

9. G.V. Boriskov, V.I. Timareva, A.I. Panov, S.S. Sokolov. Simulation of Isentropic Compression Process in a Device Based on Magneto-Cumulative Generator. In: "Megagauss-XI". Proc. of the Eleventh Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. London, 10-14 September 2006 / Ed. by Ivor Smith and Bucur Novac, London, UK, 2007. P. 219-224. [These proceedings were printed at the VNIIEF, Sarov, Russia.]
10. G.V. Boriskov, A.I. Bykov, N.I. Egorov, and V.N. Pavlov. Cooling and Condensation of Hydrogen Isotopes in Isentropic Compression Device. In: 2006 Int. Conf. on Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics. November 5-10, 2006, Santa Fe, New Mexico, USA. / Ed. by Gerald F. Kiuttu, Robert E. Reinovsky, and Peter J. Turchi, IEEE, 2007. P. 465-471.
11. В.В. Матвеев, И.В. Медведев, В.В. Прут, П.А. Суслов, С.А. Шибяев. Письма в ЖЭТФ 39 219 (1984).
12. Л.В. Альтшулер, С.Б. Кормер, А.А. Баканова, Р.Ф. Трунин. ЖЭТФ 38 790 (1960).
13. W.J. Nellis et al. Phys. Rev. Let. 60 1414 (1988).
14. R.G. Greene, H. Lue, and A.L. Ruoff. Phys. Rev. Let. 73 2075 (1994).
15. Н.Н. Калиткин, Л.В. Кузьмина. Широкодиапазонные ударные адиабаты. В кн.: Ударные волны и экстремальные состояния веществ. / Под ред. В. Е. Фортова, Л. В. Альтшулера, Р. Ф. Трунина, А. И. Фунтикова. М.: Наука. 2000. С. 107-120.
16. Г.В. Борисков, В.И. Тимарёва. Расчёт осевых течений дейтерия, изоэнтропически сжимаемого до мультимегабарных давлений. Квазидвумерный подход. В кн.: VIII Харитоновские чтения по проблемам физики высоких плотностей энергии. Саров, 21-24 марта, 2006. С. 509-515; Г.В. Борисков, В.И. Тимарёва. Моделирование процесса изоэнтропического сжатия водорода в одномерном МГД приближении и оптимизация устройства сжатия. Там же. С. 516-524.
17. Павловский А.И. и др. ДАН СССР 160 68 (1965).
18. Kuropatkin Y. P. et al. Characteristics of the installation for flash radiography based on the uncored betatron ВІМ – М. In: 11th IEEE Pulsed Power Conference // Digest of technical papers / Eds. G. Cooperstein and I. Vitkovitsky. Piscataway NJ USA, IEEE, 1998. P. 1663-1668.
19. Л.В. Альтшулер, С.Е. Брусникин, Е.А. Кузьменков. ЖПМТФ № 1 134 (1987).
20. Г.В. Борисков, А.И. Быков, Н.И. Егоров и др. Результаты экспериментов по изоэнтропическому сжатию вещества с большим атомным номером. В кн.: Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны // Труды международной конференции «XVII Харитоновские тематические научные чтения. 23-27 марта 2015 г.» под ред. д.т.н. А.А. Михайлова. – ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», Саров 2015. С. 201-212.

ЗАТУХАНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ФАЗОВЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОГО СКАЧКА

И.В. Кузьмицкий

РФЯЦ ВНИИЭФ, Саров, Россия

Исследуется вопрос о затухании ударной волны с эндотермическим фазовым превращением (ФП) за её ударным скачком. Используется модель ФП, основы которой изложены в работах [1,2].

Система уравнений газовой динамики при произвольном течении среды с учётом процессов фазового превращения с равными термодинамическими потенциалами фазовых фракций $\Phi^{(1)}(P, \nu^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P, \nu^{(2)})$ имеет вид:

$$dv/dt - v \cdot \text{div } \vec{U} = 0 \quad (1)$$

$$d\vec{U}/dt + v \cdot \vec{\nabla} P_Q = 0 \quad (2)$$

$$d\varepsilon/dt = -P_Q \cdot dv/dt \quad (3)$$

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

$$(d\alpha/dt) = K(\alpha, P, v) \quad (5)$$

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

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

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

$$\sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \frac{(H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)}))}{T} \quad (9)$$

$$T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \quad (10)$$

$$T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \quad (11) \quad (1)$$

Физические параметры в системе уравнений (1):

P, P_Q - давления в уравнении состояния фазовых фракций $\varepsilon^{(1,2)}(P, v^{(1,2)})$ и давление с учётом калорийности фазового превращения (уравнение (4) в системе уравнений (1)). Именно эта величина входит в уравнения импульса и энергии гетерогенной физической точки (ГФТ)- уравнения (2) и (3).

\vec{U}, v, ε - массовая скорость, полный удельный объём и внутренняя энергия ГФТ. α - массовая доля второй фазы, изменение которой во времени определяется темпом кинетики $K(\alpha, P, v)$, зависящей от трёх величин – самой массовой доли α , давления P и удельного объёма v .

$\sigma^{(1)}(P, v^{(1)})$ - аналитическое выражение для удельной энтропии первой фазы. Находится интегрированием уравнения:

$$d\sigma^{(1)} = (d\varepsilon^{(1)} + P \cdot dv^{(1)}) / T^{(1)}(P, v^{(1)}) \quad (2)$$

Нормировка удельной энтропии первой фазы удобно выбирать нулевой при нормальных условиях среды:

$$\sigma^{(1)}(P_0, v_0^{(1)}) = 0 \quad (3)$$

$\sigma^{(2)}$ - удельная энтропия второй фазы. Её тоже можно вычислять из уравнения подобного уравнению (2) с помощью уравнения состояния второй фазы $\varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)})$. Но что очень существенно, лишь с учётом константы интегрирования, которая должна удовлетворять требованию равенства в любой момент времени термодинамических потенциалов фазовых фракций:

$$\Phi^{(1)}(P, v^{(1)}) = \Phi^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (4)$$

Этот факт делает излишним такой путь вычисления нормировочной константы для удельной энтропии второй фазы $\sigma^{(2)}$. Из требования (4) и определения полной энтропии ГФТ в уравнении (8) системы (1) не трудно получить выражение для полной энтропии в виде уравнения (9), которое автоматически будет удовлетворять условию (4). Другими словами, в выражении (9) автоматически заложена правильная нормировка удельной энтропии второй фазы.

Условие равенства термодинамических потенциалов (4) в системе уравнений (1) явно не содержится, но это условие автоматически как следствие следует из уравнений (8) и (9).

Полная энтропия ГФТ σ в системе уравнений (1) необходима, так как с её помощью вычисляется полное давление с учётом калорийности фазового превращения – тензор давления P_Q (уравнение (4) в системе уравнений (1)).

В системе уравнений (1) одиннадцать уравнений и столько же физических параметров, эволюцию которых в пространстве и времени необходимо найти:

$$\{\alpha, P_Q, P, \bar{U}, T, \varepsilon, \sigma, \sigma^{(2)}, v, v^{(1)}, v^{(2)}\} \quad (5)$$

Все полученные ранее результаты для фазовых превращений в различных материалах относились к *стационарным ударным волнам* с заданной волновой скоростью D . Соответствующую систему уравнений нетрудно получить из системы уравнений (1) для плоского одномерного течения среды, если применить известное преобразование:

$$\xi \equiv D \cdot t - x \quad (6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (D-U) \cdot dv/d\xi + v \cdot dU/d\xi = 0 \quad (1) \\ (D-U) \cdot dU/d\xi - v \cdot dP_Q/d\xi = 0 \quad (2) \\ d\varepsilon/d\xi = -P_Q \cdot dv/d\xi \quad (3) \\ P_Q = P - T \cdot \frac{d\sigma}{dv} \quad (4) \\ (D-U) \cdot d\alpha/d\xi = K(\alpha, P, v) \quad (5) \\ \varepsilon = (1-\alpha) \cdot \varepsilon^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \varepsilon^{(2)}(P, v^{(2)}) \quad (6) \\ v = (1-\alpha) \cdot v^{(1)} + \alpha \cdot v^{(2)} \quad (7) \\ \sigma = (1-\alpha) \cdot \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot \sigma^{(2)} \quad (8) \\ \sigma = \sigma^{(1)}(P, v^{(1)}) + \alpha \cdot (H^{(2)}(P, v^{(2)}) - H^{(1)}(P, v^{(1)})) / T \quad (9) \\ T^{(1)}(P, v^{(1)}) = T \quad (10) \\ T^{(2)}(P, v^{(2)}) = T \quad (11) \end{array} \right. \quad (7)$$

В системе уравнений (7) "насилъственно" навязано требование, что волна, за фронтом скачка в которой реализуется фазовое превращение, движется с *неизменной стационарной волновой скоростью* D . А это, вообще говоря, не всегда может быть так. А точнее, практически всегда – *не так*. Действительно, почти во всех изученных фазовых превращениях, в особенности в инертных материалах, происходят эндотермические фазовые превращения. А это означает, что в процессе своего распространения для реализации фазового превращения за фронтом ударного скачка из энергетических "запасов" самой волны непрерывно, по мере движения волны изымается энергия на реализацию фазового превращения для всё новых и новых лагранжевых точек, которые проходят через ударный фронт этой волны. Поэтому такая волна с ФП обязательно по мере её распространения будет затухать, и причиной такого затухания будет сам процесс фазового превращения за ударным фронтом волны. Оценим темп затухания ударной волны с ФП.

Волна характеризуется величиной потока энергии на фронте ударного скачка:

$$\Pi_\varepsilon(t) = \rho_0 \cdot \frac{D(t)^3}{2} \quad (8)$$

Потери энергии за счёт ФП можно выразить через энтропию:

$$\frac{dQ_{pHT}}{dt} = T \cdot \frac{d\sigma}{dt} = T \cdot \frac{d\sigma}{dv} \cdot \frac{dv}{dt} = T \cdot \frac{d\sigma}{dv} \cdot v \cdot \operatorname{div} \vec{U} = (P - P_Q) v \cdot \operatorname{div} \vec{U} \quad (9)$$

В выражении (9) использовано определение тензора давления на линии фазового превращения с учётом калорийности ФП – уравнение (4) из системы (1). Поэтому можно

написать выражение, определяющее скорость затухания ударной волны, за ударным скачком

которой идёт фазовое превращение:

$$\frac{d\Pi_e(t)}{dt} = \rho \cdot (D(t) - U) \frac{dQ_{PhT}}{dt} \quad (10)$$

Получим уравнение:

$$\frac{dD(t)}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{(P(\alpha) - P_Q(\alpha)) \cdot (D(t) - U(\alpha))}{\rho_0 \cdot D(t)^2} \cdot \text{div} \vec{U}(\alpha) \quad (11)$$

Величина $\alpha(t)$ - максимальное значение массовой доли второй фазы на данный момент времени. Пусть в волне происходит эндотермическое фазовое превращение. Тогда:

$$dQ = T \cdot d\sigma < 0 \quad (12)$$

Из выражения (12) следует, что если фазовое превращение эндотермическое, то полная энтропия ГФТ по мере увеличения массовой доли второй фазы снижается. И наоборот, если по мере увеличения массовой доли второй фазы энтропия снижается, то фазовый переход эндотермический. Связь между давлением P и тензором давления P_Q с учётом калорийности ФП имеет вид - уравнение (4) из системы (1). Если превращение эндотермическое, и если за фронтом ударной волны по мере фазового превращения вещество сжимается - $dv < 0$, то получим $P_Q < P$.

Тогда в выражении (11) $P(\alpha) - P_Q(\alpha) > 0$, а $v \cdot \text{div} \vec{U}(\alpha) = \frac{dv}{dt} < 0$, отсюда следует, что:

$$\frac{dD}{d\alpha} < 0 \quad (13)$$

Другими словами, по мере увеличения массовой доли второй фазы α за фронтом ударной волны, **волновая скорость D будет снижаться**. Эндотермическое фазовое превращение для своей реализации "черпает" энергию из запаса энергии на ударном скачке ударной волны.

В начальный момент, когда фазовое превращение только начинается за фронтом ударного скачка $\alpha = 0, \Rightarrow P_Q(\alpha = 0) = P(\alpha = 0)$, тогда из выражения (11) получим:

$$\left(\frac{dD}{d\alpha} \right)_{\alpha=0} = 0.$$

Темп затухания ударной волны в начальный момент ФП равен нулю. По мере роста массовой доли второй фазы α за фронтом ударной волны волновая скорость начинает снижаться. В начальный момент на ударном скачке волновая скорость больше массовой скорости: $D(t = 0) > U(\alpha = 0)$ Поэтому в начале фазового превращения имеем:

$$D(t) - U(\alpha) > 0 \quad (14)$$

Но по мере увеличения массовой доли второй фазы волновая скорость $D(t)$ снижается, волна затухает, а массовая скорость в "хвосте" волны $U(\alpha)$, наоборот, растёт. Разница скоростей в выражении (10) снижается. Характерное время затухания ударной волны из выражения (11):

$$\tau = \frac{3}{2} \cdot \frac{\rho_0 \cdot D(t)^3}{(P(\alpha) - P_Q(\alpha)) \cdot (D(t) - U(\alpha)) \cdot \text{div} \vec{U}(\alpha)} \quad (15)$$

В формуле (15) содержится величина размерности времени - это $\tau_{Fl} \equiv (\text{div} \vec{U}(\alpha))^{-1}$ (индекс Fl - *Flow*, поток). Эта величина характеризует интервал времени, за который меняются газодинамические условия течения среды в импульсе давления, за ударным скачком которого идёт фазовое превращение. Безразмерное отношение величин $k_{ef} \equiv \tau / \tau_{Fl}$ будет характеризовать, как быстро затухает ударная волна за счёт фазового процесса за её ударным скачком, относительно времени, за которое меняются детали самого течения в ударной волне. Если это большая величина, то затухание требует большого времени и, значит, оно медленное. Если это сравнимые величины, то затухание быстрое, и оно быстро снижает скорость ударной волны. Получим из (15) оценку коэффициента затухания в виде:

$$k_{ef}(\alpha) = \frac{3}{2} \cdot \frac{\rho_0 \cdot D(t)^3}{(P(\alpha) - P_Q(\alpha)) \cdot (D(t) - U(\alpha))} \quad (16)$$

Рассмотрим фазовое превращение в бериллии [1] при волновой скорости $D = 9.655$ км/с.

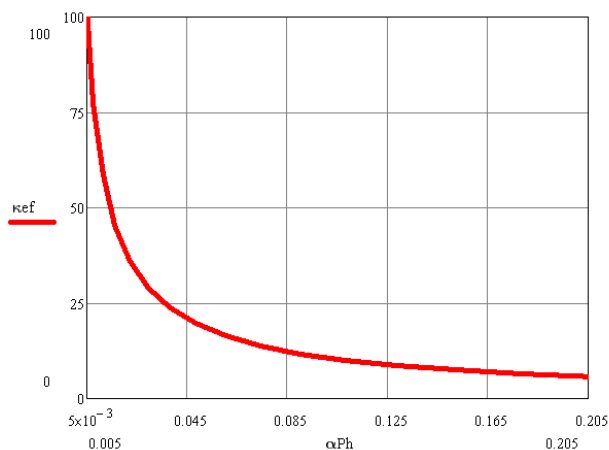


Рисунок 1. Значения параметра k_{ef} , показывающего во сколько раз характерное время затухания ударной волны с фазовым превращением больше времени, за которое меняются детали самого течения в ударной волне, в зависимости от величины массовой доли второй фазы α

Из рисунка 1 видно, что для бериллии при волновой скорости $D = 9.655$ км/с затухание ударной волны за счёт потерь на фронте при фазовом превращении очень медленное. При малых массовых долях второй фазы 0.5% $k_{ef} \sim 100$, а при 6% $k_{ef} \sim 10$. Поэтому, для таких долей второй фазы вполне законно использовать приближение *стационарности ударных волн* при вычислении физических параметров, характеризующих фазовое превращение за фронтом ударной волны [1].

Список литературы

1. И.В. Кузьмицкий. Фазовое превращение в бериллии. Метод нескольких виртуальных экранов//Труды международной конференции XVII Харитоновские тематические научные чтения. Саров. 2016. С. 212-223.
2. И.В. Кузьмицкий, Д.В. Крючков, В.И. Скоков, О.Н. Апрельков, А.Н. Малышев, И.С. Трищенко, А.Н. Катыков, А.М. Ивин, С.Ю. Новикова. Опыты ИФВ по регистрации фазового превращения в бериллии за фронтом ударного скачка с помощью манганинового датчика и их расчётная интерпретация// Тезисы международной конференции XIX Харитоновские тематические научные чтения. Саров. 2017.
3. 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.