

7. Гаврилов Н.Ф., Иванова Г.Г., Селин В.И., Софронов В.Н. Программа УП-ОК для решения одномерных задач механики сплошной среды в одномерном комплексе // ВАНТ- 1982.- Вып.3(11). - С.11-14.
8. Физические величины / Справочник под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. - М.: Энергоатомиздат, 1991.
9. Herrmann W. Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials // J. Appl. Phys. -1969.- V.40, №6.- P.2490-2499.
10. Хайрер Э., Ваннер Г. Решение обыкновенных дифференциальных уравнений. Жесткие и дифференциально-алгебраические задачи. М.: Мир, 1999.
11. Глушак Б.Л., Игнатова О.Н., Надежин С.С., Раевский В.А. Релаксационная модель сдвиговой прочности пяти металлов // ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов. - 2012.-Вып.2.- С.25-36.
12. Исследование механических свойств урана U238 с различной исходной структурой при скорости деформирования 10-3-103 с-1. Андреева М.Л., Большаков А.П., Игнатова О.Н., Кошатова Е.В., Малышев А.Н., Поляков Л.В., Пушков В.А., Сергеев В.М., Акимов И.И.. Физическая мезомеханика. Том 13, №1. 2010. С.107-112.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ОТКОЛА В МАТЕРИАЛАХ С ФАЗОВЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ. ПРИМЕНЕНИЕ К БЕРИЛЛИЮ

*И.В. Кузьмицкий*

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

Обычно отколы в материалах возникают при взаимодействии двух волн разрежения, в которых массовые скорости направлены в противоположные стороны. Это, как правило, происходит при выходе ударной волны на свободную поверхность. За фронтом такой ударной волны обычно движется и догоняет её фронт волны разрежения. В такой ситуации возникает течение, в котором взаимодействуют разнонаправленные две волны разрежения, которые идут навстречу друг другу. На их общей границе при их встрече возникают отрицательные напряжения, часто превосходящие динамический предел прочности материала. Эта картина и лежит в основе моделирования отколов при проведении численных расчётов по классическим уравнениям газовой динамики [1-3].

В веществах с возможностью фазового превращения [4,5] *на ударной волне*, как будет показано далее, появляется неклассический механизм реализации откола: при движении волны разрежения со стороны свободной поверхности давление в головной точке такой волны разрежения монотонно снижается и становится отрицательной величиной. При превышении предела динамической прочности  $P_{отк}$  произойдёт откол бериллия.

Поэтому очень важно было понять, а какие "бывают" волны разрежения в среде с фазовым превращением? Могут ли они приводить к возникновению в каких-либо областях течений на ударных волнах разрежения, или в простых волнах разрежения к растяжению вещества, в котором будет нарушаться его целостность и происходить откол?

Рассмотрим сначала особенности процессов фазового превращения *в волнах сжатия или разрежения*. Из классической газовой динамики [6] хорошо известен термин – "*простые волны*" сжатия или разрежения. В этом классе волн энтропия не меняется. Это позволяет получать количественные результаты из достаточно простых аналитических решений. Речь идёт об изэнтропе разгрузки из какого-либо ударного состояния вещества. Массовые скорости

определяются в этом случае с помощью хорошо известных инвариантов Римана. Этот класс волновых решений уравнений газовой динамики строится на основании рассмотрения таких течений сплошной среды, в которых все физические величины - давление, массовая скорость, плотность, внутренняя энергия являются однопараметрическими функциями, и потому, выражаются друг через друга. Подобным свойством обладают и звуковые волны, которые являются предельным случаем волн простых, когда амплитудные значения малы, и можно линеаризовать систему уравнений газовой динамики [6]. Можно ли построить класс подобных "простых волн", но в среде с возможностью фазового превращения в ней?

В разделе 1 сформулирована система уравнений для фазового превращения с равными термодинамическими потенциалами, решениями которой являются функции физических параметров газодинамического течения среды. Эти функции обладают подобными свойствами, являются однопараметрическими функциями. Они тоже выражаются друг через друга и описывают волны сжатия или разрежения в среде, допускающей, в то же время, процессы фазового превращения с изменением энтропии в таких волнах в самом общем случае. Такие волны являются аналогами простых волн в классической газовой динамике для течений без фазового превращения среды. В простых волнах для среды с возможностью фазового превращения (ПВФП) будут продолжаться фазовые превращения. И будет продолжаться экзо или эндотермические процессы, влияющие на газодинамику таких течений.

### 1 Простая волна в сплошной среде с фазовым превращением

Исходим из системы уравнений газовой динамики (1), в которой требование равенства термодинамических потенциалов фазовых фракций (условие А в системе уравнений (1)) записано в виде уравнений (8) и (9).

$$\left\{ \begin{array}{l} dv/dt - v \cdot \operatorname{div} \vec{U} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} d\vec{U}/dt + v \cdot \vec{\nabla} P_Q = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\varepsilon}{dt} = -P_Q \cdot \frac{dv}{dt} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} d\alpha/dt = (P \geq P_{bsw}) \cdot K(\alpha, \tilde{P}, v) \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P_Q \equiv P - T \cdot \frac{d\sigma}{dv} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = (1 - \alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \end{array} \right. \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v = (1 - \alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \end{array} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = (1 - \alpha) \cdot \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \end{array} \right. \quad (8)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \end{array} \right. \quad (11)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi^{(1)}(P, v^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P, v^{(2)}) \end{array} \right. \quad (A)$$

(1)

Число уравнений в системе (1) равно одиннадцать. Число неизвестных физических величин тоже равно одиннадцати:  $\{\alpha, \tilde{P}, P, T, U, \varepsilon, v, v^{(1)}, v^{(2)}, \sigma, \sigma^{(2)}\}$ . При решении этой системы уравнений для **стационарных ударных волн** с заданной волновой скоростью  $D$  можно получить все функции на

шкале массовой доли  $\alpha$  второй фазы [5,7], если исключить кинетическое уравнение (4). Число определяемых функций станет десять:

$$\{P_Q(\alpha), P(\alpha), T(\alpha), \overset{r}{U}(\alpha), \varepsilon(\alpha), v(\alpha), v^{(1)}(\alpha), v^{(2)}(\alpha), \sigma(\alpha), \sigma^{(2)}(\alpha)\} \quad (2)$$

Все физические параметры из списка (2) выражаются друг через друга. Таким же свойством обладают и "простые волны" (ПВ) [6] – волны сжатия или волны разрежения в случае течения сплошной среды, которые описываются уравнениями газовой динамики без фазового превращения вещества. В таких волнах сохраняется энтропия в лагранжевой точке. Это изоэнтропийные волны.

Могут ли при течении сплошной среды с ФП существовать подобные волны, *помимо ударных волн*, в которых все зависимости тоже получаются однопараметрическими, подобно (2)?

Ниже будет исследован этот вопрос и будет получен положительный ответ. Для этого надо исключить в системе уравнений (1) уравнение кинетики и посмотреть – можно ли построить замкнутую систему уравнений (1) на шкале  $\alpha$ ? Такие решения, если они существуют, можно назвать как "Простые волны в среде с фазовым превращением", далее кратко ПВФП. В таких волнах может меняться массовая доля второй фазы  $\alpha$ , и вообще говоря, может меняться и полная энтропия ГФТ подобно тому, как это имеет место в ударных волнах в среде с возможностью фазового превращения. Конечно, могут быть и такие обстоятельства течения среды, в которых энтропия лагранжевой ГФТ будет сохраняться. Это будут простые изоэнтропические волны в среде с ФП. Последние волны можно рассматривать как частный случай первых.

Итак, перепишем систему уравнений (1), исключив из неё уравнение кинетики. И перейдём к описанию всех физических величин на шкале массовой доли второй фазы  $\alpha$ . После некоторых преобразований получим систему уравнений:

$$dv/d\alpha + \left( \frac{d\overset{r}{U}}{d\alpha} \cdot \frac{d\overset{r}{U}}{d\alpha} \right) \cdot \frac{d\alpha}{dP_Q} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla\alpha = - \frac{K(\alpha, P, v)}{v} \cdot \frac{d\alpha}{dP_Q} \cdot \frac{d\overset{r}{U}}{d\alpha} \quad (2)$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\alpha} = -P_Q \cdot \frac{dv}{d\alpha} \quad (3)$$

$$P_Q \equiv P - T \cdot \frac{d\sigma}{dv} \quad (4)$$

$$\varepsilon = (1-\alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (5)$$

$$v = (1-\alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (6)$$

$$\sigma = (1-\alpha) \cdot \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \quad (7)$$

$$\sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} \quad (8)$$

$$T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \quad (9)$$

$$T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \quad (10) \quad (3)$$

Видим, что в системе уравнений (3) уравнение (2) не позволяет автоматически реализовать сформулированный выше подход. Но если *допустить приближение*, что величину  $\nabla\alpha$  можно записать некоторой функцией  $\alpha$ , то система уравнений (3) будет замкнута. Итак, будем считать:

$$\nabla\alpha \equiv f(\alpha) \quad (4)$$

С физической точки зрения произвол в выборе функции  $f^r(\alpha)$  в выражении (4) можно понять так. Решение системы уравнений газовой динамики с ФП в веществе обязательно содержит произвол в выборе граничных условий. Различным граничным условиям будут отвечать различные решения этой системы уравнений. Выбирая вид функции  $f^r(\alpha)$  (4), можно моделировать этот произвол в выборе граничных условий. Исследуем решения системы уравнений (3) при простом выборе  $f^r(\alpha)$  в виде зависимости:

$$f^r(\alpha) = C_0^r \cdot (1-\alpha)^n \quad (5)$$

Константа  $C_0^r$  определяет пространственный масштаб, на котором происходит изменение массовой доли второй фазы:

$$L_0 = |C_0^r|^{-1/l} \quad (6)$$

Рассмотрим плоскую одномерную геометрии задачи. Тогда удобно представить функцию (5) в наглядном виде с характерным масштабом  $L_0$ :

$$f(\alpha) \equiv (1-\alpha)^n / L_0 \quad (7)$$

Систему уравнений (3) преобразуем к виду (10). Перемножим уравнения (1) и (2) в системе уравнений (4) левые и правые части. Получим:

$$\left(\frac{dU}{d\alpha}\right)^2 = -\frac{dP_Q}{d\alpha} \cdot \frac{dv}{d\alpha} \quad (8)$$

Из уравнения (8) видно, что в силу того, что левая часть уравнения (8) положительна, то изменения тензора давления  $P_Q$ , который учитывает калорийность ФП (см. уравнение (4) в системе (3)), и удельного объёма ГФТ имеют противоположные знаки:

$$dP_Q < 0, \quad dv > 0 \quad (a) \quad dP_Q > 0, \quad dv < 0 \quad (b) \quad (9)$$

В системе уравнений (10) можно объединить уравнения (1) и (2) и исключить из рассмотрения массовую скорость  $U$ , которая не фигурирует в других уравнениях системы.

$$\frac{dv}{d\alpha} = \frac{(1-\alpha)^n}{L_0} \cdot \frac{v}{K(\alpha, P, v)} \cdot \frac{dU}{d\alpha} \quad (1)$$

$$\frac{dP_Q}{d\alpha} = -L_0 \cdot \frac{K(\alpha, P, v)}{(1-\alpha)^n \cdot v} \cdot \frac{dU}{d\alpha} \quad (2)$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\alpha} = -P_Q \cdot \frac{dv}{d\alpha} \quad (3)$$

$$P_Q \equiv P - T \cdot \frac{d\sigma}{dv} \quad (4)$$

$$\varepsilon = (1-\alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (5)$$

$$v = (1-\alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (6)$$

$$\sigma = (1-\alpha) \cdot \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \quad (7)$$

$$\sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} \quad (8)$$

$$T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \quad (9)$$

$$T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \quad (10)$$

Получим:

$$\frac{dP_Q}{dv} = - \left( \frac{L_0 \cdot K(\alpha, P, v)}{((1-\alpha)^n \cdot v)} \right)^2 \quad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dv} = -P_Q \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma}{dv} \equiv \frac{(P - P_Q)}{T} \quad (3)$$

$$\varepsilon = (1-\alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (4)$$

$$v = (1-\alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (5) \quad (11)$$

$$\sigma = (1-\alpha) \cdot \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \quad (6)$$

$$\sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} \quad (7)$$

$$T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \quad (8)$$

$$T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \quad (9)$$

Отметим важное следствие из вида уравнения (1) из (11) - изменение тензора давления  $P_Q$  связано напрямую с темпом кинетики ФП. Есть изменение массовой доли второго фазового состояния – есть тогда изменение тензора давления  $P_Q$ :

$$\frac{dP_Q}{d\alpha} = - \left( \frac{L_0 \cdot K(\alpha, P, v)}{((1-\alpha)^n \cdot v)} \right)^2 \cdot \frac{dv}{d\alpha} \quad (12)$$

Если кинетика отключается  $K(\alpha, P, v) = 0$ , то тензор давления не меняется.

В системе (11) девять уравнений и десять физических параметров. Если выбрать параметр  $v$  в качестве аргумента, физических величин станет девять, как и число уравнений в системе (11):

$$\{P_Q(v), P(v), T(v), \varepsilon(v), \alpha(v), v^{(1)}(v), v^{(2)}(v), \sigma(v), \sigma^{(2)}(v)\} \quad (13)$$

Эти решения зависят от начального состояния ГФТ в момент  $t_0$  начала *безударного процесса газодинамического течения* – сжатия или разрежения (9). В начальный момент ГФТ находится за фронтом *ударной волны* с известными заранее параметрами в рассматриваемой точке:

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha(v_0) \equiv \alpha_0, P_Q(v_0) \equiv (P_Q)_0, P(v_0) \equiv P_0, T(v_0) \equiv T_0, \varepsilon(v_0) \equiv \varepsilon_0, \\ v^{(1)}(v_0) \equiv (v^{(1)})_0, v^{(2)}(v_0) \equiv (v^{(2)})_0, \sigma(v_0) \equiv \sigma_0, \sigma^{(2)}(v_0) \equiv \sigma_0^{(2)} \end{array} \right\} \quad (14)$$

Заметим, что из энтропийных уравнений (6) и (7) следует важное следствие:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma^{(2)} - \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) = \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} \\ T = T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T^{(1)}(P, v^{(1)}) \end{array} \right. \quad (15)$$

Энтропия второй фазы не зависит **явно** от массовой доли второй фазы  $\alpha$ , а зависит лишь от текущих газодинамических параметров течения среды  $\{P, v^{(1)}, v^{(2)}\}$ . Этот факт позволяет упростить вычисления физических параметров в системе уравнений (11) при эволюции ГФТ из точки на ударной волне (14). Можно определить энтропию второй фазы из уравнения:

$$d\sigma^{(2)} = (d\varepsilon^{(2)} + P \cdot dv^{(2)}) / T^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (16)$$

Решение уравнения (16) имеет вид: 
$$\sigma^{(2)}(P, v^{(2)}) = \sigma_a^{(2)}(P, v^{(2)}) + Const \quad (17)$$

Нормировка  $Const$  удельной энтропии второй фазы удобно выбирать по параметрам на ударном скачке (индекс  $f$ ): 
$$\sigma^{(2)}(P_f, v_f^{(2)}) = \sigma^{(1)}(P_f, v_f^{(1)}) + \frac{(H^{(2)}(P_f, v_f^{(2)}) - H^{(1)}(P_f, v_f^{(1)}))}{T_f} \quad (18)$$

Тогда: 
$$Const = \sigma^{(2)}(P_f, v_f^{(2)}) - \sigma_a^{(2)}(P_f, v_f^{(2)}) \quad (19)$$

Тогда энтропия второй фазы в выражении (17) запишется так:

$$\sigma^{(2)}(P, v^{(2)}) = \sigma_a^{(2)}(P, v^{(2)}) + (\sigma^{(2)}(P_f, v_f^{(2)}) - \sigma_a^{(2)}(P_f, v_f^{(2)})) \quad (20)$$

$\sigma^{(1)}(P, v^{(1)})$ - аналитическое выражение для удельной энтропии первой фазы находится интегрированием уравнения: 
$$d\sigma^{(1)} = (d\varepsilon^{(1)} + P \cdot dv^{(1)}) / T^{(1)}(P, v^{(1)}) \quad (21)$$

Нормировка удельной энтропии первой фазы удобно выбирать нулевой при нормальных условиях среды: 
$$\sigma^{(1)}(P_0, v_0^{(1)}) = 0 \quad (22)$$

В этом случае энтропии первой и второй фазовых фракций *на ударной волне* будут определены. Процесс ФП на ударной волне можно рассчитывать при использовании равенства термодинамических потенциалов:

$$\begin{cases} \Phi^{(1)}(P, v^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P, v^{(2)}) \\ \Phi^{(1,2)}(P, v^{(1,2)}) = \varepsilon^{(1,2)} + P \cdot v^{(1,2)} - T \cdot \sigma^{(1,2)}(P, v^{(1,2)}) \end{cases} \quad (23)$$

Применение уравнения (23) заметно упрощает расчёты, так как позволяет определить удельные объёмы фазовых фракций в виде функций давления  $P$  из алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} \Phi^{(1)}(P, v^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P, v^{(2)}) \\ T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T^{(2)}(P, v^{(2)}) \end{cases} \Rightarrow v^{(1,2)} = v^{(1,2)}(P) \quad (24)$$

Вернёмся к системе уравнений (11). Далее из уравнения (11) (5) выразим  $\alpha$  через удельные

объёмы: 
$$\alpha = \frac{(v - v^{(1)})}{(v^{(2)} - v^{(1)})} \quad (25)$$

Преобразуем алгебраические уравнения из системы (11), исключив  $\alpha$ . Получим четыре алгебраических уравнения:

$$\varepsilon = \frac{(v^{(2)} - v)}{(v^{(2)} - v^{(1)})} \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \frac{(v - v^{(1)})}{(v^{(2)} - v^{(1)})} \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (1)$$

$$T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (2)$$

$$\sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \frac{(v - v^{(1)})}{(v^{(2)} - v^{(1)})} \cdot \frac{H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})}{T} \quad (3) \quad (26)$$

$$\sigma = \frac{(v^{(2)} - v)}{(v^{(2)} - v^{(1)})} \cdot \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \frac{(v - v^{(1)})}{(v^{(2)} - v^{(1)})} \cdot \sigma^{(2)} \quad (4)$$

Выразим параметры  $\{P, v^{(1)}, v^{(2)}, \sigma^{(2)}\}$  из системы уравнений (16) как функции  $\{\sigma, v, \varepsilon\}$ :

$$\{v^{(1)}(\sigma, \nu, \varepsilon), v^{(2)}(\sigma, \nu, \varepsilon), P(\sigma, \nu, \varepsilon), \sigma^{(2)}(\sigma, \nu, \varepsilon)\} \quad (27)$$

$$\text{Из (25) и (11) (8,9) найдём:} \quad \alpha = \alpha(\sigma, \nu, \varepsilon), T(\sigma, \nu, \varepsilon) \quad (28)$$

Используем решения (27) и (28) в дифференциальных уравнениях (11) (1-3):

$$\frac{dP_Q}{d\nu} = - \left( \frac{L_0 \cdot K(\alpha(\sigma, \nu, \varepsilon), P(\sigma, \nu, \varepsilon), \nu)}{((1 - \alpha(\sigma, \nu, \varepsilon))^n \cdot \nu)} \right)^2 \quad (1)$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\nu} = -P_Q \quad (2) \quad (29)$$

$$\frac{d\sigma}{d\nu} = \frac{(P(\sigma, \nu, \varepsilon) - P_Q)}{T(\sigma, \nu, \varepsilon)} \quad (3)$$

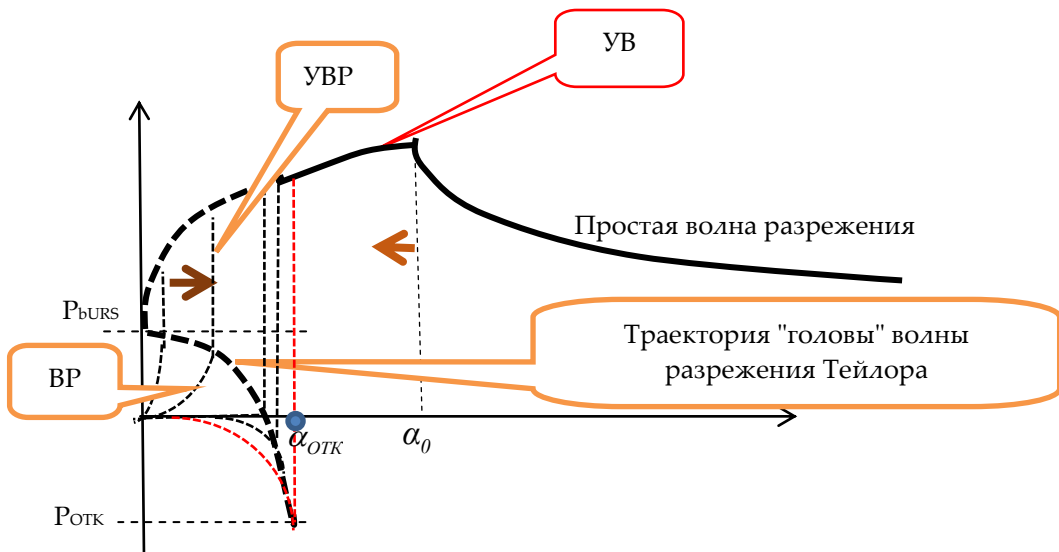
Система уравнений (19) представляет собой замкнутую систему обыкновенных дифференциальных уравнений для функций:  $\{P_Q(\nu), \varepsilon(\nu), \sigma(\nu)\}$  (30)

Решения (20) определяются при начальных условиях и списка (14). Массовая скорость  $U(\nu)$

находится из уравнения (8): 
$$\frac{dU}{d\nu} = \sqrt{-\frac{dP_Q}{d\nu}} \quad (31)$$

## 2 Результаты решений – простая волна разрежения в среде с фазовым превращением

На рисунках 1 и 2 в качественном виде показаны результаты решений системы уравнений (29) для простой волны разрежения в бериллии (ПВФП), при выходе ударной волны с волновой скоростью  $D = 9.655$  км/с на свободную поверхность образца.



**Рисунок 1.** Движение волны разрежения со стороны свободной поверхности. УВ – ударная волна, УВР – ударная волна разрежения, ВР – волна разрежения Тейлора.  $\alpha_{ОТК}$  – величина массовой доли второй фазы, где произойдёт откол бериллия. УВР и простая волна разрежения ещё не столкнулись. После столкновения этих волн вступает в действие классический механизм откола. До столкновения волн возможен неклассический механизм откола, когда давление в голове волны разрежения Тейлора станет отрицательным и превысит по модулю  $P_{ОТК}$

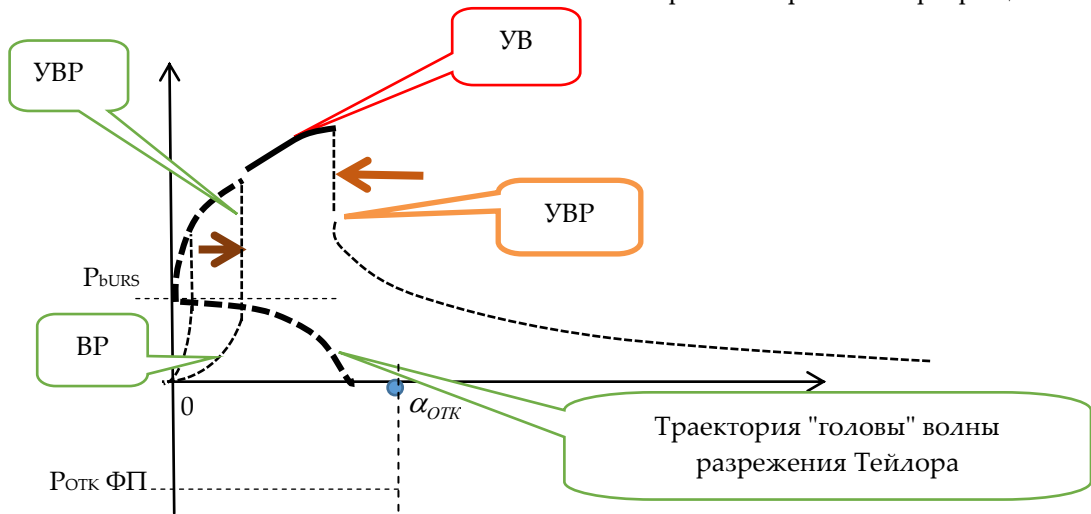
Ширина отколов по неклассическому механизму формируется *кинетикой фазового превращения*. В нашем случае использована модельная кинетика, которая имеет целью продемонстрировать принципиальные возможности реализации откола таким неклассическим механизмом. Из решения для волны разрежения со стороны свободной поверхности и известной откольной прочности материала (в рассматриваемом случае - бериллия) можно оценить критическую величину массовой доли второй фазы  $\alpha_{ОТК}$ , при которой достигается предел динамической прочности. Получим толщину для нормальной плотности бериллия из интеграла:

$$\Delta X_{ОТК} = D \int_0^{\alpha_{ОТК}} \frac{d\alpha}{K(\alpha, P(\alpha), \nu(\alpha))} \quad K(\alpha, P) = \frac{(P > P_{bsw})}{\tau} \cdot \left( \frac{\tilde{P}}{P_{bsw}} \right)^m \cdot (1 - \alpha)^g \quad (22)$$

**Таблица 1.** Теоретические оценки величины  $\Delta X_{ОТК}$ .

Ротк, ГПа	$\alpha_{ОТК}$	Кинетика	$\tau$ , мкс	m	$\Delta X_{ОТК}$ , мм
- 3.0	0.042	"Быстрая"	0.1	1.0	$8.987 \cdot 10^{-3}$
		"Быстрая"	0.1	0.5	0.02
		"Медленная"	6.0	0.5	1.18
		"Медленная"	10.0	0.5	1.967
-0.5	0.0302	"Медленная"	5.0	0.5	0.7345
		"Медленная"	10.0	0.5	1.469
		"Медленная"	15.0	0.5	2.203
		"Медленная"	20.0	0.5	2.938

Классический механизм откола тоже возможен в материалах с фазовым превращением:



**Рисунок 2.** Движение волны разрежения со стороны свободной поверхности. УВ – ударная волна, УВР – ударная волна разрежения, ВР – волна разрежения Тейлора.  $\alpha_{ОТК}$  - величина массовой доли второй фазы, где произойдёт откол бериллия по неклассическому механизму. После столкновения двух ударных волн разрежения вступает в действие *классический механизм откола*

**Список литературы**

- 1 Г.И. Канель, С.В. Разорёнов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Москва. "Янус-К". 1996. 408 с.
- 2 Физика взрыва/Под ред. Л.П. Орленко. Т. 2. М.ФИЗМАТЛИТ. 2002. 656 с.



- 3 Б.Л. Глушак. Физика взрыва: Сборник задач и упражнений с решениями. Саров. ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ". 2008. 264 с.
- 4 Кузьмицкий И.В., М.В. Жерноклетов, В.В. Комиссаров. Новый подход к построению уравнения состояния вещества с фазовым переходом на фронте ударной волны. Уравнение состояния фенилона//Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. С. 103-113//Combustion, Explosion, and Shock Waves. 2012. Vol. 48, № 4. PP. 465-474.
- 5 И.В. Кузьмицкий. Фазовое превращение в бериллии. Метод нескольких виртуальных экранов//Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. Саров. 2016. С. 212-223.
- 6 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидромеханика: М. «Наука». 1986. 736 с.
- 7 И.В. Кузьмицкий. Затухание ударной волны с фазовым превращением за фронтом ударного скачка. // Тезисы международной конференции XIX Харитоновские тематические научные чтения. Саров. 2017.

## РЕГИСТРАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ОТКОЛЬНОГО РАЗРУШЕНИЯ ВОДЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕЁ ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ

*А.В. Федоров, О.Н. Игнатова, Л.К. Антонюк, И.С. Гнутов, Т.А. Говорунова, А.О. Яговкин*

РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Согласно теоретическим расчетам жидкости могут выдерживать большие растягивающие напряжения, достигающие 100–1000 МПа [1–3]. В то же время в условиях статических испытаний [4] и при исследовании кавитации в интенсивном звуковом поле [5–8] наблюдаются значительно меньшие величины растягивающих напряжений. Это расхождение объясняется наличием в реальных жидкостях гетерогенных очагов (твердые включения, газовые пузырьки и др.), на которых инициируется рост пор, являющийся механизмом разрушения жидкостей. Например, согласно [8,9], общее количество неоднородностей с характерным размером менее 5 мкм для воды составляет  $\approx 10^6$  см<sup>-3</sup>. При этом из всех содержащихся в жидкости примесей существенное влияние на ее прочность могут оказать только пузырьки, средний размер которых составляет  $\approx 1$  мкм. Если откольное разрушение твердого тела изучено достаточно широко [10], то вопрос откольной прочности жидкостей и расплавов металлов мало изучен, а данные по их откольной прочности могут сильно различаться [8-16].

В настоящей работе представлены результаты исследований с целью определения зависимости откольной прочности воды от количества растворенного в ней газа. Кроме того, проведены численные расчеты с использованием модели ДРК-L [11] для интерпретации экспериментальных результатов.

### Постановка эксперимента

Для экспериментов была выбрана вода с различным количеством растворенного в ней газа. Вода по содержанию в ней растворенного газа была разделена на три группы: свеженалитая водопроводная вода, вода отстоявшаяся в течении 1 и 6 дней, газированная вода, отстоявшаяся в течении 5-7 минут до отсутствия выхода из нее газа в виде пузырьков. Вода (кювета Ø90x10мм) нагружалась до давления  $P = 0.3$  ГПа. Нагружение осуществлялось расходящейся от взрыва электродетонатора ударной волной треугольного профиля через алюминиевый диск Ø 120× 1 мм. Результаты измерения параметров откольной прочности и толщины откола для опытов с водой