

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Ромашов, Н. Н. Симонов. Взрывное дело, № 64/21. М.: Недра, 1968.
2. М. М. Докучаев, В. Н. Родионов, А. И. Ромашов. Взрыв на выброс. М.: Изд-во АН СССР, 1963.
3. Механический эффект подземного взрыва/Под ред. М. А. Садовского. М.: Недра, 1971.
4. А. Н. Ромашов. Особенности действия крупных подземных взрывов. М.: Недра, 1980.
5. Л. С. Марченко. Увеличение эффективности взрыва при добывании полезных ископаемых. М.: Наука, 1965.
6. А. Н. Ханукаев. Физические процессы при отбойке горных пород взрывом. М.: Недра, 1974.
7. Г. И. Покровский. Взрывное дело, № 51/8. М.: Госгортехиздат, 1963.
8. О. А. Арутюнов, А. Я. Жуков, Р. С. Крысин и др. Возможности увеличения времени действия взрыва горизонтального заряда в грунтах. Деп. ЦБНТИ Минводхоза СССР, № 323—78.
9. В. Н. Родионов. К вопросу о повышении эффективности взрыва в твердой среде. М.: изд. ИГД им. А. А. Скочинского, 1962.
10. А. И. Ромашов. Взрывное дело, № 64/21. М.: Недра, 1978.
11. В. В. Адушкин, В. Н. Костюченко, В. П. Николаевский и др.— В кн.: Механика деформируемых твердых тел. Т. 7. М.: изд. ВИНТИ, 1974.
12. Г. И. Черный. Изменения физико-механических свойств грунтов при динамических нагрузках. Киев: Наукова думка, 1979.
13. Г. И. Черный. Устойчивость откосов взрывных выемок. Киев: Наукова думка, 1980.
14. О. А. Арутюнов, Р. З. Камалян, А. Г. Пьянков.— В кн.: Энергия взрыва на строительстве гидромелиоративных объектов в Средней Азии. Ташкент, 1980.
15. О. А. Арутюнов, С. С. Григорян, Р. З. Камалян. Изв. АН АрмССР. Механика, 1981, 6.

## ПАРОВОЙ ВЗРЫВ В СМЕСИ ДВУХ ЖИДКОСТЕЙ

Г. Б. Усынин, Н. И. Храмов

(Горький)

Контакт между двумя жидкостями с существенно различными температурами может привести к быстрому росту паросодержания в более холодной жидкости и принять форму парового взрыва. Вопросам теплового взаимодействия расплавленного топлива и теплоносителя ядерного реактора посвящено довольно много работ, обзор которых приведен в [1]. Тем не менее причины возникновения парового взрыва остаются до конца не выясненными.

Одним из наиболее важных остается вопрос о доле тепловой энергии, переходящей в механическую на последней стадии дробления горячей жидкости. Авторы работы [2] определяют эту долю в предположении, что тепловое взаимодействие на этой стадии проходит две фазы. Первая фаза — тепловое расширение охладителя и вторая — пленочное кипение. Максимальное давление, согласно [2], получается во время второй фазы.

Вывод о существовании первой фазы сделан в [3] на основе экспериментов по теплоотдаче от движущегося разогретого танталового шара к натрию. При этом предполагается, что температура свободной поверхности натрия вблизи шара значительно превышает температуру насыщения. Такое утверждение, по нашему мнению, нуждается в дополнительных доказательствах. Однако, если положить, в соответствии с [4], температуру свободной поверхности равной температуре насыщения, а коэффициент теплоотдачи подсчитывать по обычной формуле для движущейся сферы

$$Nu = 2 + 0,55Re^{0,55}Pr^{0,33},$$

где  $Pr = a_l/v_l$ ;  $Re = 2r_l v/v_l$ ;  $Nu = 2r_l \alpha/\lambda_l$ ;  $a$ ,  $v$ ,  $\alpha$  — коэффициенты температуропроводности, вязкости и теплоотдачи;  $r_l$ ,  $v$  — радиус и скорость движения горячей частицы;  $\lambda$  — теплопроводность; индексы  $f$  и  $l$  отно-

ся к горячим частицам и жидкости, то результаты расчета будут вполне соответствовать экспериментальным данным из [3]. Это означает, что все тепло, отдаваемое сферой, отводится жидкостью с парового пузыря, а при малых  $Re$  отмечается обычное пленочное кипение. Таким образом, при незначительной скорости движения горячих частиц первая фаза наблюдаться не будет.

В настоящей работе сделана попытка определить величину акустического импульса при возникновении пленочного кипения на частицах. Допустим, что все горячие частицы имеют одинаковые размеры и равномерно распределены внутри сферической зоны взаимодействия. Температура частиц  $T_{0f}$  превышает температуру, необходимую для возникновения пленочного кипения. В результате роста пленки пара вокруг каждой частицы зона взаимодействия будет увеличиваться и возникает акустический импульс, величину которого необходимо определить. В общем виде эта задача решена в [5], где давление на поверхности зоны взаимодействия определяется формулой

$$p(R_I) - p_0 = \rho_{0I} \frac{V''}{4\pi R_I}, \quad (1)$$

при этом  $p$ ,  $V$ ,  $\rho$  — давление, объем и плотность;  $R$  — радиус, отсчитываемый от центра области взаимодействия. Индекс  $I$  означает область взаимодействия, а нулем отмечены начальные значения;  $V'' = \frac{d^2V}{dt^2}$ .

Закон сохранения массы запишем в виде

$$\rho_I R_I^3 = \rho_{0I} R_{0I}^3. \quad (2)$$

Для плотности области взаимодействия справедливо соотношение

$$\rho_I = \rho_{0I} \left( 1 - \epsilon_f \frac{r_b}{r_{0b}} \frac{R_{0I}}{R_I} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\epsilon_f$  — объемная доля горячих частиц в области взаимодействия в начальный момент;  $r$  — радиус, отсчитываемый от центра отдельной частицы;  $b$  — индекс поверхности жидкость — пар. С учетом (2) и (3) уравнение (1) можно записать так:

$$\tilde{p} = 1 + \frac{\rho_{0I} R_{0I}^3 \epsilon_f \tilde{r}_b}{\rho_0} (1 + \tilde{r}_b^3 \epsilon_f) [2(\tilde{r}_b')^2 + \tilde{r}_b \tilde{r}_b'']. \quad (4)$$

Волнистой линией помечены безразличные величины (по отношению к начальному значению).

Таким образом, задача определения акустического импульса свелась к задаче роста пленки пара вокруг одиночной частицы. Рассмотрим горячую сферу радиуса  $r_f$  при  $T_{0f}$ , мгновенно погруженную в жидкость при температуре  $T_{0l}$ . Согласно [4], вблизи сферы образуется перегретый слой толщиной  $\delta \sim 2\sqrt{at}$ . Через время  $t \sim 10^{-6}$  с этот слой спонтанно вскипает, и далее начинается пленочное кипение. Этот процесс описывают уравнения неразрывности, сохранения массы, энергии и количества движения.

Запишем условия неразрывности и сохранения количества движения для несжимаемой жидкости

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_l) = 0 \quad \text{или} \quad u_l = w_l \left( \frac{r_b}{r} \right)^2, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_l}{\partial t} = u_l \frac{\partial u_l}{\partial r} = - \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (6)$$

Здесь  $u_l$ ,  $u_g$  — радиальные скорости жидкости и пара вблизи частицы;  $w = u(r=r_b)$ . Будем считать, что пар подчиняется уравнению состояния идеального газа, тогда для пленки пара можно записать закон сохра-

нения энергии

$$\rho_g c_p \left( \frac{\partial T_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) + p_g', \quad (7)$$

$c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении. На поверхности жидкость — пар из баланса массы следует

$$m' = \rho_l (w_l - r_b') = \rho_g (w_g - z_b'), \quad (8)$$

где  $m'$  — плотность потока массы пара через поверхность раздела. Из уравнения баланса тепла на границе раздела жидкость — пар получим

$$Lm' = q - \alpha (T_s - T_0) \frac{r_b^2}{r_{0b}^2}. \quad (9)$$

Здесь  $L$  — теплота парообразования;  $q$  — тепловой поток горячей частицы;  $T_s$  — температура насыщения.

Второй член в правой части (9) обусловлен тепловым потоком с поверхности пузырька в недогретую до температуры насыщения жидкость. Считая, что распределение температуры в паровой пленке подчиняется линейному закону, запишем

$$q = \lambda_g (T_f - T_s) / (r_b - r_f). \quad (10)$$

Проинтегрировав соотношение (6) от  $r_b$  до  $\infty$  с учетом (5), получим уравнение Релея

$$r_b w' + 3/2 \cdot w^2 = (p_g - p_0) / \rho_l. \quad (11)$$

После интегрирования (7) от  $r_f$  до  $r_b$  найдем интеграл энергии для пара, который позволяет определить изменение давления в пленке пара через внешний приток тепла и работу поверхностных сил

$$p_g' = \left\{ r_b^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_b} - r_f^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=r_f} - \frac{\gamma p_g}{\gamma-1} w_g r_b^2 \right\} \frac{3(\gamma-1)}{r_b^3 - r_f^3}. \quad (12)$$

Здесь  $\gamma = c_p/c_v$ ;  $c_v$  — теплоемкость при постоянном объеме. Распределение температуры в пленке пара подчиняется линейному закону, поэтому

$$\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_b} = \lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_f} = q.$$

Температура поверхности сферы, если задать коэффициент теплоотдачи в виде [6]

$$\alpha_f = \lambda_g / \sqrt{\pi a_g},$$

описывается формулой

$$T_f = T_s + (T_{0f} - T_s) \exp \left[ - \sqrt{a_f t / r_b^2} \right]. \quad (13)$$

Уравнение (12) можно записать так:

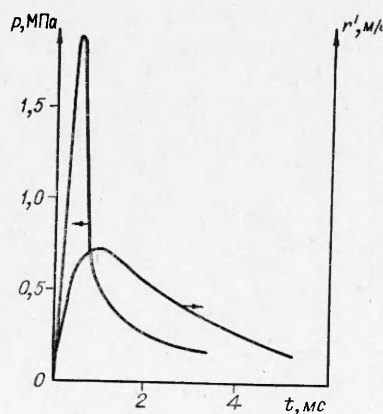
$$p_g' = \left\{ (r_b^2 - r_f^2) q - \frac{\gamma p_g}{\gamma-1} w_g r_b^2 \right\} \frac{3(\gamma-1)}{r_b^3 - r_f^3}, \quad (14)$$

где  $q$  — определяется выражением (10). Температура насыщения и давление связаны уравнением Клапейрона — Клаузиуса, которое аппроксимируется в виде

$$p_g = p_{0g} \exp \left[ \frac{L}{c_p T_{0s}} \left( 1 - \frac{T_{0s}}{T_s} \right) \right]. \quad (15)$$

Таким образом, для определения неизвестных  $w$ ,  $m$ ,  $r_b$ ,  $p_g$  составлены обыкновенные дифференциальные уравнения (9), (11), (14) и уравнения связи (8), (15), (13). Начальные условия: при  $t=0$   $w=0$ ,  $m=m_0$ ,  $r_b=r_{0b}$ ,  $p=p_0$ . Начальный радиус пленки пара  $r_{0b}$  определялся согласно термодинамической теории вскипания перегретой жидкости при соприкосновении с горячей поверхностью [4].

Данная система уравнений решена численно в случае взаимодействия меди с водой. Скорость роста пленки пара при  $r_f = 0,2 \cdot 10^{-3}$  м и давление в паровом пузырьке представлены на рисунке. Величина внешнего давления  $p$  вычислялась по формуле (4), а значение  $\varepsilon_f = 0,8 \cdot 10^{-2}$  подбиралось на основании экспериментальных данных [7]. Максимальная расчетная величина давления равна 1,98 МПа. По данным [7], при взаимодействии расплавленной капли меди с водой величина импульса давления колебалась от 0,7 до 1,5 МПа, длительность импульса равна 0,4—1 мс, в расчете — 0,3 мс.



Таким образом, с помощью предложенной методики можно рассчитывать величину максимального акустического импульса, возникающего при паровом взрыве.

Поступила в редакцию 15/VI 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Cronenberg. Nuclear Safety, 1980, 21, 319.
2. Ю. К. Букша, Ю. Е. Багдасаров, И. А. Кузнецов. Атомная энергия, 1976, 41, 1, 9.
3. Витте, Бейкер, Хейверт. Тр. Амер. о-ва инж.-механ. Сер. С. Теплопередача. № 4, 1968.
4. В. П. Скрипов. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. М.: Атомиздат, 1980.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1954.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
7. W. Zyszkowski. Nuclear Safety, 1977, 33, 40.

### ФОРМИРОВАНИЕ СУЛТАНА ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ ТОРОИДАЛЬНОГО ЗАРЯДА

Б. И. Басов, А. А. Дорфман, А. С. Левин, Б. В. Левин,  
А. А. Поплавский, А. А. Харламов

(Новоалександровск)

Известно, что при подводном взрыве формируется султан — вертикальный выброс жидкости в атмосферу. Исследования султана, образующегося при взрыве сферического и прямолинейного шнурового зарядов, выполнены в работах [1—4].

Образование султана при взрыве заряда тороидальной формы изучено в меньшей степени. Эта задача представляет интерес главным образом в связи с тем, что при определенных условиях газовый пузырь, формирующийся в результате взрыва сферического (шнурового) заряда, в процессе эволюции принимает форму тора. В работе [3] приведены результаты экспериментального исследования, позволяющие сделать качественный анализ явления. В [5] выполнено численное моделирование плоской задачи при малых заглублениях заряда. Настоящая работа посвящена дальнейшему исследованию султана, обусловленного взрывом тороидального заряда.

Пусть в жидком полупространстве произведен взрыв заряда тороидальной формы, расположенного в плоскости, параллельной невозмущенной свободной поверхности жидкости. Будем считать, что радиус коль-