

нельзя из-за существенной зависимости скорости распространения волн от их интенсивности. Быстрый процесс многократного пробега волн внутри обратного экрана и их взаимное наложение вне экрана в двухфазной среде делают обратные экраны неэффективными для уменьшения параметров ударных волн.

Поступила 15 XII 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Campbell L. I., Pitcher A. S. Shock waves in a liquid containing gas bubbles.— Proc. Roy. Soc., 1958, A 243, N 1235.
2. Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др. Исследование волн сжатия в смеси жидкости с пузырьками газа.— ДАН СССР, 1973, т. 213, № 5.
3. Ляхов Г. М., Охитин В. Н. Сферические взрывные волны в многокомпонентных средах.— ПМТФ, 1974, № 2.
4. Гельфанд Б. Е., Губанов А. В. и др. Затухание ударных волн в двухфазной среде жидкость — пузырьки газа.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1.
5. Гельфанд Б. Е., Губин С. А. и др. Прохождение ударных волн через границу раздела в двухфазных газожидкостных средах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, № 6.
6. Паркин Б. Р., Гилмор Ф. Р., Броуд Г. А. Ударные волны в воде с пузырьками воздуха.— В сб.: Подводные и подземные взрывы. М.: Мир, 1974.
7. Grosely M., Kivokari J. Djelovanje eksplozije u vodi.— Miniranje, 1976, vol. 8, N 3.
8. Дружинин Г. А., Остроумов Г. А., Токман А. С. Нелинейные отражения ударных волн и ударные кривые жидкостей с пузырьками газа.— В сб.: Нелинейные волны деформации. Таллин, 1978.

УДК 532.593 + 534.222 + 536.441

СТРУКТУРА ВОЛН СЖАТИЯ И РАЗРЕЖЕНИЯ В ГАЗЕ ВАН-ДЕР-ВААЛЬСА С ПОСТОЯННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТЬЮ

А. А. Борисов, Г. А. Хабахпаев
(Новосибирск)

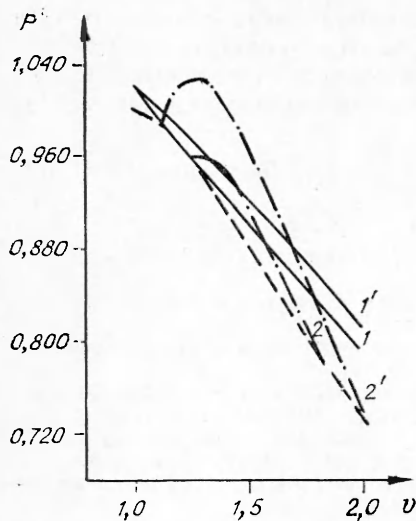
Известно [1], что в ударных волнах слабой интенсивности изменение энтропии пропорционально изменению удельного объема в третьей степени: $S_2 - S_1 = (\partial^2 p / \partial V^2)_S (V_1 - V_2)^3 / 12T_1$, где p — давление; V — удельный объем; T — температура; индексом 1 обозначены значения величин перед фронтом ударной волны, а 2 — за фронтом. В идеальном газе, а также в большинстве реально осуществляющихся ситуаций $(\partial^2 p / \partial V^2)_S > 0$. Следовательно, условие возрастания энтропии разрешает существование ударных волн сжатия и запрещает существование ударных волн разрежения (теорема Цемплена).

Однако Я. Б. Зельдович показал [2], что вблизи критической точки жидкость — пар при определенных условиях $(\partial^2 p / \partial V^2)_S$ может быть меньше нуля. В этой области аномальных термодинамических свойств волны сжатия должны размываться со временем, а волны разрежения — распространяться в виде ударных (резких) волн. Более сложный случай, когда невозмущенное состояние находится в области аномальных термодинамических свойств, а возмущенное — вне нее (или наоборот), теоретически рассматривался в ряде работ, подробный разбор которых дан в [3]. В этих работах основное внимание уделяется анализу волновых адиабат таких сред. Вопрос о существовании точных автомодельных решений рассматриваемой задачи в настоящее время не исследован. В [4] получено эволюционное уравнение для длинноволновых возмущений конечной амплитуды, при помощи которого объяснены возможные многоволновые структуры волн разрежения.

Первый эксперимент по изучению распространения возмущений конечной амплитуды в критической области выполнен на установке типа «ударная труба» [5]. В этом эксперименте фиксировались профили волны разрежения, поэтому и теоретические результаты желательно получить в аналогичном виде. В связи с этим в данной работе вопрос о структуре волн давления вблизи критической точки жидкость — пар исследуется при помощи численного решения задачи о распаде произвольного разрыва.

1. Поведение реальных веществ, состояние которых не находится в непосредственной близости к критической точке или в двухфазной области, хорошо описывается моделью Ван-дер-Ваальса [6]. Обычно уравнение состояния Ван-дер-Ваальса записывают в виде

$$(1.1) \quad (p + a/V^2)(V - b) = R_G T,$$



Ф и г. 1

где a и b — константы Ван-дер-Ваальса; $R_G = R/\mu$; R — универсальная газовая постоянная; μ — молекулярная масса.

Пусть удельная изохорная теплоемкость C_V постоянна. (Это предположение справедливо в той же области параметров, где применимо уравнение Ван-дер-Ваальса.) Тогда для удельной внутренней энергии имеем [7]

$$(1.2) \quad E = C_V T - a/V.$$

Рассмотрим, кроме того, уравнения изэнтропической и ударной адиабат. Безразмерное уравнение изэнтропической адиабаты для газа Ван-дер-Ваальса с постоянной теплоемкостью можно записать в форме

$$(1.3) \quad p^* = (p_0 + 3/v_0^2) [(v_0 - 1/3)/(v - 1/3)]^\gamma - 3/v^2,$$

где $p^* = p/p_k$; $v = V/V_k$; $\gamma = 1 + 1/c_V$; $c_V = C_V/R_G$; индексом k обозначены критические значения термодинамических параметров, а индексом 0 — начальные.

Выпишем также безразмерное выражение для $(\partial^2 p / \partial v^2)_S$

$$(\partial^2 p^* / \partial v^2)_S = \gamma(\gamma + 1)(p^* + 3/v^2)/(v - 1/3)^2 - 18/v^4.$$

На фиг. 1 показано поведение адиабаты и границы области аномальных термодинамических свойств при $c_V = 20$ (кривые 1 и 2 соответственно) и $c_V = 30$ (кривые 1' и 2'). Штриховой линией изображена граница области двухфазных состояний. Следует отметить, что однофазные состояния существуют в области аномальных термодинамических свойств лишь при $c_V > 50/3$.

Безразмерное уравнение ударной адиабаты для газа Ван-дер-Ваальса с постоянной теплоемкостью может быть записано в виде

$$(1.4) \quad p^* = \left\{ \left[2p_0 c_V (v_0 - 1/3) - p_0 (v - v_0) \right] - 6c_V (v - 1/3)/v^2 + \right. \\ \left. + 6c_V (v_0 - 1/3)/v^2 + 6(1/v - 1/v_0) \right\} / [2c_V (v - 1/3) + (v - v_0)].$$

Из сравнения формул (1.3) и (1.4) видно, что уравнение ударной адиабаты является более сложным, чем уравнение изэнтропической адиабаты. Однако в рассматриваемом интервале давлений, объемов и теплоемкостей эти адиабаты практически совпадают. Этот факт ниже использован для обоснования разностной схемы.

2. При численном решении задачи о распаде произвольного разрыва удобно записать законы сохранения массы, импульса и энергии для произвольного подвижного элемента среды, через границу которого отсутствует поток вещества. В одномерном случае имеем

$$(2.1) \quad \oint \rho dx = 0;$$

$$(2.2) \quad \oint \rho u dx - p dt = 0;$$

$$(2.3) \quad \oint \rho (E + u^2/2) dx - p u dt = 0$$

(ρ — плотность, u — скорость среды). В уравнениях (2.2), (2.3) не учтены диссипативные члены, так как при соответствующем выборе шагов сетки Δx и Δt «вязкость» и «теплопроводность», присущие самой разностной схеме, оказываются одного порядка с реальными вязкостью и теплопроводностью.

Рассмотрим идеализированную модель ударной трубы: цилиндрическая труба с закрытыми концами разделена перегородкой на два отсека — камеры высокого и низкого давления (КВД и КНД). В некоторый момент времени перегородка убирается и в КНД распространяется волна сжатия, а в КВД — волна разрежения. Для исследования этого процесса воспользуемся методом С. К. Годунова [8].

Разностные аналоги уравнений (2.1) — (2.3) для i -й ячейки могут быть записаны в виде

$$(2.4) \quad \rho'_i \Delta x'_i = \bar{\rho}_i \Delta x_i \quad (\Delta x_i = x_{i+1} - x_i, x'_i = x_i + \bar{u}_i \Delta t);$$

$$(2.5) \quad \rho_i \Delta x_i (u'_i - u_i) = (\bar{p}_i - \bar{p}_{i+1}) \Delta t;$$

$$(2.6) \quad \rho_i \Delta x_i (E'_i - E_i) = p_i (\bar{u}_i - \bar{u}_{i+1}) \Delta t,$$

где x_i и x_{i+1} — координаты границ ячейки (контактных разрывов); u_i и \bar{u}_{i+1} — скорости границ ячейки; p_i и \bar{p}_{i+1} — давления на границах ячейки; штрихом помечены величины, относящиеся к моменту времени $t' = t + \Delta t$. Для слабых ударных и простых волн хорошую точность при вычислении значений \bar{u}_i и \bar{p}_i можно получить, используя «звуковое приближение» [9]:

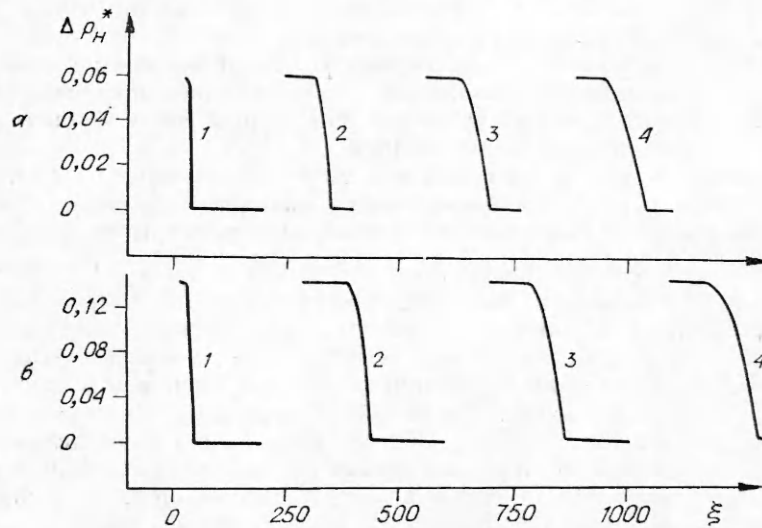
$$(2.7) \quad \bar{u}_i = (p_{i-1} - p_i + a_{i-1}u_{i-1} + a_i u_i) / (a_{i-1} + a_i);$$

$$(2.8) \quad \bar{p}_i = [a_{i-1}a_i(u_{i-1} - u_i) + a_{i-1}p_i + a_i p_{i-1}] / (a_{i-1} + a_i),$$

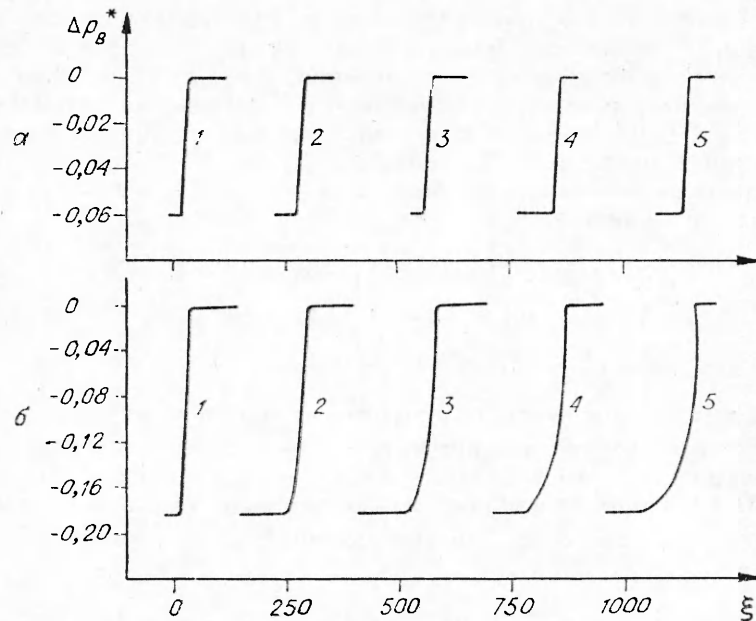
где $a_i = \rho_i c_i$; c — адиабатическая скорость звука. В данной работе применение уравнений (2.7), (2.8) оправдано, кроме того, отмеченным выше совпадением ударной и изэнтропической адиабат.

Таким образом, система уравнений (1.1), (1.2) и (2.4) — (2.8) является математически замкнутой и физически обоснованной. При численном решении шаг по времени Δt выбирался таким, чтобы разностная схема была устойчивой и имела хорошую сходимость. Вопрос об аппроксимации и устойчивости подобной разностной схемы детально рассмотрен в [9].

3. Результаты расчетов представлены на фиг. 2, 3. Безразмерная координата $\xi = x/\Delta x_0$, где Δx_0 — первоначальный размер счетной ячейки, а безразмерное время $\tau = t/t_*$, где t_* — характерное время процесса (время установления стационарного профиля ударной волны). Безразмерное возмущение давления в волне сжатия $\Delta p_n^* = p^* - p_n^*$, а в волне разре-



Ф и г. 2



Ф и г. 3

жения $\Delta p_B^* = p^* - p_B^*$ (p_H и p_B — начальные давления в КНД и КВД соответственно).

На фиг. 2 показана эволюция волны сжатия при $c_V = 30$; *a* — возмущенное и невозмущенное состояния находились в области аномальных термодинамических свойств (начальные параметры на разрыве следующие: $p_H^* = 0,912$, $v_H = 1,54$, $p_B^* = 1,040$, $v_B = 1,11$); *b* — невозмущенное состояние находилось вне этой области ($p_H^* = 0,846$, $v_H = 1,85$, $p_B^* = 1,160$, $v_B = 1,00$); кривые 1—4 соответствуют моментам времени $\tau = 1; 10; 20; 30$. Из фиг. 2, *a* видно, что ширина фронта волны сжатия увеличивается со временем подобно тому, как это происходит с волной разрежения в идеальном газе. На фиг. 2, *b* показано, что передняя часть фронта волны, соответствующая области нормальных термодинамических свойств, остается крутой, а задняя часть фронта, соответствующая области аномальных термодинамических свойств, размывается.

Ударные волны сжатия с размытым задним участком фронта наблюдались до настоящего времени лишь в средах с релаксацией (так называемые частично-диспергированные волны) [10]. Однако там ширина размытого участка оставалась постоянной и определялась временем релаксации. В рассмотренном же случае ширина задней части фронта пропорциональна пути, пройденному волной.

Эволюция волны разрежения при $c_V = 20$ показана на фиг. 3; *a* — возмущенное и невозмущенное состояния находились в области аномальных термодинамических свойств (начальные параметры на разрыве следующие: $p_H^* = 0,834$, $v_H = 2,00$, $p_B^* = 0,960$, $v_B = 1,25$); *b* — возмущенное состояние находилось вне этой области ($p_H^* = 0,610$, $v_H = 3,33$, $p_B^* = 0,960$, $v_B = 1,25$); кривые 1—4 соответствуют тем же моментам времени, что и на фиг. 2, кривые 5 — $\tau = 40$. Из фиг. 3, *a* видно, что ширина фронта волны разрежения не увеличивается со временем, т. е. имеет место ударная волна разрежения. На фиг. 3, *b* показано, что передняя часть фронта волны, соответствующая области аномальных термодинамических свойств, остается крутой, а задняя часть фронта, соответствующая области нормальных термодинамических свойств, размывается. Оба этих вида структуры волны разрежения предсказывались теоретически [1, 3] и наблюдались в эксперименте [5, 11].

Данные расчеты можно сравнивать с опытом лишь в качественном отношении по той причине, что в эксперименте невозмущенное состояние вещества в КВД было очень близким к критическому. В результате этого, по-видимому, в опыте решающую роль играло аномальное поведение изохорной теплоемкости [12]. Подтверждением такой точки зрения может служить тот факт, что использовавшийся в эксперименте фреон-13 имеет «фооновую» (неаномальную) теплоемкость $c_V \approx 8$ [13], а, как было отмечено выше, в газе Ван-дер-Ваальса с постоянной теплоемкостью ударные волны разрежения могут существовать лишь при $c_V > 50/3$.

Таким образом, учет аномального поведения теплоемкости вблизи критической точки жидкость — пар должен привести к значительному расширению класса веществ, в которых могут распространяться ударные волны разрежения. Кроме того, результаты не должны качественно измениться, если вместо уравнения Ван-дер-Ваальса использовать масштабное уравнение состояния [12].

4. Сравним полученные результаты с данными по распространению волн в твердых телах, испытывающих полиморфные превращения. В работах [14—16] при взрывном нагружении образцов из железа и стали наблюдались отколы с гладкой поверхностью. Это явление объяснено взаимодействием ударных волн разрежения. Существование скачка разрежения в твердых телах, испытывающих полиморфные превращения, связано с тем, что наличие фазового перехода приводит к появлению у адиабаты участка с выпуклостью кверху, т. е. участка, на котором среднее значение второй производной давления по объему при постоянной энтропии меньше нуля. Профиль волны разрежения, состоящий из скачка и последующей простой волны, приведен в [16]. Аналогичная структура волны разрежения получена в данной работе.

Что касается волн сжатия, то в твердых телах, испытывающих полиморфные превращения, они всегда распространяются в виде ударных волн (одной или двух). Возможные вблизи критической точки жидкость — пар волны сжатия, состоящие из скачка и размывающейся задней части фронта, в твердых телах наблюдаться не могут. Это связано с тем, что у твердых тел во всех точках, где адиабата не имеет особенностей, $(\partial^2 p / \partial V^2)_S > 0$ [1].

Таким образом, сходство процессов, происходящих в твердых телах, испытывающих полиморфные превращения, и вблизи критической точки жидкость — пар, связано с аномальным поведением адиабаты, а различие — с разной физической природой этой аномалии. Если в твердых телах — это фазовый переход, то вблизи критической точки — сильное изменение термодинамических свойств (сжимаемости и т. п.) однофазного вещества.

Авторы выражают искреннюю признательность Я. Б. Зельдовичу и В. Е. Накорякову за интерес к данной работе и критические замечания.

Поступила 9 I 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
2. Зельдович Я. Б. О возможности ударных волн разрежения.— ЖЭТФ, 1946, т. 16, № 4.
3. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978.
4. Борисов А. А. Эволюция конечных возмущений вблизи критической точки жидкость — пар.— ДАН СССР, 1980, т. 255, № 1.
5. Кутателадзе С. С., Борисов Ал. А. и др. Экспериментальное обнаружение волны разрежения вблизи критической точки жидкость — пар.— ДАН СССР, 1980, т. 252, № 3.
6. Стенли Г. Фазовые переходы и критические явления. М.: Мир, 1973.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976.
8. Годунов С. К. Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики.— Матем. сборн., 1959, т. 49, № 3.

9. Численное решение многомерных задач газовой динамики/ Под ред. С. К. Годунова. М.: Наука, 1976.
10. Becker E. Relaxation effects in gas flow.— Fluid Dynamics Transactions, 1974, vol. 7, pt 1.
11. Борисов Ал. А., Борисов А. А. Динамика волн разрежения в веществе, находящемся в критической области жидкость — пар.— В кн.: Исследование по гидродинамике и теплообмену/Под ред. С. С. Кутателадзе. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
12. Анисимов М. А. Исследования критических явлений в жидкостях.— УФН, 1974, т. 114, № 2.
13. Томаповская В. Ф., Колотова Б. Е. Фреоны. Свойства и применение. Л.: Химия, 1970.
14. Erkman J. O. Smooth spalls and the polymorphism of iron.— J. Appl. Phys., 1961, vol. 32, N 5.
15. Иванов А. Г., Новиков С. А. Об ударных волнах разрежения в железе и стали.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, № 6.
16. Иванов А. Г., Новиков С. А., Тарасов Ю. И. Откольные явления в железе и стали, вызванные взаимодействием ударных волн разрежения.— ФТТ, 1962, т. 4, № 1.

УДК 662.215.12 — 398

ОСОБЕННОСТИ ДЕТОНАЦИИ ФЛЕГМАТИЗИРОВАННЫХ ВВ

*Л. В. Альтшулер, В. В. Балалаев, Г. С. Доронин,
В. С. Жученко, А. С. Обухов*

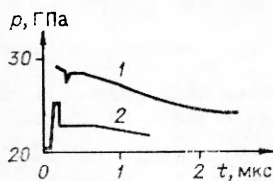
(Москва)

Взрывчатые вещества (ВВ), содержащие в качестве связующего или флегматизатора инертные органические добавки, широко используются в практике. Однако влияние этих примесей на характеристики детонации изучено недостаточно. В большинстве работ приводятся скорости детонации смесей [1—3], сведения же относительно давления продуктов взрыва ограничены и противоречивы. Так, по одним источникам примешивание к ВВ парафина повышает детонационное давление [4], по другим — приводит к противоположному результату [5, 6].

В данной работе с помощью манганиновых датчиков выявлены основные особенности детонации гексогена и тэна¹ содержащих 6% высокомолекулярных соединений парафинового ряда.

В зарядах исследуемых веществ, а также тротила диаметром 64 мм генерировались детонационные волны с плоским фронтом. В нескольких опытах диаметр заряда был равен 84 мм. На торцах зарядов располагались преграды из материалов с различной динамической жесткостью: меди, алюминия, плексигласа, этанола. Плоские манганиновые датчики, изолированные от электропроводящей среды слойками из фторопластовых пленок, соединенных вакуумной смазкой, помещались внутри заряда или на границе между ВВ и преградой. Сигнал записывался с помощью осциллографа С1-75, и по градуировочной зависимости, взятой из работы [7], определялся профиль давления $p(t)$. Скорость детонации измерялась электроконтактами с точностью $\pm 0,5\%$.

На фиг. 1 изображены зависимости $p(t)$, зарегистрированные манганиновыми датчиками для флегматизированного тэна плотностью $\rho = 1,655 \text{ г/см}^3$. Профиль 1 получен при введении датчика непосредственно в ВВ на расстоянии 120 мм от поверхности инициирования. Профиль 2 характеризует изменение давления на том же расстоянии на границе с алюминиевой преградой. На фиг. 2, 3 аналогичные кривые даны соответственно для флегматизированного гексогена ($\rho = 1,66 \text{ г/см}^3$) и тротила ($\rho = 1,56 \text{ г/см}^3$) при той же геометрии расположения датчика. Линии 1 относятся к давлению внутри заряда, линии 2 — к давлению на границе с плексигласом. Следует отметить, что записи в течение первых 0,15—0,25 мкс соответствуют волновым реверберациям в изоляции и в самом датчике.



Ф и г. 1