

П.П. Малюшевский, В.И. Купный, С.М. Тихоненко, А.Я. Горелик, М.В. Жирнов, А.Д. Кравченко, А.Д. Блащенко, И.Р. Хомяк, Е.П. Афиногенов, А.Ф. Атрошенко

## **РАЗРЯДНО-ИМПУЛЬСНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАСС ИЗ ОБЪЕКТА “УКРЫТИЕ”. ЧАСТЬ II (Электроразрядный генератор упругих колебаний. I вариант)**

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина,  
Объект “Укрытие Чернобыльская атомная электростанция,  
г. Славутич Киевской обл., 255190, Украина*

Существует важное требование, по которому работоспособность технологий и технических решений по разборке, первичной переработке, транспортировке и временному хранению ядерного топлива и радиоактивных веществ в условиях объекта "Укрытие" (ОУ) **должны быть подтверждены результатами испытаний в этих или эквивалентных условиях**; используемые технологии и технические решения должны быть совместимы с конструкцией преобразованного объекта "Укрытие".

Ранее была предложена технология разрушения ТСМ и бетонов в ОУ с использованием обычной буро-взрывной и механической технологии, что неприемлемо из-за опасности большого пылеобразования и опасного нагружения полуразрушенных конструкций четвертого блока ЧАЭС.

В соответствии с вышеизложенным задачи наших исследований состояли в создании разрядно-импульсной технологии разрушения ТСМ и специализированного по условиям ОУ оборудования, реализующего ее; технические решения по разборке объекта "Укрытие" должны были включать работы по макетированию и отработке технологий разборки, кондиционирования и транспортировки удаляемых материалов, конструкций и ТСМ.

Очевидны ограничения, накладываемые на выполняемые исследования и разработки:

- системы и оборудование должны быть относительно малогабаритными, но с большим показателем энерговооруженности (энергия на единицу веса);
- системы и оборудование должны использовать форму выделения энергии для разрушения ТСМ и энергетические параметры такие, чтобы, выполняя основные операции, не инициировать дальнейшее общее разрушение аварийного здания четвертого блока ЧАЭС;
- системы и оборудование должны сохранять долговременную работоспособность в условиях экстремально высокого уровня радиации;
- системы и оборудование должны быть в принципе совместимы в составе дистанционно-управляемого агрегатного комплекса, создаваемого другими исполнителями;
- разрядно-импульсная технология разрушения ТСМ должна быть предельно минимизирована по использованию воды и дополнительному пылеобразованию.

### **Принципы, положенные в основу создаваемого оборудования**

Современная теория хрупкого разрушения допускает, что в реальных твердых телах всегда имеется много трещин. При приложении внешней нагрузки достаточной величины, например, так, как это изложено в первой части статьи, трещины начинают развиваться, достигая поверхности и приводя к разрушению тела, или же достигнув определенной величины, прекращают рост вместе с прекращением роста нагрузки. В твердом теле будут возникать напряжения сжатия, растяжения, касательные и тангенциальные, характеризующие распространение продольной и поперечной волн со сложной формой волнового фронта.

---

© Малюшевский П.П., Купный В.И., Тихоненко С.М., Горелик А.Я., Жирнов М.В., Кравченко А.Д., Блащенко А.Д., Хомяк И.Р., Афиногенов Е.П., Атрошенко А.Ф., Электронная обработка материалов, 2002, № 3, С. 62–75.

Практически там же предложен прием преодоления такого ограничения. Динамические нагрузки должны следовать одна за другой, нарастая от 0 до максимума и снова падая до 0 при каждом импульсе, то есть при каждом новом нагружении рост уже существующих трещин возобновляется и появляются новые трещины во вновь ослабленных местах. Идет процесс накопления объемов разрушения в толще материала.

Таким образом, импульсные возмущения от электрических взрывов в электроразрядном генераторе упругих колебаний (ЭРГУК) следует передавать в толщу лав и бетонов объекта “Укрытие” в щадящем режиме – напряжения, генерируемые каждым импульсом в некоторой области этой толщи, должны превышать предел прочности материала, поддерживая рост трещин на некоторое безопасное расстояние, а последовательностью импульсов постепенно расширять зону разрушения так, чтобы она не смогла перебраться в аварийные конструкции ОУ. Очевидно, что эти действия в виде последовательности электровзрывных ударов должны производиться локально с одной установки вплоть до разрушения заданной толщи материала. После такого полного локального разрушения ЭРГУК должен быть переставлен на новое место, где последовательность воздействий должна повториться.

Новое – хорошо забытое старое. При внимательном рассмотрении в такой работе ЭРГУК можно разглядеть принцип стенобитной машины наших предков.

Характерная особенность этого ЭРГУК, в отличие от широко известных [1] – замена упругого элемента (мембраны) массивной плитой с внутренней (со стороны электрического разряда) выемкой цилиндрической формы с центром на продольной оси разрядной камеры и сложной электродной системой в виде группы электродов, расположенных по отношению к кромке выемки так, чтобы электрические пробои в каждом разрядном промежутке происходили на эту кромку, причем каналы электрических разрядов (КЭР) должны быть наклонными.

#### Конструктивная схема

На рис. 1 представлена конструктивная схема ЭРГУК с массивной плитой и сложной электродной системой.

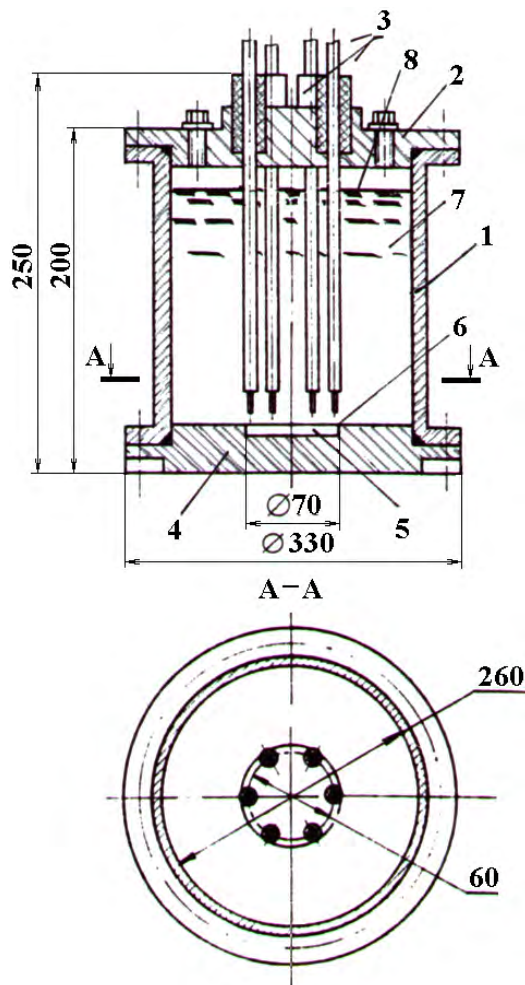


Рис. 1. Конструктивная схема ЭРГУК с массивной плитой.

Он состоит из разрядной цилиндрической камеры 1, замкнутой с одной стороны крышкой 2 с узлом ввода электродной системы 3, а с другой стороны массивной плитой 4, в которой выполнено осесимметричное цилиндрическое углубление 5, заканчивающееся острой кромкой 6. Таким образом, все вместе взятые элементы создают определенную геометрию разрядной камеры, заполняемой водой 7 полностью или образуя свободную поверхность 8. При этом кольцевая ось электродов электродной системы имеет диаметр меньше диаметра цилиндрического углубления в плите так, что КЭР оказываются наклоненными к оси разрядной камеры 1 и соответственно к оси цилиндрического углубления 5. При обеспечении синхронности всех разрядов можно ожидать такого взаимодействия ударных волн, что произойдет фокусировка их за пределами массивной плиты 4 в толще материала, подвергаемого разрушению. Влияние и взаимодействие этих особенностей ЭРГУК были исследованы теоретически и экспериментально.

Такой ЭРГУК может работать только с генератором импульсных токов, обеспечивающем строго синхронные разряды (разброс не больше 0,1 мкс) во всех электродных системах.

Для оптимизации ЭРГУК следует проанализировать его акусто-механическую модель.

#### **Акусто-механическая модель ЭРГУК**

##### **Постановка задачи**

Рассматривается ЭРГУК цилиндрической формы, во внутренней полости которого, заполненной жидкостью, производится электрический разряд. Предполагается, что боковые стенки ЭРГУК – жесткие и неподвижные, а деформируемое днище выполнено из упругого изотропного материала, подчиняющегося закону Гука. Конечная цель – определить профиль сигнала в произвольной точке однородной жидкости, контактирующей с деформируемым днищем ЭРГУК.

Вблизи плазменной полости, образующейся при электрическом разряде в воде, могут формироваться ударные волны с большой амплитудой, что вызывает необходимость привлечения нелинейных соотношений для их описания. Используется система уравнений газовой динамики в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$  [2]:

$$\frac{\partial(F_1 r)}{\partial t} + \frac{\partial(F_2 r)}{\partial t} + \frac{\partial(F_3 r)}{\partial t} = F_4,$$

$$F_1 = [\rho, \rho u_r, \rho u_z, \varepsilon]^T, F_2 = [\rho u_z, \rho u_z u_r, \rho u_z^2, (\varepsilon + p)u_z]^T, \quad (1)$$

$$F_3 = [\rho u_r, \rho u_r^2 + p, \rho u_z u_r, (\varepsilon + p)u_r]^T, F_4 = [0, \rho, 0, 0]^T,$$

$$\varepsilon = [E + (u_z^2 + u_r^2) / 2],$$

где  $\rho$  – плотность жидкости;  $p$  – давление;  $u_r, u_z$  – соответственно осевая и радиальная компоненты вектора скорости;  $E$  – удельная внутренняя энергия.

Система уравнений (1) замыкается уравнением состояния

$$p = p(\rho, E). \quad (2)$$

Для воды в широком диапазоне изменения давлений справедливо двучленное приближение соотношения (2):

$$E = \frac{p + \gamma B}{\rho(\gamma + 1)} - \frac{c_0^2}{\gamma - 1}, \quad (3)$$

где  $B = \rho_0 c_0^2 / \gamma$ , при этом для воды  $\rho_0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>;  $c_0 = 1460$  м/с;  $\gamma = 7,15$ ;  $B = 298,6$  МПа.

Описание переходных процессов в тонких пластинах чаще всего основывается на использовании упрощающих гипотез Кирхгофа-Лява или Тимошенко. Их основное отличие состоит в учете инерции вращения и деформаций поперечного сдвига, которые могут достигать больших значений при локальном динамическом нагружении в местах закрепления пластины во всех случаях, когда в пластине возникают значительные перерезывающие силы. На базе гипотезы Тимошенко более точно описывается распространение изгибных волн [3].

Используется вариационно-разностный подход [4]. Наряду с общей системой координат  $r, z$  вводится местная сопутствующая система координат  $S, \xi$ , где  $S$  – длина дуги,  $\xi$  – расстояние точки от срединной поверхности. Изменение метрики по толщине не учитывается. Предположение о малости деформаций позволяет считать местный базис ортогональным в течение всего процесса деформирования. Скорости перемещений в местном базисе связаны со скоростями перемещений в общем базисе соотношениями

$$\begin{aligned} u_s &= u_z \Psi_r + u_r \Psi_z; u_\xi = u_z \Psi_z + u_r \Psi_r; \\ \Psi_r &= \partial z / \partial s; \Psi_z = \partial r / \partial s; \end{aligned} \quad (4)$$

Принимая гипотезу плоских сечений, скорости деформаций можно определить с учетом соотношений (4) в виде

$$\begin{aligned} \dot{e}_{ii} &= \dot{e}_{ii}^0 + \xi \chi_i; (i = 1, 2); \dot{e}_{12} = \dot{e}_{21} = \dot{e}_{23} = \dot{e}_{32} = 0; \\ \dot{e}_{11}^0 &= \frac{\partial u_z}{\partial s} \Psi_r + \frac{\partial u_r}{\partial s} \Psi_z; \dot{e}_{22}^0 = \frac{u_r}{r}; \dot{e}_{13} = \dot{e}_{31} = \frac{\gamma^0}{2} \left[ 1 - \left( \frac{2\xi}{h} \right)^2 \right]; \\ \gamma^0 &= u_\phi - \frac{\partial u_z}{\partial s} \Psi_r + \frac{\partial u_r}{\partial s} \Psi_z; \chi_1 = \frac{\partial u_\phi}{\partial s}; \chi_2 = \frac{u_\phi \Psi_z}{r}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $u_\phi$  – угловая скорость вращения поперечных сечений;  $h$  – толщина пластины.

Связь между компонентами тензоров напряжений  $\sigma_{ij}$  и упругих деформаций  $e_{ij}$  устанавливается с помощью закона Гука для плоского напряженного состояния

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= \frac{E'}{1-\mu^2} (e_{11} + \mu e_{22}); \sigma_{22} = \frac{E'}{1-\mu^2} (e_{22} + \mu e_{11}); \\ \sigma_{13} &= \sigma_{31} = 2G e_{13}; \sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma_{23} = \sigma_{33} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $E'$  – модуль Юнга;  $\mu$  – коэффициент Пуассона;  $G = E' / (1 + \mu) / 2$  – модуль сдвига.

Значения деформаций  $e_{ij}$ , усилий  $N_i$ , моментов  $M_i$  ( $i=1, 2$ ) и перерезывающей силы  $Q$  определяются интегралами

$$\begin{aligned} e_{ij} &= \int_0^t \bar{e}_{ij} dt; \quad N_i = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{ii} d\xi; \\ M_i &= \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{ii} \xi d\xi; \quad Q = \int_{-h/2}^{h/2} \sigma_{13} d\xi. \end{aligned}$$

Для описания движения пластины используется вариационное уравнение [5], получаемое из общего уравнения динамики:

$$\begin{aligned} &\int_0^L [N_1 \delta \dot{e}_{11}^0 + N_2 \delta \dot{e}_{22}^0 + 2Q \delta \dot{e}_{13}^0 + M_1 \delta \dot{\chi}_1 + M_2 \delta \dot{\chi}_2 + \\ &+ \rho_M h \left( \dot{u}_r \delta u_r + \dot{u}_z \delta u_z \right) + \rho_M \frac{h^3}{12} \dot{u}_\phi \delta u_\phi - p_r \delta u_r - p_z \delta u_z] r ds - \\ &\left[ r \left( P_r \delta u_r + P_z \delta u_z + M \delta u_\phi \right) \right]_{s=0, L=0}, \end{aligned}$$

где  $P_r, P_z, M$  – внешние силы и момент сил, действующих на граничных контурах пластины  $s = 0$  и  $s = L$ .

Уравнение (8), в котором вариации  $\delta u_r$ ,  $\delta u_z$ ,  $\delta u_\varphi$  полагаются линейно независимыми, с учетом (5) сводится к системе трех уравнений:

$$\begin{aligned} & \int_0^L \left[ (N_1 \Psi_r + Q \Psi_z) \delta \left( \frac{\partial u_z}{\partial s} \right) + \left( \rho_M h \dot{u}_z - p_z \right) \delta u_z \right] r ds - \\ & \quad - [r P_z \delta u_z]_{s=0,L} = 0; \\ & \int_0^L \left[ (N_1 \Psi_z + Q \Psi_r) \delta \left( \frac{\partial u_r}{\partial s} \right) + \left( \frac{N_2}{r} + \rho_M h \dot{u}_r - p_r \right) \delta u_r \right] r ds - \\ & \quad - [r P_r \delta u_r]_{s=0,L} = 0; \\ & \int_0^L \left[ M_1 \delta \left( \frac{\partial u_\varphi}{\partial s} \right) + \left( \frac{M_2}{r} + Q + \rho_M \frac{h^3}{12} \dot{u}_\varphi \right) \delta u_\varphi \right] r ds - \\ & \quad - [r M \delta u_\varphi]_{s=0,L} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Интегрированием (9) по частям получаются дифференциальные уравнения движения [6]:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} [r(N_1 \Psi_r + Q \Psi_z)] + p_z = \rho_M h \ddot{u}_z, \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} [r(N_1 \Psi_z + Q \Psi_r)] - \frac{N_2}{r} + p_r = \rho_M h \ddot{u}_r, \\ & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial s} [r M_1] - \frac{M_2}{r} \Psi_z - Q = \rho_M \frac{h^3}{12} \ddot{u}_\varphi, \end{aligned} \quad (10)$$

а также граничные условия при  $s = 0, L$ :

$$\begin{aligned} & M_1 = \pm M, \quad \text{если } \delta u_\varphi \neq 0; u_\varphi = u_\varphi^0(t), \quad \text{если } \delta u_\varphi = 0; \\ & N_1 \Psi_r + Q \Psi_z = \pm P_z, \quad \text{если } \delta u_z \neq 0; u_z = u_z^0(t), \quad \text{если } \delta u_z = 0; \\ & N_1 \Psi_z + Q \Psi_r = \pm P_r, \quad \text{если } \delta u_r \neq 0; u_r = u_r^0(t), \quad \text{если } \delta u_r = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Два последних уравнения (10) становятся неопределенными в полюсной точке  $r = 0$ . После выполнения предельного перехода при  $r \rightarrow 0$  уравнения (10) принимают вид:

$$2 \frac{\partial}{\partial s} (N_1 \Psi_r + Q \Psi_z) + p_z = \rho_M h \ddot{u}_z, \quad \dot{u}_r = \dot{u}_\varphi = Q = 0. \quad (12)$$

Движение жидкости во внешней по отношению к ЭРГУК области описывается в рамках акустического приближения, справедливого для давлений, не превышающих 100 МПа [7]. Волновое уравнение записывается относительно полного давления в жидкости  $p$  в цилиндрической системе координат  $(r, \theta, z)$ :

$$\frac{1}{c_o^2} p = \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}. \quad (13)$$

На оси симметрии в цилиндрической системе координат задаются условия

$$\left( \frac{\partial p}{\partial r} \right)_{r=0} = 0, \quad (14)$$

поскольку через ось не должен происходить переток жидкости.

Для получения замкнутой формулировки задачи следует рассмотреть начальные условия и условия на границах раздела сред: поверхностях пластины и внешних границах расчетных областей для сред, окружающих конструкцию.

Начальные условия полагаются нулевыми для пластины. Начальное давление в жидкости полагается равным атмосферному.

Для моделирования условий на границе "вода-плазма" используется один из простейших способов, предполагающий, что заранее известны значения энергии  $E_p$ , вводимой в канал разряда, и время ее ввода  $\tau_p$ . Тогда связь между энергетическими характеристиками разряда и гидродинамическими параметрами осуществляется при помощи уравнения баланса энергии [8]:

$$\frac{\gamma \cdot p}{\gamma - 1} \dot{V} + \frac{V}{\gamma - 1} \dot{p} = N_n(t), \quad (15)$$

где  $\gamma = 1,26$  – эффективный показатель адиабаты плазмы;  $V$  и  $p$  – объем плазменной полости и давление в ней; для мощности  $N_n(t)$  установлен закон ввода

$$N_n(t) = \begin{cases} \frac{4t}{\tau_p^2} E_p, & \text{при } 0 \leq t \leq 0,5\tau_p \\ 4 \frac{(\tau_p - t)}{\tau_p^2}, & \text{при } 0,5\tau_p < t \leq \tau_p \\ 0, & \text{при } \tau_p < t. \end{cases} \quad (16)$$

На внутренних поверхностях стенок и днищ ЭРГУК удовлетворяется условие динамической совместности между нормальными скоростями жидкости  $U$  и деформируемого тела  $u_\xi$  и давлением  $p_1^*$  на поверхности разрыва.

$$p_1^* = p - a(u_\xi - U), \quad (17)$$

где  $a$  – массовая скорость, определяемая из соотношений:

$$a = \begin{cases} \sqrt{\frac{p}{2} [(\gamma + 1)(p_1^* + B) + (\gamma + 1)(p + B)]}, & \text{при } p_1^* \geq p; \\ \frac{pc_0(\gamma + 1)}{2\gamma} \left(1 - \frac{p_1^* + B}{p + B}\right) / \left[ \left(1 - \frac{p_1^* + B}{p + B}\right)^{\frac{\gamma - 1}{2\gamma}} \right], & \text{при } p_1^* < p. \end{cases} \quad (18)$$

В случае если преграда, с которой взаимодействует внутренняя волна давления, неподвижна, как это имеет место, например, для боковых стенок ЭРГУК, в уравнении (17) полагается  $u_\xi = 0$ .

Для волнового уравнения (13) обеспечивается условие безотрывного обтекания

$$\frac{\partial p}{\partial s} = -p \frac{\partial u_\xi}{\partial t}, \quad (19)$$

Поскольку внешняя задача решается в линейной постановке в предположении малости перемещений пластины по сравнению с ее характерными размерами, граничное условие (19) задается на неподвижной поверхности.

Перейдем к постановке граничных условий для внешней границы жидкости, окружающей пластину. Поскольку окружающая жидкость считается безграничной, необходимо добиться того, чтобы границы, искусственно создаваемые численным решением, не создавали отраженных внутрь расчетной области волн. Построение искомого граничного условия осуществляется следующим образом.

Всякое решение волнового уравнения, описывающее уходящие на бесконечность волны, может быть представлено сходящимся рядом [9]

$$p(r_0, \theta, \vartheta, t) = \sum_{j=1}^{\infty} r_0^{-j} (t - r_0/c_0, \theta, \vartheta), \quad (20)$$

где  $r_0, \theta, \vartheta$  – сферические координаты;  $p_j$  – аналитические функции.

В [10] показано, что искомым оператор, обеспечивающий неотражающие свойства границы, будучи применен к (20), должен обращать в нуль первые  $m$  членов разложения. Непосредственной проверкой можно убедиться, что таким свойством обладает оператор  $\Lambda^m(r_0^m p)$ , где  $\Lambda = \partial / \partial r_0 + c_0^{-1} \partial / \partial t$ :

$$\Lambda^m(r_0^m p) = O(r_0^{-m-1}). \quad (21)$$

Фактически этот оператор и есть требуемый, но он неудобен для использования, поскольку после раскрытия скобок в левой части (21) слагаемое со старшими производными  $p$  будет иметь вид  $r_0^m \Lambda^m p$ . Очевидно, что оператор

$$H_m p = r_0^{-m} \Lambda^m(r_0^m p) = O(r_0^{-2m-1}) \quad (22)$$

лишен указанного недостатка.

Выражение (22) позволяет получить рекуррентное соотношение для операторов  $H_m$ , которое следует из цепочки преобразований

$$\begin{aligned} H_m p &= r_0^{-m} \Lambda \left\{ \Lambda^{m-1} (r_0 r_0^{m-1} p) \right\} = r_0^{-m} \Lambda \left\{ \sum_{k=0}^{m-1} C_{m-1}^k \Lambda^k (r_0^{m-1} p) \Lambda^{m-1-k} \right\} = \\ &= r_0^{-m} \Lambda \left\{ r \Lambda^{m-1} (r_0^{m-1} p) + (m-1) \Lambda^{m-2} (r_0^{m-1} p) \right\} = m r_0^{-m} \Lambda^{m-1} (r_0^{m-1} p) + \\ &+ r_0^{-m+1} \Lambda \left\{ \Lambda^{m-1} (r_0^{m-1} p) \right\} = \frac{2m-1}{r_0} H_{m-1} p + \Lambda H_{m-1} p = \left( \frac{2m-1}{r_0} + \Lambda \right) H_{m-1} p. \end{aligned} \quad (23)$$

Тогда

$$H_m p = \prod_{k=1}^m \left( \Lambda + \frac{2k-1}{r_0} \right) p, \quad (24)$$

причем порядок сомножителей в произведении следует из процедуры получения (24).

Очевидно, что в связи с особенностями численной реализации волнового уравнения геометрия внешней границы расчетной области должна соответствовать геометрии излучающего тела. Поэтому, несмотря на то, что неотражающие граничные условия можно получить в произвольной системе координат, ограничимся рассмотрением цилиндрического случая.

На практике в соотношении (24) обычно ограничиваются значениями  $m=1$  или 2, поскольку при больших значениях  $m$  возникают трудности с разностной аппроксимацией оператора  $H_m$ .

Выписывая условия для  $p$  на граничной поверхности, представляющей собой круговой цилиндр с плоскими основаниями, следует принимать во внимание само волновое уравнение, поскольку оно справедливо на "пропускающей" возмущение границе. Кроме того, использование волнового уравнения совместно с условием (24) позволяет исключить вторые производные по нормали к граничной поверхности. С учетом сделанных замечаний можно записать для основания цилиндра выражение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} &= -c_0^2 (1 + \cos^2 \phi)^{-1} \left[ -\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} \cos 2\phi - \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} \sin 2\phi + \right. \\ &+ 2c_0^{-1} \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} \sin \phi - 2c_0^{-1} \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} \cos \phi + (3 \sin^2 \phi - \cos 2\phi) r^{-1} \frac{\partial p}{\partial r} - \\ &\left. - 2r^{-1} \frac{\partial p}{\partial z} \sin 2\phi + 4(c_0 r)^{-1} \frac{\partial p}{\partial t} \sin \phi + 2r^{-2} p \sin \phi + 2r^{-2} p \sin^2 \phi \right]. \end{aligned} \quad (25)$$

Для точек, лежащих в центрах оснований, справедливо условие

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \pm c_0 \frac{\partial^2 p}{\partial r \partial z} - c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{2c_0}{|z|} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \pm c_0 \frac{\partial p}{\partial z} \right) + \frac{c_0^2}{z^2} p = 0. \quad (26)$$

При получении этого условия в качестве вспомогательного использовалось волновое уравнение в малой окрестности оси симметрии  $r = 0$

$$c_0^{-2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial^2 p}{\partial r^2}, \quad (27)$$

которое выводится предельным переходом из обычного волнового уравнения при  $r \rightarrow 0$ .

Для численного решения приведенной системы уравнений используется метод конечных разностей. Решение системы уравнений газовой динамики (1)–(3), (15), (16) может быть выполнено при помощи схемы С.К.Годунова [2], дающей возможность явно выделять поверхности разрыва и хорошо адаптируемой к особенностям рассчитываемых течений. Расчет давления внутри ЭРГУК при разрывах, производимых непосредственно на днище, был проведен в [11, 12]. Проблемы, связанные с фокусировкой волн сжатия во внутренней полости ЭРГУК, рассматривались в [13].

Численное интегрирование системы уравнений (9) осуществляется при помощи явной двухслойной конечноразностной схемы типа "крест". Срединная поверхность покрывается рядом узлов вдоль меридиана, в которых центрируются уравнения движения. Напряжения и деформации вычисляются в середине элементов разностной сетки на ряде слоев по толщине пластины. Скорости узловых точек и деформаций вычисляются в промежуточные моменты времени  $\tau_{k+1/2} = (\tau_k + \tau_{k+1})/2$ , а геометрические характеристики и напряженно-деформированное состояние – в целочисленные моменты времени  $\tau_{k+1/2} = (\tau_k + \tau_{k+1})/2$ . После конечноразностной аппроксимации уравнений (9) и сбора коэффициентов при  $(\delta u_z)_i, (\delta u_r)_i, (\delta u_\varphi)_i$  в силу произвольности вариаций образуется система рекуррентных формул для вычисления скоростей перемещений и новых координат узловых точек:

$$\begin{aligned} (u_j)_{i,k+1/2} &= (u_j)_{i,k-1/2} + \frac{\Delta\tau_k + \Delta\tau_{k+1}}{2(K_j)_{i,k}} \left[ (\Phi_j)_{i,k} + (1 - \delta_{j\varphi})(p_j)_{i,k+1/2} \right] \\ r_{i,k+1} &= r_{i,k} + \Delta\tau_{r+1} (u_r)_{i,k+1/2}, \quad \Delta\tau_k = \tau_k - \tau_{k-1}, \\ r_{i,k+1} &= r_{i,k} + \Delta\tau_{r+1} (u_z)_{i,k+1/2}, \quad j = r, z, \varphi, \end{aligned} \quad (28)$$

где  $(\Phi_j)_{i,k}$  – приведенные к  $i$ -му узлу обобщенные силы, вычисленные на  $k$ -м временном слое;  $(K_j)_{i,k}$  – обобщенные массы;  $\delta_{j\varphi}$  – символ Кронекера.

Шаг по времени  $\Delta\tau_k$  определяется из условия устойчивости схемы "крест". Поскольку шаги решения гидродинамической  $\Delta t$  и упругой  $\Delta\tau_k$  задач значительно различаются, на интервале времени  $\Delta t$  производится несколько шагов интегрирования уравнений динамики пластин при фиксированных значениях компонент поверхностной нагрузки во внутренней и внешней по отношению к пластине средах.

Интегрирование уравнений (13), (14) производится по явной трехслойной схеме "крест" [14]. Для цилиндрической симметрии в области  $0 \leq r \leq R + \Delta R$ ,  $0 \leq z \leq \Delta L$  строится прямоугольная сетка с шагами  $h_r$  и  $h_z$ . Узлы разностной сетки подразделяются на внутренние и граничные. К последним относятся узлы, принадлежащие поверхности пластины, оси симметрии, линиям  $r = R + \Delta R$ , а также  $z = \Delta L$ . Вводится обозначение:  $p_{i,j,k}$  – значение давления в узле, соответствующем  $i$ -му слою по  $r$ ,  $j$ -му слою по  $z$  и  $k$ -му слою по  $t$ . Тогда условия (14) аппроксимируются следующим образом:

$$p_{1,j,k+1} = \frac{1}{3} (4p_{2,j,k=1} - p_{3,j,k=1} - 3p_{2,j,k=1} + 4p_{1,j,k=1} - p_{3,j,k=1}). \quad (29)$$



Разностные аналоги волновых уравнений (13) во внутренних узлах принимают вид:

$$p_{i,j,k+1} = 2p_{i,j,k} - p_{i,j,k-1} + c_0^2 h_t^2 V_{i,j,k}, \quad (30)$$

где  $h_t$  – временной шаг, определяемый из условия устойчивости схемы "крест"  $h_t \leq \min\{h_r, h_z\} / (c_0 \sqrt{2})$ ; значения  $V_{i,j,k}$  определяются центрально-разностной аппроксимацией правых частей уравнений (13) в  $(i, j)$ -м узле на  $k$ -м временном слое.

Поскольку предлагается использовать на внешней границе расчетной области условия, не генерирующие отраженную внутрь волну, значения переменных  $\Delta R$  и  $\Delta L$  можно задавать достаточно малыми с тем, чтобы минимизировать размеры области определения решения, отделив внешнюю границу на незначительное расстояние от излучающей поверхности.

Конечно-разностная аппроксимация неотражающих условий (25) дает следующее выражение:

$$\begin{aligned} p_{i,j,n+1} = & (1 + a_t)^{-1} \left[ 2p_{i,j,n-1} - p_{i,j,n-1} + a_{zz} (p_{i+1,j,n} + p_{i-1,j,n} - \right. \\ & - 2p_{i,j,n}) + a_{xz} (p_{i+1,j,n} - p_{i+1,j-1,n} - p_{i-1,j,n} + p_{i-1,j-1,n}) + \\ & + a_{xt} (p_{i,j,n} - p_{i,j-1,n} - p_{i,j,n-1} + p_{i,j-1,n-1}) + a_{zt} (p_{i+1,j,n} - p_{i-1,j,n} - \\ & - p_{i+1,j,n-1} + p_{i-1,j,n-1}) + a_x (p_{i,j,n} - p_{i,j-1,n}) + a_z (p_{i+1,j,n} - p_{i-1,j,n}) + \\ & \left. + p_{i,j,n} (a_0 + a_t) \right], \quad (31) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} a_{zz} &= d^2 \frac{\cos 2\phi}{b_{0j}}; & a_{xz} &= -d \frac{\sin 2\phi}{2b_{0j}}; & a_{xt} &= -d \frac{\sin \phi_j}{b_{1j}}; \\ a_{zt} &= -d \frac{2 \cos 2\phi}{b_{0j}}; & a_x &= -\frac{d^2}{b_{1j}} (3 \sin^2 \phi_j - \cos 2\phi_j); & a_z &= -\frac{2d^2 \sin 2\phi_j}{b_{1j}}; \\ a_t &= \frac{4d \sin \phi_j}{b_{1j}}; & a_0 &= -\frac{2d^2 \sin^2 \phi}{b_{2j}}; & d &= \frac{h c_0}{h}; \\ b_{0j} &= 1 + \cos^2 \phi_j; & b_{1j} &= h(i-1) \sin \phi_j (1 + \cos^2 \phi); \\ b_{2j} &= [h(i-1) \sin \phi_j]^2 b_{0j}. \end{aligned}$$

Связь между внутренней и внешней областями устанавливается совместным решением системы уравнений (17), (18), (28) по итерационной схеме, причем поверхностная нагрузка представляется выражениями:

$$p_r = -p_\xi \Psi_r; \quad p_z = p_\xi \Psi_z; \quad p_\xi = p_2^* - p_1^*, \quad (32)$$

где  $p_2^*$  – давление на внешней поверхности, вычисляемое из разностного аналога формулы (19) для деформируемой пластины:

$$p_2^* = p_{i,j,k+1} = p_{i+1,j,k+1} - \rho h_r (\Delta \tau)_k^{-1} \left[ (u_\xi)_k - (u_\xi)_{k-1} \right]. \quad (33)$$

Для неподвижных сеток условия (33) выражаются в снос значений давления на поверхность стенок из приграничных узлов.

#### Расчет акустико-механических характеристик ЭРГУК на ПЭВМ

На рис. 2–4 представлены некоторые результаты расчетов динамических процессов, происходящих при электрическом разряде в камере с упругим днищем, выполненным в виде круговой металлической пластины. Разрядная камера диаметра 0,26 м и высоты 0,165 м погружена в объем

жидкости, ограниченной жесткими стенками бака. Параметры электрического разряда: вводимая энергия  $E_0 = 1$  кДж; длина разрядного промежутка  $l = 4 \cdot 10^{-2}$  м; время выделения энергии  $\tau = 10^{-5}$  с. Кривые 1-3 на рисунках соответствуют пластинам со следующими характеристиками:

- 1)  $R = 0,13$  м;  $h = 10^{-2}$  м;  $E' = 2 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>;  $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu = 0,28$ ;
- 2)  $R = 0,13$  м;  $h = 1,8 \cdot 10^{-2}$  м;  $E' = 2 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>;  $\rho = 7800$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu = 0,28$ ;
- 3)  $R = 0,12$  м;  $h = 4 \cdot 10^{-2}$  м;  $E' = 1,16 \cdot 10^{11}$  Н/м<sup>2</sup>;  $\rho = 4500$  кг/м<sup>3</sup>;  $\nu = 0,32$ .

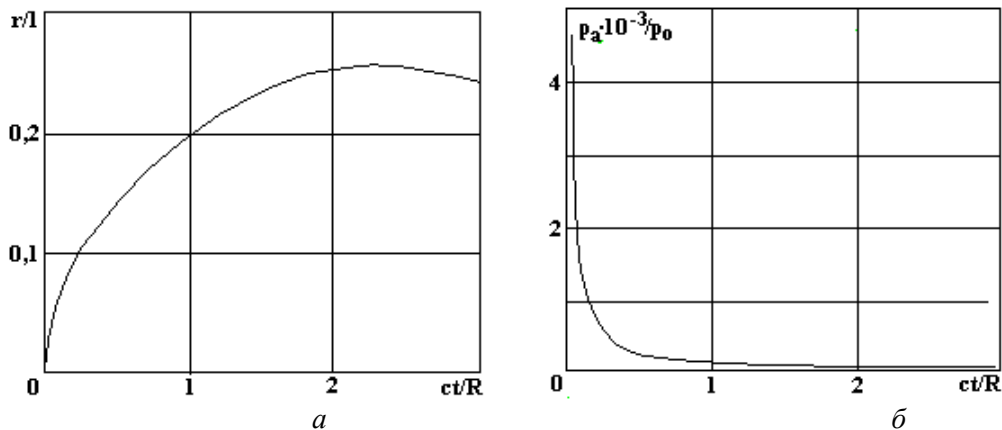


Рис. 2. Динамика парогазовой полости: зависимость относительного радиуса (а), относительного давления (б) от относительного времени.

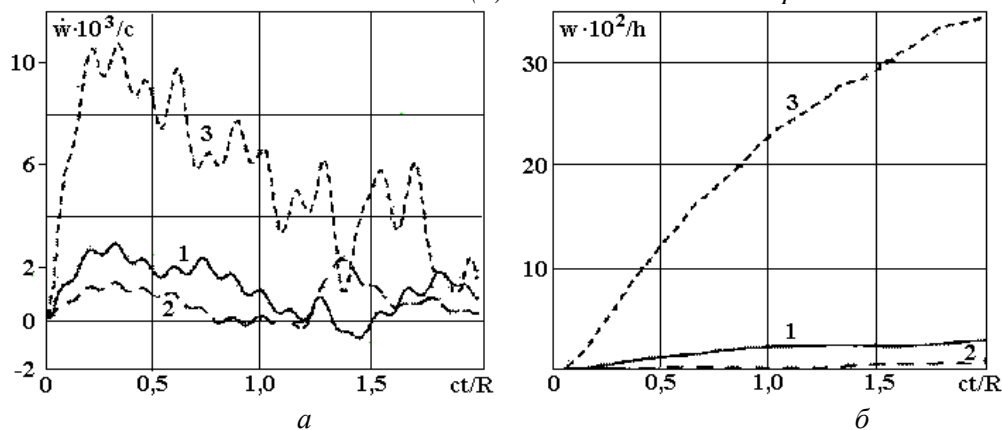


Рис. 3. Динамика дна разрядной камеры ЭРГУК: зависимость относительной скорости (а), относительного смещения (б) от относительного времени.

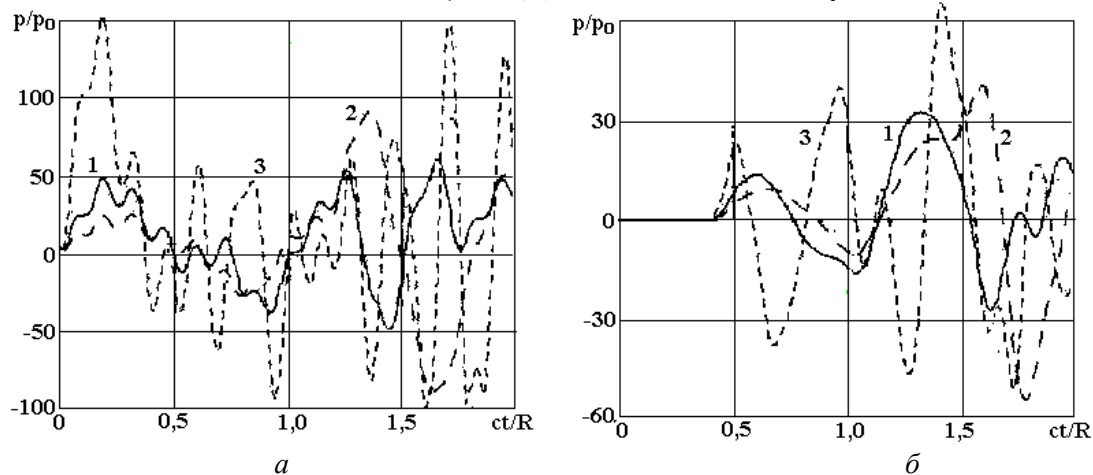


Рис. 4. Относительное давление в жидкости в зависимости от относительного времени: а – центр плиты (дна), б – датчик в жидкости соосный с ЭРГУК.

Давление (рис. 4) относится к центру пластины с ее наружной стороны (а) и точке, находящейся на оси симметрии конструкции и удаленной на расстояние 0,05 м от дна ЭРГУК, в которой устанавливался датчик давления при экспериментальных работах.

Результаты проведенных расчетов свидетельствуют о том, что предлагаемая методика позволяет оценить величины гидро- и эластодинамических характеристик исследуемой конструкции. Для получения качественной картины процессов, сопровождающих дробление бетонных блоков разрядно-импульсным методом, необходимо дополнить предлагаемую модель:

- введением более точных геометрических параметров ЭРГУК (способов крепления деформируемой рабочей пластины к боковым стенкам, переменности толщины днища, возможности перемещения ЭРГУК в некоторых направлениях как жесткого целого), выражающимся в постановке и реализации соответствующих граничных условий задачи;
- учетом кавитационных эффектов по одной из моделей;
- постановкой и решением контактной краевой задачи соударения пластины-днища ЭРГУК – с бетонным блоком.

#### Генерирование взаимодействующих ударных волн в рабочей камере

В рабочей камере, заполненной водой, было предложено осуществлять пробой шести разрядных промежутков, расположенных по окружности. КЭР формировались под углом  $60-70^\circ$  к поверхности передающей плиты. Синхронное расширение каналов приводит к генерации цилиндрических ударных волн, движущихся к поверхности. Перекрытие волн происходит вблизи поверхности углубления мембраны. При взаимодействии с мембраной сначала происходит отражение ударных волн, а затем, под действием отраженного импульса, – упругая деформация мембраны. Движение мембраны приводит к возникновению отрицательных напряжений в воде и к разрывам жидкости около поверхности. Кавитационная зона занимает практически всю площадь углубления мембраны. После образования кавитационной области, деформация мембраны практически прекращается, что приводит к оседанию на ней жидкости из зоны кавитации. При этом давление на мембраны начинает возрастать. Одновременно движущаяся в направлении мембраны волна от расширяющихся парогазовых пузырей (от места разрядных каналов) прижимает зону кавитации к мембране. В результате соударения слоев жидкости у поверхности мембраны формируется интенсивная волна сжатия. Волна сжатия, взаимодействуя с мембраной, передает ей мощный импульс давления, при этом снова образуется зона кавитации, и весь процесс качественно повторяется. Мембрана неоднократно подвергается интенсивной деформации. При определенном взаимном положении разрядных каналов и мембраны, на процесс деформации мембраны может оказать существенное влияние синхронное схлопывание парогазовых пузырей в воде.

Волны сжатия через мембрану попадают на разрушаемый образец. Отражаясь на границах неоднородности материала, они создают в нем растягивающие усилия, оцениваемые, при заданной энергии импульса в каждом канале разряда, не менее 50 МПа, что приводит к его разрушению.

#### Угол наклона разряда

Было установлено, что для наиболее полного использования энергии ударных волн необходимо фокусировать их на выемке в дне установки. Если канал разряда перпендикулярен дну, то воздействие на дно минимально (К.П.Д.~0). Для того, чтобы цилиндрические ударные волны фокусировались на выемке и не теряли энергии от какой-либо части канала, нужно, чтобы фронт волны от точки *C* попадал в точку *E*, а от точки *B* (по нормали) – в центр выемки (точка *O*). МПа

Как видно из рис. 5, угол наклона КЭР определяется размерами выемки:  $\text{ctg } \alpha = H/r$ . Так как  $BC=OD=l_p$  – межэлектродному расстоянию, из  $\triangle ODE$ :  $l_p=r \cdot \cos(\arctg H/r)$ . Тогда  $CK=h=l_p \cdot \sin(\arctg H/r)$ ,  $BK=\delta=l_p \cdot \cos(\arctg H/r)$ .

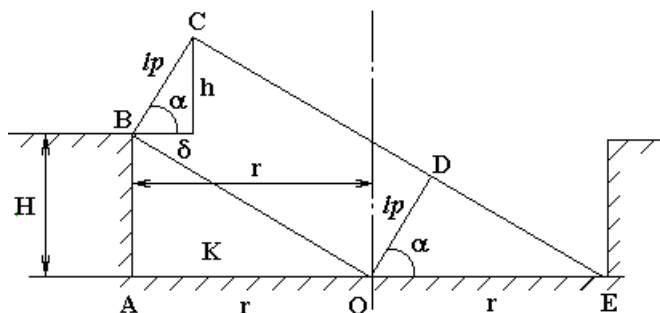


Рис. 5. Схема перемещения фронта ударной волны по выемке плиты.

При заданных  $H = 10$  мм и  $r = 32,5$  мм,  $\text{ctg } \alpha = 0,3$ , то есть  $\alpha = 73^\circ$ , при этом  $h = 8,95$  мм,  $\delta = 2,7$  мм, а межэлектродное расстояние  $l_p = 9,4$  мм.

Угол наклона КЭР желательно сделать острее, однако при  $\alpha = 45^\circ$ ,  $l_p$  увеличивается до 23 мм, что нежелательно (так как при этом  $H = r$  увеличивается расстояние от КЭР и давление на падающем фронте уменьшается). Можно изменить полную высоту выемки так, чтобы  $60^\circ \leq \alpha \leq 70^\circ$ .

### Число электродов

Для нахождения числа электродов  $n$  установки необходимо определить давление на фронте ударной волны, воздействующее непосредственно на выемку в дне установки, площадь, на которую оно действует, а также силу, необходимую для разрушения бетона. В соответствии с ранее установленным экспериментально [15–17] законом затухания амплитуды генерируемого давления  $p_m$  ударной волны в жидкости (для экваториальной плоскости), при  $L^{(0)} = 49,1$  мм (расстояние от центра канала до выемки по нормали) для  $2,5l_p \leq r \leq 5,5l_p$  имеем

$$p_m = p_m b_1(\eta) 1,3 r^{-0,5} (1-0,1r/l_p),$$

$$p_m = (\rho_0 U_0^2 / (L l_p))^{0,5},$$

где  $\rho_0$  – плотность воды,

$$b_0(\eta) = (\gamma - 1) / (2\gamma\alpha) \cdot \eta^{0,3} (1 - 0,85\eta) (1 + \eta^3)^{2\alpha} (0,37 + 0,6\eta^2)^{1,5 - 2\alpha},$$

$$b_1(\eta) = \eta^{0,3} ((0,37 + 0,6\eta^2) / (1 + \eta^3))^{0,5\alpha} \cdot b_0(\eta), \quad r = L/a_m, \quad a_m = (U_0 C)^{0,5} (L/\rho_0 l_p)^{0,25},$$

$$\alpha = 0,73 + 1,22\eta^{3/2} \exp(-1,47\eta^3), \quad \eta = (\pi^2 P_k)^{1/3},$$

$$\gamma = 1,26, \quad P_k = A(l_p/U_0)^2 / \pi(LC)^{0,5}, \quad A = (1,5(1 + 1/\chi)kT + \varepsilon / (3\chi) + eV) / (\mu e),$$

где  $\chi$  – степень ионизации разрядной плазмы;  $\varepsilon$  – энергия диссоциации (для воды  $1,6 \cdot 10^{-18}$  Дж·моль),  $V$  – потенциал ионизации;  $\mu$ ,  $e$  – подвижность и заряд электрона,  $T = 1 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^4$  К – температура плазмы.

Так как в установке инициирование осуществляется высоковольтным пробоем, разряд быстрый, то вычисленную  $A = 0,25 \cdot 10^5$  В<sup>2</sup>·с/м<sup>2</sup>, необходимо увеличить в 4 раза [18–20], то есть  $A = 10^5$  В<sup>2</sup>·с/м<sup>2</sup>. Подставляя в приведенные выражения параметров установки:  $U = 25 \cdot 10^4$  В,  $L = 2 \cdot 10^{-6}$  Г,  $C = 5 \cdot 10^{-7}$  Ф, найдем значения величин:  $P_k \approx 5,1 \cdot 10^{-3}$ ,  $\eta \approx 0,37$ ,  $\alpha \approx 0,98$ ,  $b_1(\eta) \approx 8,65 \cdot 10^{-2}$ ,  $b_0(\eta) \approx 0,042$ ,  $p_m \approx 5,6 \cdot 10^9$  Па, затем, подставляя приведенные значения параметров в выражение для давления, получим среднее значение давления на фронте ударной волны в момент воздействия на дно выемки:  $p_m \approx 10^8$  Па – в точке  $K$ ,  $OK = 0,5r$ . Так как при отражении от дна давление удваивается, то усредненная амплитуда воздействующего давления будет  $p \approx 10^8$  Па.

Максимальное давление, воздействующее на выемку, будет в центральной области выемки (точка  $O$ )  $p_{max} \approx 3,2 \cdot 10^8$  Па.

Определим полезную площадь, на которую действует одновременно приходящий импульс давления от цилиндрической ударной волны, распространяющейся от одного (каждого) электрода –  $s_1$ . На рис. 6 изображено перемещение фронта ударной волны по выемке в виде концентрических полуэллипсов, оси которых  $R_1$  и  $R_2$ , ( $R_1 > R_2$ ) согласно оценке, изменяются в интервалах:  $0 \leq R_1 \leq r$ ,  $0 < R_2 < 0,5r$ . Ширина области, на которую воздействует импульс давления,  $\Delta = c_{зв} \tau_{имп}$ , где  $c_{зв} = 1,5 \cdot 10^3$  м/с – скорость звука в воде,  $\tau_{имп} \sim 10^{-6}$  с – длительность нарастания амплитуды давления. Тогда искомая максимальная площадь  $s_1 = 0,5\pi \{ (R_1 + \Delta)(R_2 + \Delta) - R_1 R_2 \} = 3/4 \pi \Delta r \approx 1,3 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>. Из условия равенства сил, воздействующих на пластину и на бетон, следует, что должно выполняться равенство  $p_{max} s_1 n \cos \alpha = p_{разр} S$ , где  $p_{max}$  – максимальное давление на выемку,  $n$  – число электродов,  $S$  – площадь пластины (плиты), граничащей с бетоном  $S = 2,8 \cdot 10^{-2}$  м<sup>2</sup>,  $p_{разр}$  – прочность бетона на сжатие. Найдем число электродов, необходимых для разрушения бетона при образовании микротрещин. Так как длительность импульса давления  $\tau_{имп} \sim 10^{-6}$  с, а время воздействия всего фронта ударной волны на выемку  $\tau \sim 2 \cdot 10^{-5}$  с, то микротрещина, образовавшаяся при максимальном импульсе давления, может вырасти за время прохождения всего фронта ударной волны, хотя давление затухает по мере движения фронта от центра выемки к периферии.

Если считать, что для образования микротрещины необходимо давление  $p \sim 0,1 p_{разр}$ , а  $p_{разр} = 1,5 \cdot 10^8$  Па, то получим следующее число электродов:  $n = 0,1 p_{разр} S / p_{max} s_1 \cos \alpha \approx 33$ .

Таким образом, оценка числа электродов, необходимых для разрушения прочного бетона, дает  $n = 33$  (для разрушения методом создания микротрещин). Для макроразрушения бетона одним импульсом необходимо уменьшить площадь пластины  $S$ , воздействующей на бетон, например, созданием концентрических выступов – гребней, площадь которых должна быть меньше площади пластины примерно в 50 раз.

Таким образом, оптимизация конструкции ЭРГУК по числу электродов показывает, что необходимо либо чрезвычайно усложнять генератор импульсных напряжений-генератор импульсных токов (ГИН – ГИТ) установки (33 разрядных контура, требующих точной синхронизации), либо коренным образом менять форму контактной поверхности с бетоном плиты ЭРГУК, фактически превращая ее в ударно-клиновыи инструмент.

Последний вариант, подробно описанный в следующей части статьи, был успешно применен для раскола массивной бетонной плиты на блоки, каждый из которых затем фрагментировался ЭРГУК с плоской рабочей поверхностью плиты [21].

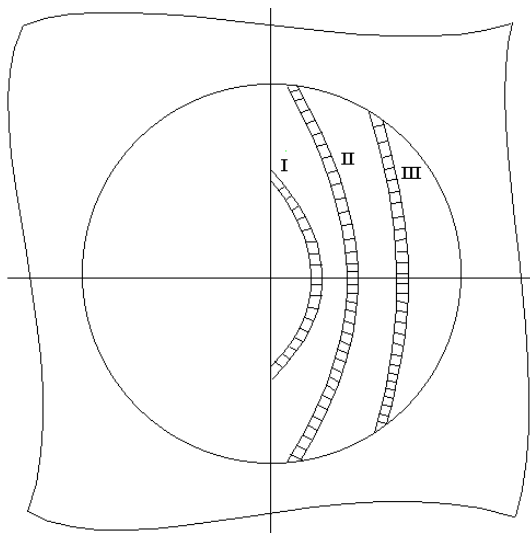


Рис. 6. Схема движения и взаимодействия ударных волн.

### Оптимальность конструкции

Из приведенных оценок следует, что предложенная первоначально конструкция ЭРГУК является не оптимизированной с точки зрения затрат энергии на разрушение бетона. Наклон каналов разряда относительно плоскости выемки приводит к уменьшению давления, воздействующего на выемку, и в конечном счете давления на бетон в  $(\cos\alpha)^{-1}$  раз (~ в 3,3 раза), что приводит к разрушению бетона только бóльшим числом импульсов и бóльшим числом электродов. Положение усугубляется тем, что в предложенном варианте ЭРГУК очень легкий (около 30 кг) и, воздействуя на массивный бетон, не в состоянии удерживаться у поверхности и отскакивает.

Кроме того, цилиндрические ударные волны, падая на плоскую поверхность выемки под углом, воздействуют на нее не всей своей поверхностью фронта, переносящей импульс давления, а только малой частью – в точках касания. Поэтому конструкцию первоначально предложенного устройства необходимо было изменить так, чтобы по возможности избежать указанных недостатков.

Для этого необходимо:

- изменить принцип фокусировки ударных волн, например, изменив геометрию разрядной камеры;
- значительно уменьшить площадь плиты, граничащую непосредственно с бетоном;
- исключить жесткое закрепление упруго колеблющейся плиты по периметру;
- увеличить жесткость стенок разрядной камеры так, чтобы одновременно увеличился вес ЭРГУК примерно в 5 раз;

Материал плиты, граничащей с бетоном при работе устройства, должен быть прочным ( $p_{разр} \geq 10^9$  Па). Плита может иметь выступы для увеличения давления, производимого на бетон, и обеспечения устойчивости рабочего положения устройства. Высота и толщина выступов и гребней должны подбираться экспериментальным образом, чтобы они не разрушались при производимых нагрузках. Если растрескивание бетона не наблюдается при числе импульсов  $n < 10$ , площадь выступов можно еще уменьшить.

Кроме того, давления в жидкости, вызванные расширяющейся (ПГП) парогазовой послеразрядной полости, в закрытом объеме выше, чем в открытом. Удаление воздушной прослойки из объема устройства существенно изменяет картину развития ПГП. Длительность первой пульсации парогазовой полости в закрытом объеме на порядок меньше, чем в открытом ( $\tau \sim 1$  мкс – в закрытом и

$\tau > 10$  мкс – в открытом), а радиус полости достигает лишь 0,25 радиуса полости в открытом объеме. Было установлено, что в открытом объеме часть энергии теряется на образование поверхностных волн, поэтому предпочтительнее использовать камеру без свободной поверхности, при этом импульсы давления больше по амплитуде. При прочих равных условиях  $p \sim 1,9 \cdot 10^9$  Па, что превышает прочность бетона, при изготовлении которого использовался цемент М-400.

Согласно оценке, при воздействии на бетон предложенных вариантов электроразрядных устройств, разрушение бетона должно осуществляться несколькими (или даже одним) импульсами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Малюшевский П.П., Поздеев В.А. и др.* Электроразрядные генераторы упругих колебаний. Киев, 1985.
2. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К.Годунова. М., 1976.
3. *Слепян Л.И.* Нестационарные упругие волны. Л., 1972.
4. *Баженов В.Г.* Нелинейные задачи динамики тонкостенных конструкций при импульсных воздействиях // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Статика и динамика деформируемых систем. Горький, 1981. С. 57–66.
5. *Washizu K.* Variational methods in elasticity and plasticity. New York, 1968.
6. *Баженов В.Г., Ломунов В.К.* Исследование упругопластического выпучивания оболочек вращения при ударном нагружении // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Вып. 2. Горький, 1975. С. 44–50.
7. *Замышляев Б.В., Яковлев Ю.С.* Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л., 1967.
8. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М., 1971.
9. *Friedlander F.G.* On the radiation field of pulse solutions of the wave equation // Proc.Roy.Soc.London. Ser.A. 1962. V.269. P. 53–65.
10. *Bayliss A., Turkel E.* Radiation conditions for wave-like equations // Comm.Pure Appl.Math. 1980. V.33. P. 707–725.
11. *Галиев Ш.У., Барбашова Г.А., Билянский Ю.С. и др.* Взаимодействие электроразрядного генератора колебаний с жидким металлом в ковше // Проблемы прочности. 1991. № 11. С. 78–82.
12. *Барбашова Г.А., Журнов М.В., Косенков В.М.* Осесимметричное деформирование цилиндрических разрядных камер с упругими стенками // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. Киев, 1993. Вып.1. С. 38–44.
13. *Малюшевский П.П., Семко А.Н., Чуприн А.Н.* Фокусировка волн сжатия в камере эллипсоидальной формы // Электрофизические и гидродинамические процессы электрического разряда в конденсированных средах. Киев, 1987. С. 91–96.
14. *Перцев А.К., Платонов Э.Г.* Динамика оболочек и пластин. Л., 1987.
15. *Окунь И.З.* ЖТФ. 1971. 41. Вып. 2. С. 292–301.
16. *Шамко В.В.* // Разрядно-импульсная технология. Киев, 1978. С. 21–28.
17. *Шамко В.В.* ЭОМ. 1971. № 5. С. 16–19.
18. *Кривицкий Е.В., Шамко В.В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
19. *Кривицкий Е.В.* // ЖТФ. 1972. 42. № 11. С. 2362–2365.
20. *Шамко В.В., Кучеренко В.В.* Теоретические основы инженерных расчетов энергетических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда // Препринт №20, ИИПТ НАН Украины. 1991.
21. *Малюшевский П.П., Горелик А.Я., Тихоненко С.М. и др.* Разрядно-импульсная технология разрушения бетоноподобных и топливосодержащих масс электроразрядными генераторами упругих колебаний // Науч-тех. сб. “Проблемы Чернобыля”. 1997. Вып.1. С. 41–43.

Поступила 22.08.01

## Summary

In work are submitted the research of pilot variant of the electrodigit generator of elastic fluctuations intended for use during destruction and removal of radioactive materials from emergency 4-th block of the Chernobyl atomic power station. Lacks of a design and work of the given equipment are established. The common recommendations - requirements for new variant of execution are given.