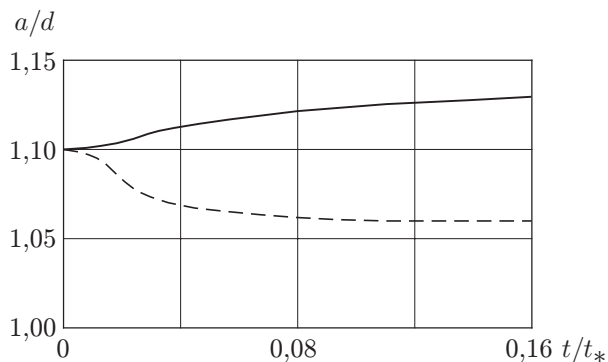


Рис. 4

Рис. 4. Результаты расчета радиуса пузыря для случая недогретой жидкости ($p_0 = 10^5$ Па, $d = 0,2$ мм, $T_0 = 1356$ К, $T_\infty = 363$ К, $T_{s,0} = 373$ К, $a_0/d = 1,1$, $t_* = 0,53$ мс, $\lambda_g = \text{const}$):

сплошная линия — рассматриваемая модель; штриховая — модель [3]

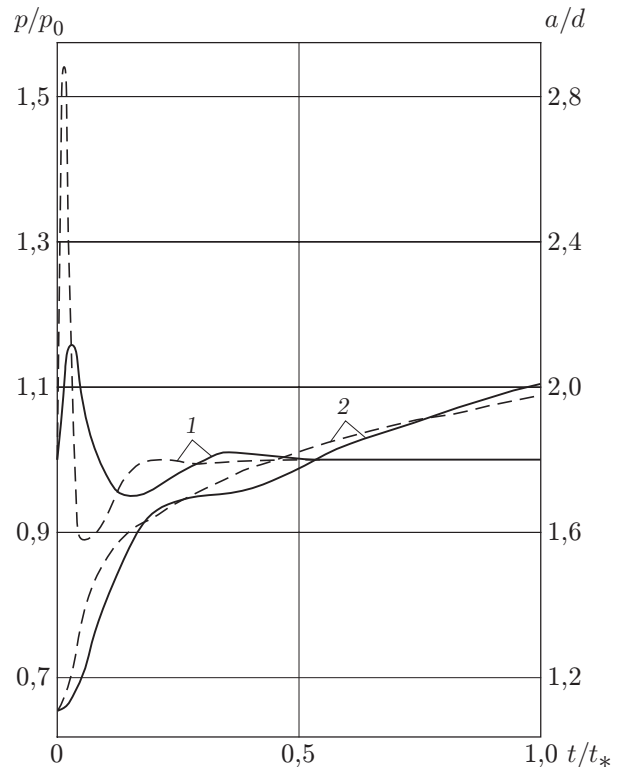


Рис. 5

Рис. 5. Результаты расчета давления в паре (1) и радиуса пузыря (2) ($p_0 = 10^5$ Па, $d = 0,2$ мм, $T_0 = 1356$ К, $T_\infty = T_{s,0} = 373$ К, $a_0/d = 1,1$, $t_* = 0,53$ мс, $\lambda_g \neq \text{const}$):

сплошные линии — рассматриваемая модель; штриховые — модель [3]

(с учетом $\lambda_g = \text{const}$) показаны сплошной линией, по модели [3] — штриховой (вместо формулы (4) для T_d использовалась формула (5)). Как указано выше, задание линейного профиля температуры приводит к изменению процесса теплообмена (рис. 3). Следует отметить, что на рис. 3 приведены значения полных тепловых потоков со всей поверхности с точностью до 4π , т. е. $Q = -R^2\lambda \partial T/\partial r$, $Q_0 = 4\pi d\lambda_g T_0$.

Из рис. 2 следует, что значение максимума давления в паре, вычисленное по модели [3], занижено. Это вызвано отрицательным вкладом в правую часть уравнения (6) членов, содержащих тепловые потоки. Кроме того, наблюдается существенное различие скорости роста толщины парового слоя, определенной по сравниваемым моделям.

Результаты расчета радиуса пузыря для случая недогретой жидкости представлены на рис. 4. Видно, что в соответствии с рассматриваемой моделью пузырь растет, в соответствии с моделью [3] — схлопывается. Это обусловлено отмеченным выше противоречием модели [3] (см. неравенство (7)).

Следует отметить, что в работе [3] не учтена зависимость теплопроводности пара от температуры. В настоящей работе проведены расчеты по модели с линейным профилем

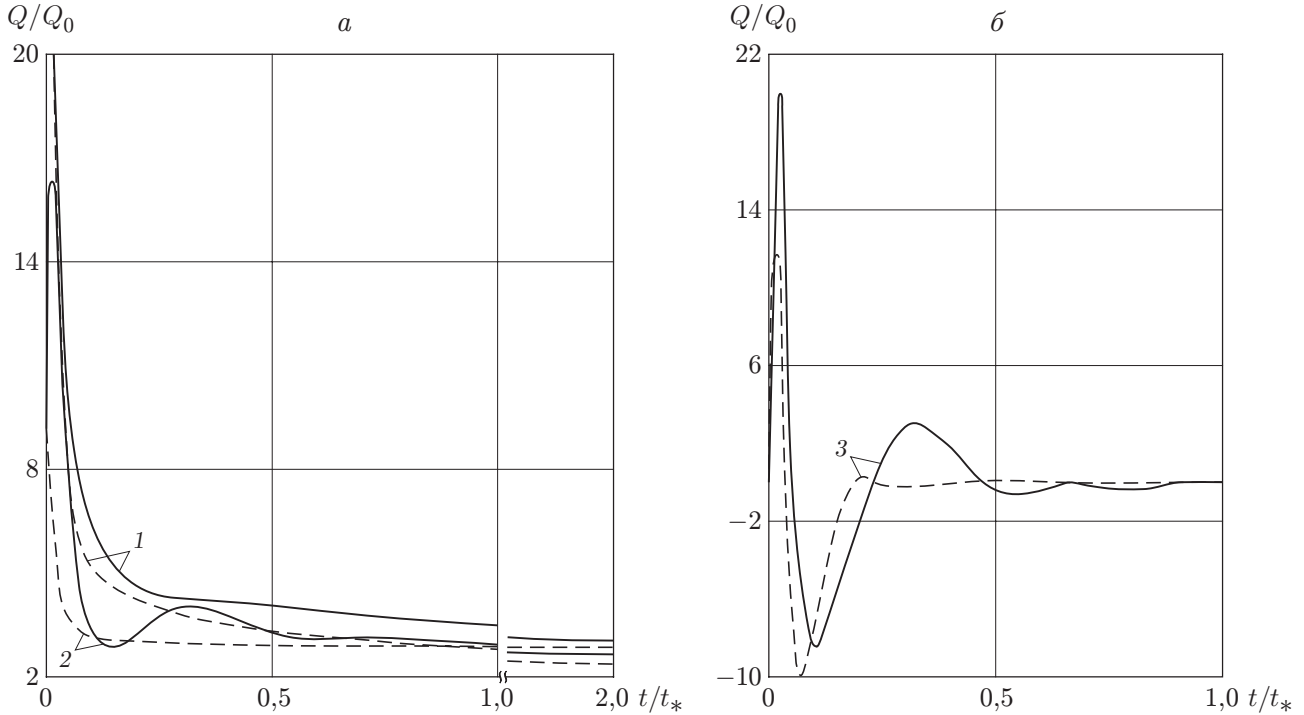


Рис. 6. Результаты расчета потоков тепла ($p_0 = 10^5$ Па, $d = 0,2$ мм, $T_0 = 1356$ К, $T_\infty = T_{s,0} = 373$ К, $a_0/d = 1,1$, $t_* = 0,53$ мс, $\lambda_g \neq \text{const}$): сплошные линии — рассматриваемая модель; штриховые — модель с линейным профилем температуры; 1 — поток тепла от частицы в пар; 2 — поток тепла от пара к поверхности пузыря; 3 — поток тепла с поверхности пузыря в жидкость

температур с учетом зависимости $\lambda_g(T)$. В этом случае имеем

$$\frac{dp_g}{dt} = \frac{3(\gamma - 1)}{a^3 - d^3} \left(d^2 q_{gd} - a^2 q_{ga} - \frac{\gamma p_g}{\gamma - 1} a^2 w_{ga} \right),$$

где $q_{gd} = -\lambda_g(T_d)(T_d - T_s)/(a - d)$; $q_{ga} = -\lambda_g(T_s)(T_d - T_s)/(a - d)$.

На рис. 5, 6 приведены те же зависимости, что и на рис. 2, 3, полученные по модели с линейным профилем температур с учетом зависимости $\lambda_g(T)$, а также по полной модели с переменной λ_g . На рис. 6,а видно, что за счет переменности λ_g на начальном интервале времени выполняется условие

$$4\pi d^2 q_{gd} > 4\pi a^2 q_{ga}.$$

Это приводит к тому, что на начальном интервале времени модифицированная модель [3] с линейным профилем температуры с учетом переменности λ_g качественно лучше согласуется с решением полной системы уравнений, чем модель [3] (см. рис. 5, 6,б).

Из сравнения рис. 5 и рис. 2 следует, что учет зависимости теплопроводности пара от температуры приводит к интенсификации процесса, поэтому пренебрежение данной зависимостью может оказать существенное влияние на результаты расчетов.

Таким образом, необходимо уточнить предположения, принятые в [3], за исключением допущения об однородности температуры в частице, а также учесть переменность теплопроводности пара.

Достаточно полная и точная модель рассматриваемого процесса предложена в [4], где для определения полей температур в паре и окружающей жидкости использовались уравнения притока тепла в частных производных, а для определения температуры частицы —

обыкновенное дифференциальное уравнение, полученное в предположении однородности температуры частицы. Однако при этом не учитывалась зависимость теплопроводности пара от температуры. Если сравнить тепловые потоки в паровой фазе на поверхности пузыря q_{ga} и q_{ga}^λ , найденные по квазистационарным распределениям температур (см. ниже) при постоянной и переменной величине λ_g соответственно, то при $T_d = 1356$ К, $T_s = 373$ К получим $g_{ga}^\lambda/g_{ga} \simeq 2,5$. Начальные условия в [4] находились из решения задачи о квазистационарном распределении температуры в паре и жидкости:

$$\begin{aligned} d \leq r \leq a_0: \quad T_g &= (T_{d,0} - T_{s,0})d(a_0/r - 1)/(a_0 - d) + T_{s,0}, & w_{g,0} &= 0, \\ a_0 \leq r: \quad T_l &= (T_{s,0} - T_\infty)a_0/r + T_\infty, & w_{l,0} &= 0. \end{aligned}$$

На поверхности пузыря принималось условие равенства тепловых потоков в жидкости и паре в начальный момент

$$\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=a} = \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_{r=a},$$

откуда следует

$$\frac{T_{d,0} - T_{s,0}}{T_{s,0} - T_\infty} = \frac{\lambda_l}{\lambda_g} \frac{a_0 - d}{d}.$$

Это соотношение существенно ограничивает диапазон начальных условий. Например, если температура жидкости равна температуре кипения, т. е. $T_\infty = T_{s,0}$, то при конечном значении a_0 выполняется равенство $T_{d,0} = T_{s,0}$.

В [4] представлены некоторые результаты численного решения системы уравнений при мгновенном повышении или понижении давления на бесконечности в начальный момент времени. В отличие от [4] в данной работе рассмотрен другой предельный случай, а именно мгновенный ввод частиц в жидкость. При этом вдали от пузырька давление не меняется, а “движущей силой” процесса является начальный перепад температуры, который также может вызвать радиальные колебания пузыря. Такие постановки задачи дополняют друг друга.

Анализ полной модели и результатов расчетов по ней показывает, что зависимость скорости роста парового пузырька от времени описывается уравнением

$$\bar{a} \frac{d^2 \bar{a}}{d\tau^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{d\bar{a}}{d\tau} \right)^2 = \frac{P_g - 2\sigma/(ap_\infty) - 1}{\varepsilon^2},$$

где $\varepsilon = d/[t_*(p_\infty/\rho_l^0)^{1/2}]$ — параметр в уравнении Рэлея — Ламба; $t_* = d^2/D_g$; $P_g = p/p_\infty$; $\tau = t/t_*$. В соответствии с этим уравнением отклонение давления от равновесного значения приводит к изменению скорости роста толщины парового слоя. С увеличением коэффициента ε (в частности, вызванным уменьшением радиуса частицы d) система становится “менее чувствительной” к отклонениям давления от равновесного значения и поэтому допускает более значительные амплитуды давления.

В исследуемом процессе можно выделить две стадии: начальную динамическую и последующую тепловую.

Начальные условия оказывают влияние только на динамическую стадию процесса $t < 0,1t_*$. Для этой стадии характерны пульсации давления и быстрый рост толщины парового слоя. При этом уменьшение числа Пекле $Pe = t_*/T$ (T — период пульсации пузыря) приводит к увеличению амплитуды пульсации давления и продолжительности динамической стадии.

На тепловой стадии процесса поведение системы хорошо описывается квазистационарным решением уравнений теплопроводности. Так, для пара оно имеет вид

$$\lambda_g(T_g) \frac{\partial T_g}{\partial r} = \frac{C_1}{r^2}, \quad \lambda_g(T) = AT_g + B,$$

$$AT_g^2/2 + BT_g = -C_1/r + C_2, \quad (10)$$

$$C_1 = -\frac{ad}{a-d}(T_d - T_s) \frac{\lambda_g(T_d) + \lambda_g(T_s)}{2}, \quad C_2 = \frac{C_1}{a} + \frac{1}{2}AT_s^2 + BT_s.$$

Полученное квазистационарное решение уравнения теплопроводности в паре с высокой точностью описывает поведение системы на тепловой стадии ($t > 0, 1t_*$) и качественно описывает поведение на динамической стадии процесса.

Уменьшение начальной толщины парового слоя приводит к увеличению продолжительности динамической стадии и интенсификации процессов на этой стадии. Существенной особенностью задачи является зависимость теплопроводности пара от температуры.

Если предположить, что частицы пара внутри оболочки неподвижны и увеличение ее радиуса определяется лишь испарением жидкости, то

$$j = \rho_g(a)a' \quad (11)$$

($\rho_g(a)$ — плотность пара на внешней границе парового слоя).

Рассмотрим предельный случай максимального роста толщины паровой оболочки, когда частица не остывает и все тепло, поступающее к внешней границе паровой оболочки со стороны нагретой частицы, расходуется на испарение жидкости, т. е. $q_{la} = -\lambda_l(\partial T_l/\partial r)_a = 0$. Это условие соответствует случаю, когда сильно нагретые частицы попадают в кипящую жидкость ($T_l = T_s$), либо предельному случаю малотеплопроводной жидкости ($\lambda_l \rightarrow 0$).

С учетом (10), (11) граничное условие на поверхности пузыря (1) записывается в виде

$$C_1/a^2 = \rho_{gs}\dot{a}L. \quad (12)$$

На асимптотической стадии роста, когда $a \gg d$, решение уравнения (12) имеет вид

$$a = \sqrt[3]{\varkappa t}, \quad \varkappa = \frac{3}{2} \frac{d(T_d - T_s)}{L\rho_{gs}} [\lambda_g(T_d) + \lambda_g(T_s)].$$

Приведенное соотношение является оценкой сверху, так как при его получении не учитывалось, что частица в процессе роста толщины паровой оболочки остывает и часть излучаемого частицей теплового потока рассеивается в жидкости. Однако и в этом предельном случае рост толщины оболочки происходит значительно медленнее, чем на асимптотической стадии роста парового пузыря в перегретой жидкости, когда его радиус увеличивается пропорционально $t^{1/2}$ [10].

Важной характеристикой парового взрыва является величина акустического импульса при возникновении пленочного кипения на частицах. Предположим, что все горячие частицы имеют одинаковые размеры и равномерно распределены внутри сферической зоны взаимодействия. В результате роста пленки пара вокруг каждой частицы зона взаимодействия увеличивается и возникает акустический импульс. Для его определения используем формулу, которая определяет давление на поверхности зоны взаимодействия [3, 11]:

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \frac{\rho_0 R^2 \beta \bar{a}}{p_0} (1 + \bar{a}^3 \beta) \left(2 \left(\frac{d\bar{a}}{dt} \right)^2 + \bar{a} \frac{d^2 \bar{a}}{dt^2} \right). \quad (13)$$

Здесь $\bar{a} = a/a_0$; β , ρ_0 , R — объемная доля горячих частиц, плотность и радиус зоны взаимодействия в начальный момент. Таким образом, необходимо рассмотреть задачу о росте толщины паровой оболочки вокруг одиночной частицы.

Используя результаты расчетов по полной модели, представленные на рис. 5, 6 ($\beta = 0,001$, $R = 0,1$ м), согласно (13) получаем значение импульса, приближенно равное $43 \cdot 10^5$ Па.

Таким образом, по приведенной методике можно оценить максимальный импульс, возникающий при паровом взрыве.

Полная система основных уравнений для решения рассмотренной задачи приведена в [11]. Позднее отдельные аспекты данной проблемы изучались в [12–14].

Авторы выражают благодарность Р. И. Нигматулину за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Bankoff S. G.** Vapour explosions: A critical review // Proc. of the 6th Intern. heat transfer conf. Toronto: Nat. Res. Council of Canada, 1978. V. 6. P. 355–366.
2. **Cronenberg A. W.** Recent development in the understanding of energetic molten fuel-coolant interaction // Nuclear Safety. 1980. V. 21, N 3. P. 319–337.
3. **Усынин Г. Б., Храмов Н. И.** Паровой взрыв в смеси двух жидкостей // Физика горения и взрыва. 1983. № 3. С. 112–115.
4. **Зоненко С. И.** О численном исследовании динамики паровой оболочки около нагретой твердой частицы, помещенной в жидкость // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1985. № 4. С. 154–157.
5. **Нигматулин Р. И., Хабеев Н. С.** Динамика паровых пузырьков // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1975. № 3. С. 59–67.
6. **Plesset M. S., Prosperetti A.** Bubble dynamics and cavitation // Annu. Rev. Fluid Mech. 1977. V. 9. P. 145–185.
7. **Feng Z. C., Leal L. G.** Nonlinear bubble dynamics // Annu. Rev. Fluid Mech. 1997. V. 29. P. 201–243.
8. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1.
9. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1984. Т. 2.
10. **Scriven L. E.** On the dynamics of phase growth // Chem. Engng Sci. 1959. V. 10, N 1/2. P. 1–13.
11. **Khabeev N. S., Ganiev O. R., Bailey S.** Dynamics of a vapor bubble containing a heated particle // Proc. of the 2nd Intern. symp. on two-phase flow modelling and experimentation. Pisa (Italy): Edizioni ETS, 1999. P. 987–993.
12. **Домбровский Л. А., Зайчик Л. И.** Динамика паровой полости в условиях теплового взаимодействия нагретой сферической частицы с окружающей жидкостью // Теплофизика высоких температур. 2000. Т. 38, № 6. С. 975–984.
13. **Алипченков В. М., Домбровский Л. А., Зайчик Л. И.** Рост и устойчивость паровой пленки на поверхности нагретой сферической частицы // Теплофизика высоких температур. 2002. Т. 40, № 1. С. 109–113.
14. **Губайдуллин А. А., Санников И. Н.** Динамика и тепломассообмен парового пузыря, содержащего нагретую частицу // Теплофизика высоких температур. 2005. Т. 43, № 6. С. 919–926.

Поступила в редакцию 31/VII 2006 г.