

ЛИТЕРАТУРА

1. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке. — ПМТФ, 1981, № 3.
2. Ильин Ю. П. Взаимодействие ударной волны с полубесконечной пористой средой. — В сб.: Прикладная математика. Тула: изд. ТПИ, 1975, вып. 2.
3. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
4. Николаевский В. Н., Басниев К. С., Горбунов А. Т., Зотов Г. А. Механика насыщенных пористых сред. М.: Недра, 1979.
5. Климович В. И., Лурье К. А., Федоров А. В. К вопросу об условиях на поверхностях раздела областей различных типов в проточной части турбомашин. Препринт № 638. Л.: изд. Физ.-тех. ин-та им. А. Ф. Иоффе, 1979.
6. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.

УДК 532.593 : 532.529

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УДАРНЫХ ВОЛН С ЗАЩИТНЫМИ ЭКРАНАМИ В ЖИДКОСТИ И ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ

*Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев
(Москва)*

Исследованиями распространения волн давления в двухфазных газожидкостных средах выявлены существенные для практического использования особенности изменения параметров ударных волн на границах раздела двухфазной смеси и сплошной жидкости.

Одно из часто обсуждаемых практических приложений изучения динамики волновых процессов в двухфазной среде связано с демпфированием волн давления пузырьковыми экранами. Однако почти любая задача с демпфированием волн давления в двухфазной среде распадается на две самостоятельные, но тесным образом связанные проблемы их ослабления и усиления на границах раздела сред с различным акустическим сопротивлением. Так, задача усиления волн давления встречается при анализе их перехода в среду с большим акустическим сопротивлением. Хорошо известно, что при падении ударных волн на границу раздела в двухфазной среде с увеличением акустического сопротивления возрастает перепад давления на фронте волны до 5—7 раз [1—5]. При переходе волн давления в среду с меньшим акустическим сопротивлением наблюдается ослабление волн давления в 3—5 раз [1—5] или становится возможным затухание коротковолновых возмущений в газожидкостной среде.

В связи с этим в зависимости от конкретных условий оказывается, что защитные свойства водно-пузырьковых экранов в жидкости начинают определяться соотношениями акустических сопротивлений жидкости и двухфазной среды на обеих границах экрана, на одной из них перепад давления возрастает, а на другой — убывает. Следовательно, эффективность экранов будет зависеть от давления в среде, объемной концентрации газа в жидкости и от интенсивности волны. Сближение акустических сопротивлений сплошной жидкости и двухфазной среды, отмечаемое, например, при росте давления или снижении объемной концентрации газа в жидкости, делает защитные экраны прозрачными для ударных волн и, следовательно, неэффективными.

Уже в работе [6] получены расчетные данные, свидетельствующие о малой эффективности пузырьковых экранов для демпфирования ударных волн с перепадом давления на фронте свыше 5 МПа при объемной концентрации газа в жидкости до 10%. Однако расчетные зависимости в [6] не отражают влияния начального давления на эффективность снижения амплитуды ударных волн с помощью экранов. Также представляется недостаточно убедительной иллюстрация в [6] сильного демпфирующего действия водно-пузырьковых экранов по отношению к слабым ударным волнам с перепадом давления на ударном фронте ниже $\Delta p = 0,1—0,2$ МПа. В результате отмеченных недостатков до сих пор в литературе не имеется достаточно убедительного доказательства эффективности использования водно-пузырьковых экранов для защиты подводных сооружений в воде и водных экранов для защиты тех же сооружений в двухфазной среде.

Попытаемся с единых позиций оценить возможные ситуации, которые могут встречаться при использовании различных типов защитных экранов. Это тем более необходимо сделать, так как в литературе периодически появляются заметки как об успешном применении экранов [7], так и об ограничениях их защитных свойств [8].

Постановка задачи. Рассмотрим взаимодействие бесконечно длинной ударной волны с газожидкостным экраном толщиной l , размещенным в объеме сплошной жидкости. Давление на переднем фронте волны p_1 . Волна

распространяется первоначально по жидкости, уравнение состояния которой описывается уравнением Тэта в виде $p_1 - p_0 = B [(\rho_{ж0} \rho_{ж0}^{-1})^n - 1]$, где $B = 304,5$ МПа; $n = 7,15$; p_0 — начальное давление в среде. Уравнение состояния двухфазной среды в изометрическом случае поведения пузырьков газа имеет вид

$$p\beta[(1 - \beta)\rho_{ж}]^{-1} = \text{const} = A,$$

где β — объемная концентрация газа в жидкости. На передней границе вода — двухфазная среда наблюдается ослабление исходной волны до величины p_1 , а на задней границе раздела двухфазная среда — вода ударная волна усиливается до значения p_2 . Такое же давление имеет отраженная волна в экран волна давления. Выпишем ряд известных соотношений для давлений на фронтах ударных волн и волне разрежения на первой границе вода — двухфазная среда:

$$\begin{aligned} p_1 - p_0 &= \rho_{ж0} c u_0, \quad p_1' - p_0 = \rho_0 D_1 u_1, \quad p_1 - p_1' = \\ &= \rho_{ж0} (c + u_0)(u_1 - u_0), \end{aligned}$$

где $\rho_{ж0}$, c — плотность и скорость распространения звука в чистой жидкости; u_0 , u_1 — скорость среды за ударной волной в жидкости и газожидкостной среде соответственно. Ударные волны в жидкости рассматриваются в акустическом приближении, а сжимаемость воды необходимо учитывать лишь при исследовании распространения волн давления по двухфазной среде. Можно показать, что скорость волны при $\beta > 0$, $\Delta p < 100$ МПа составит в этой среде

$$\begin{aligned} D^2 &= c^2 a [1 + a] \{ (1 - \beta) [(1 - \beta p_0 p^{-1}) a + \beta (1 - p_0 p^{-1})] \}^{-1}, \\ a &= \Delta p (B n)^{-1}. \end{aligned}$$

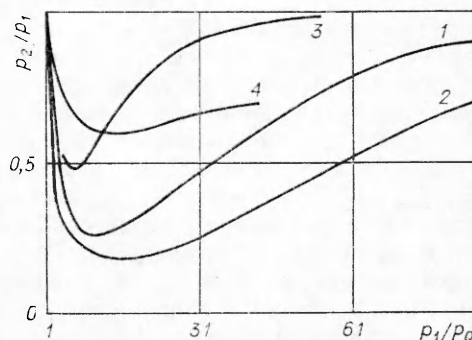
Плотность двухфазной среды $\rho_0 = (1 - \beta_0)\rho_{ж0}$, β_0 — объемная концентрация газа в экране.

На задней границе при переходе в воду параметры прошедшей и отраженных волн связаны соотношениями

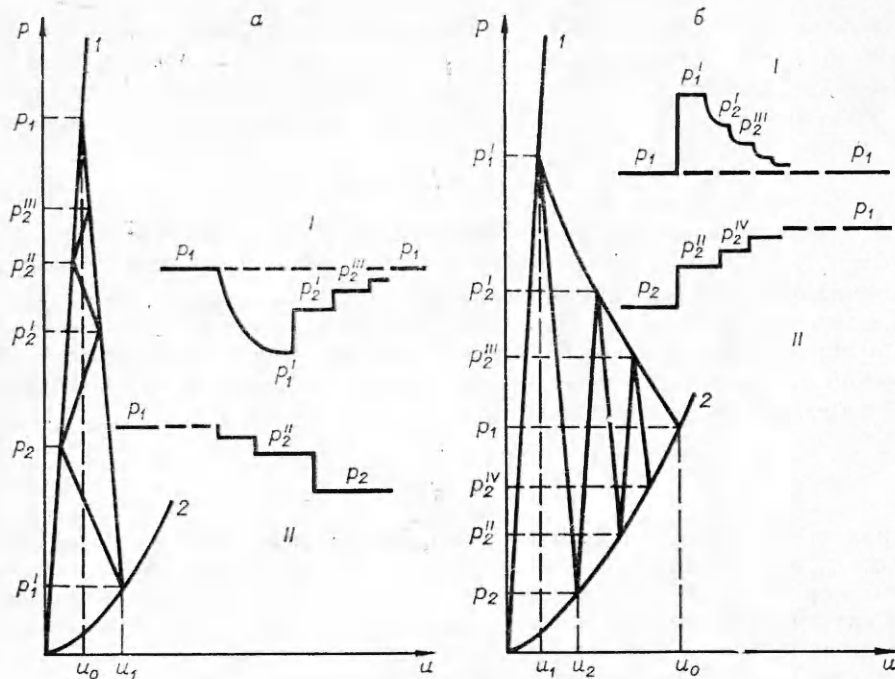
$$\begin{aligned} p_1' - p_0 &= \rho_0 D_1 u_1, \quad p_2 - p_0 = \rho_{ж0} c u_2, \\ p_2 - p_1' &= \rho_0' (D_1' + u_1) (u_1 - u_2), \end{aligned}$$

где ρ_0' — плотность двухфазной среды за падающей волной; D_1' — скорость отраженной в экран волны; p_2 , u_2 — давление и скорость среды в прошедшей за экран волне.

На фиг. 1 показана зависимость $p_2 p_1^{-1}$ от величины $p_1 p_0^{-1}$ для различных объемных концентраций газа β_0 и начального давления p_0 . Кривые 1, 2 построены для случаев $\beta_0 = 5; 10\%$, $p_0 = 0,1$ МПа. Кривая 3 получена при $\beta_0 = 5\%$, $p_0 = 0,5$ МПа и показывает влияние начального давления p_0 на коэффициент ослабления волны $p_2 p_1^{-1}$. Из сравнения кривых 1, 3 видно, что увеличение начального давления p_0 значительно ухудшает демпфирующее воздействие экрана на ударные волны вследствие сближения акустических сопротивлений воды и газожидкостной среды. Существование минимумов величины $p_2 p_1^{-1}$ связано с нелинейной зависимостью скорости волны в двухфазной среде от давления. Кривая 4 отвеча-



Фиг. 1



Ф и г. 2

ет случаю, когда газожидкостный экран с концентрацией газа β_0 расположен в газожидкостной среде с концентрацией β_1 , причем $\beta_0 > \beta_1$. Для рассмотренного случая $\beta_0 = 10\%$, $\beta_1 = 1\%$, $p_0 = 0,1$ МПа. Приведенный пример означает, что введение в жидкость малого количества газа существенно снижает демпфирующее воздействие экрана на ударные волны.

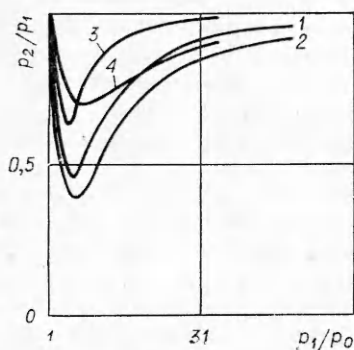
Рассмотрим историю движения отраженной от задней границы раздела ударной волны. На фиг. 2, а качественно представлена $p - u$ -диаграмма (диаграмма давление — скорость) для случая взаимодействия ударной волны с газожидкостным экраном, расположенным в жидкости. Кривые 1, 2 — ударные адиабаты жидкости и двухфазной среды. Отраженная в экран ударная волна с давлением на фронте p_2 падает на переднюю границу и усиливается после взаимодействия до некоторой величины p_2' . Возвращаясь на заднюю границу, эта волна при взаимодействии усиливается до величины p_2'' . Процесс последовательных отражений продолжается до тех пор, пока за экран не пройдет возмущение с давлением на фронте, равным исходному возмущению p_1 . На фиг. 2 качественно показана картина нарастания давления внутри экрана I и за ним II. По-видимому, достаточно 3-х, 4-х пробегов волны по экрану для практически полного выравнивания давления за и перед экраном. К этому моменту обе границы экрана будут двигаться со скоростью, близкой к u_0 .

Рассмотрим случай взаимодействия ударной волны, распространяющейся по газожидкостной среде с водяной прослойкой толщиной l (обратный экран). Для исходного возмущения прошедшей и преломленных волн оставим те же обозначения, что и для нормального экрана. Концентрация газа β_0 . Здесь уже нет необходимости выписывать известные ударные соотношения, а рассмотрим лишь особенность, связанную с волной разрежения в газожидкостной среде для случая, когда вместо водяной прослойки помещен пузырьковый экран, имеющий объемную концентрацию β_1 , причем $\beta_1 < \beta_0$. Если в воде волну разрежения можно описывать в акустическом приближении, то в двухфазной среде этого делать нельзя. Необходимо проводить полный расчет профиля волны с использованием инвариан-

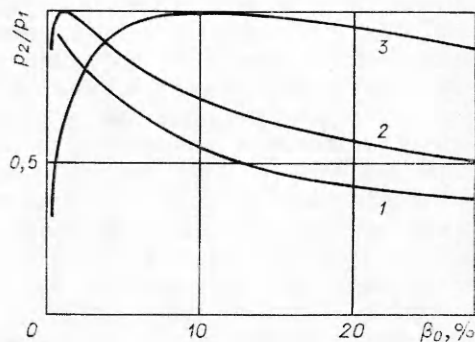
тов Римана для сжимаемой среды. Можно показать, что для газожидкостной среды в изотермическом случае с учетом сжимаемости жидкости связь между скоростью среды и давлением имеет вид $u \pm \{b - 0,5d \times \ln[(d+b)(b-d)^{-1}]\}(\rho_{жс})^{-1} = \text{const}$, $b^2 = p^2 + A\rho_{жс}c^2$, $d^2 = A\rho_{жс}c^2$, где A — постоянная из уравнения состояния двухфазной среды. С использованием этого выражения и ударно-волновых соотношений, выписанных ранее, найдем соотношение $p_2 p_1^{-1}$ за водяной прослойкой в газожидкостной среде в зависимости от тех же параметров, что и для нормального экрана, как на фиг. 3. Кривые 1, 2 на фиг. 3 построены для $\beta_0 = 5, 10\%$ и соответственно $p_0 = 0,1$ МПа. Кривая 3 построена для $\beta_0 = 5\%$, $p_0 = 0,5$ МПа. Как и для нормального экрана, увеличение начального давления ухудшает демпфирующее действие обратного экрана. Кривая 4 отвечает случаю, когда газожидкостная прослойка с концентрацией газа β_1 расположена в двухфазной среде, причем $\beta_1 < \beta_0$, $\beta_1 = 1\%$, $\beta_0 = 10\%$, $p_0 = 0,1$ МПа. Введение в водяную прослойку ($\beta_1 = 0$) незначительного количества газа привело к значительному ухудшению демпфирующего свойства экрана.

Рассмотрим движение волн по экрану. В отличие от предыдущего случая, когда по экрану двигались только ударные волны, для водяной прослойки будет наблюдаться чередование волн разрежения и сжатия. На фиг. 2, б качественно представлена $p-u$ диаграмма взаимодействия ударной волны, распространяющейся по двухфазной среде, с водяным экраном. Обозначения те же, что и на фиг. 2, а. Первоначально по двухфазной среде движется ударная волна с давлением на фронте p_1 и скоростью среды u_0 . На первой границе раздела при переходе в воду волна усиливается до давления p'_1 , а при выходе за экран ослабевает до величины p_2 . При этом в воду распространяется волна разрежения, движущаяся к передней границе. В результате взаимодействия волны разрежения с передней границей в двухфазную среду проникает волна разрежения, а в воду — ударная волна с давлением p_2 на фронте. Для случая водяной прослойки этот процесс чередования волн давления и разрежения будет продолжаться до тех пор, пока давление за экраном не станет равным начальному p_1 . На пояснительной схеме фиг. 2, б показана качественно картина течения перед I и за водяным экраном II. Перед экраном по среде, находящейся под давлением p_1 , первоначально распространяется ударная волна, а затем ряд волн разрежения. За экраном наблюдается ряд движущихся и догоняющих друг друга ударных волн.

Рассмотрим влияние концентрации газа β_0 вне экрана на коэффициент ослабления $p_2 p_1^{-1}$. В экране объемная концентрация β_1 . На фиг. 4 показана зависимость $p_2 p_1^{-1}$ от β_0 для случая $p_0 = 0,1$ МПа, $p_1 p_0^{-1} = 10$. Кривые 1—3 построены при условиях $\beta_1 = 0,1; 1; 10\%$. Все кривые имеют точку касания с прямой $p_2 p_1^{-1} = 1$. В этом случае границы раздела отсутствуют. Слева от точек касания $\beta_0 < \beta_1$, и имеем случай нормального экрана. При $\beta_0 > \beta_1$ реализуется случай обратного экрана.



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Обсуждение результатов. Анализ расчетных зависимостей, отображенных на фиг. 1—4, показывает, что снижение параметров ударных волн можно ожидать только для тех из них, перепад давления на фронте которых заключен в интервале свыше $p_1 p_0^{-1} = 3 - 5$ и ниже $p_1 p_0^{-1} = 30 - 40$ при $p_0 = 0,1$ МПа и весьма значительной объемной концентрации газа в жидкости ($\beta_0 = 5 - 10\%$). Даже при столь высоких объемных долях газа в жидкости повышение давления до величины порядка $p_0 \geq 0,5$ МПа, эквивалентное погружению пузырькового экрана на глубину свыше 50 м, еще резче ограничивает демпфирующее свойство экрана и сужает диапазон непрозрачности экрана до области перепадов давления $3 < p_1 p_0^{-1} < 20$. Как видно, повышение начального давления слабо влияет на прозрачность экрана по отношению к слабым возмущениям давления. В то же время диапазон непрозрачности по отношению к сильным ударным волнам сужается от $p_1 p_0^{-1} = 30 - 40$ до $p_1 p_0^{-1} = 15 - 20$.

Имеется также определенное различие в оценке демпфирующего действия пузырьковых экранов по отношению к слабым волнам в работе [6] и на фиг. 1—4. Так, по данным [6], пузырьковые экраны при объемной концентрации газа в жидкости 1—10% снижают параметры волн с перепадом давления $p_1 p_0^{-1} \sim 1,7$ при $p_0 = 0,1$ МПа почти в 10 раз. Однако на самом деле при ослаблении волны давления, падающей на экран, должно наблюдаться сближение перепадов давления перед экраном и за ним. Действительно, в [6] показана связь величины p_2 и p_1 в акустическом случае в виде $p_2 p_0^{-1} - 1 = (p_1 p_0^{-1} - 1) 4z_1 z (z_1 + z)^{-2}$, где z и z_1 — акустические сопротивления воды и двухфазной среды $\rho_0 c_0$ соответственно. Можно убедиться, что при $p_1 p_0^{-1} \rightarrow 1$ $p_2 p_0^{-1} \rightarrow 1$. Таким образом, приведенные соотношения и иллюстрации более реально отражают защитные свойства экрана по отношению к слабым волнам.

Необходимо отметить, что сделанные выводы о малом ослаблении волн с малым и большим перепадом давления частично подтверждены в опытах [8], где также отмечено, что волна давления с перепадом на фронте 0,14 МПа при $p_0 = 0,1$ МПа, т. е. при $p_1 p_0^{-1} = 2,4$, ослабевает при пересечении пузырькового экрана всего в 2 раза. Волна давления с перепадом 1,2 МПа при $p_0 = 0,1$ МПа, т. е. при $p_1 p_0^{-1} = 13$, ослабевает не более чем на 20—30%. Оба эти результата достаточно хорошо описываются проведенными расчетами. Сопоставление с опытами [8], где исследовалось прохождение через экран коротковолновых возмущений, показывает, что для оценок ослабления параметров на фронте волны давления вполне можно пользоваться представленными соотношениями и предложенной моделью изменения параметров длинных волн при пересечении водно-пузырькового экрана, так как в этом случае многократных отражений ударных волн в экране уже не будет.

Выполненные расчеты иллюстрируют малую универсальность водно-пузырьковых экранов как средства ослабления волн давления в жидкости. При каждой конкретной ситуации в зависимости от параметров волн давления, среднего давления в среде, технических возможностей обеспечения заданной объемной концентрации газа в жидкости целесообразно перед постановкой защитного экрана провести оценку его эффективности. Кроме того, при установке защитных экранов необходимо учитывать возможность существенного уменьшения их эффективности при попадании даже малого количества газа в окружающую экран среду.

Выполненное рассмотрение также показывает большую эффективность нормальных экранов для изменения параметров ударных волн, чем обратных экранов. В связи с тем что скорость звука в газожидкостной среде намного меньше скорости звука в жидкости, при использовании нормальных экранов для волн умеренной интенсивности и достаточно протяженных экранов можно добиться значительного растяжения импульса прошедшей волны во времени. Для обратного экрана этого добиться

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

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