

## ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ НАГРУЖЕНИЯ ЖИДКОГО ОБЪЕМА НА МЕХАНИЗМ ЕГО РАЗРУШЕНИЯ

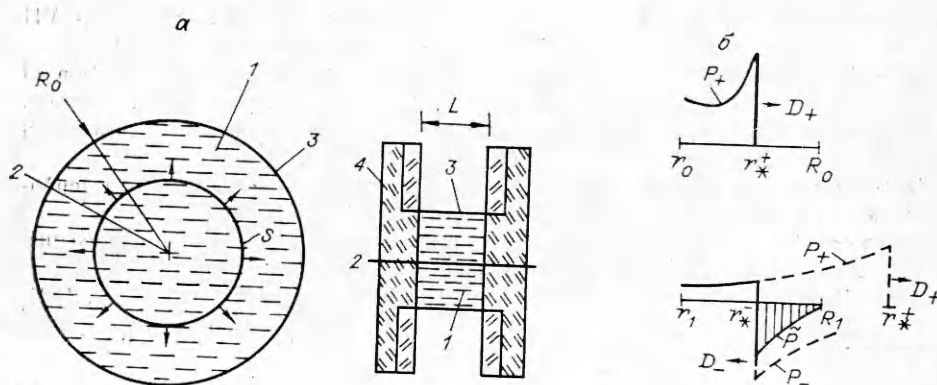
С. В. Стебновский, Н. Н. Чернобаев

(Новосибирск)

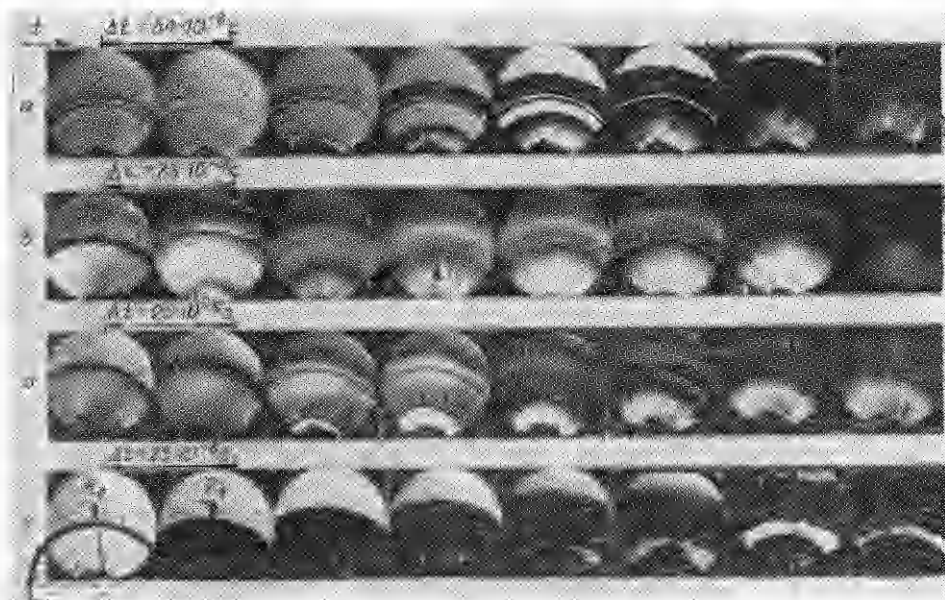
В [1] получена экспериментальная оценка энергетического порога импульсного разрушения водяного объема: определено минимальное значение удельной энергии взрыва  $e_*$ , необходимое для необратимой потери сплошности единицы массы воды. Рассматривался случай, когда длина цилиндрической ударной волны (УВ) близка к диаметру разрушаемого жидкого цилиндра. Естественно, возникает вопрос, как влияют параметры УВ и взрывного пузыря на пороговое значение удельной энергии  $e_*$  и на механизм разрушения в целом. Этому вопросу посвящена настоящая работа.

Эксперименты проводились по методике, описанной в [1]. Вдоль оси симметрии цилиндрического объема воды 1 (рис. 1, а), ограниченного тонкой бумажной оболочкой 3 и торцевыми жестко зафиксированными плоскопараллельными пластинами 4, помещалась тонкая взрывающаяся проволочка 2. При разряде на проволочку батареи высоковольтных конденсаторов емкостью  $C$ , заряженных до напряжения  $U$ , проволочка взрывалась, в воду излучалась цилиндрическая УВ  $S$  и расширялся взрывной пузырь. После отражения волны  $S$  от свободной поверхности к центру симметрии водяного объема сходится волна разгрузки. Развитие исследуемого процесса за фронтом волны разгрузки регистрировалось с помощью скоростного фоторегистратора СФР-1. Опыты проводились с цилиндрическими водяными объемами радиусом  $R_0 = 2$  см, длиной  $L = 3$  см.

Параметры электроразрядной цепи, а значит, и взрывного процесса выбирались из следующих соображений. Согласно [2], ускорение жидкого объема, имеющего свободные границы, обуславливает неограниченный рост начальных возмущений на его поверхности, а это со временем может привести к потере сплошности жидкого объема, т. е. к его разрушению. Но при малой величине вектора ускорения такое разрушение произойдет лишь при условии, что ускорение действует на жидкий объем достаточно продолжительное время. Поэтому, чтобы из всех возможных случаев разрушения жидкого объема выделить разрушение чисто взрывного типа, необходимо наложить ограничение на продолжительность процесса ускорения жидкого объема, т. е. на время его нагружения  $\tau$ . В рассматриваемой задаче это время, в течение которого давление внутри взрывного пузыря превышает атмосферное, а следовательно, на жидкий объем действует ускорение и в жидкость излучается УВ. Значит, чтобы в каждом конкретном случае определить  $\tau$ , достаточно датчиком зарегистрировать давление  $p(t)$  в УВ и по осциллограмме определить ее продолжительность. Таким образом, время нагружения  $\tau$ , как и длина УВ, определяется пара-



Р и с. 1



Р и с. 2

метрами электроразрядной цепи: емкостью батареи конденсаторов, индуктивностью цепи  $\lambda$  и ее активным сопротивлением  $R$ . При этом от напряжения на батарее конденсаторов  $U$  в момент подрыва проволоочки при фиксированных  $C$ ,  $\lambda$ ,  $R$  будет зависеть удельная энергия взрыва [1]

$$e = (E_1 + E_2)/M.$$

Здесь  $E_1$  — энергия в УВ, вычисленная по осциллограмме давления;  $E_2$  — энергия взрывного пузыря (определяется по максимальному значению его радиуса согласно методике [1]);  $M = \pi R_0^2 L \rho_0$  — масса разрушаемого объема жидкости;  $\rho_0$  — ее начальная плотность.

Опыты показали, что в диапазоне малых значений  $e$  (0,1—0,3 Дж/г) разрушение жидкого объема происходит в результате развития возмущений на внешней и внутренней границах расширяющегося жидкого кольца за время  $t_*$ , существенно большее  $\tau$ . Но в рамках исследуемого в этой работе взрывного разрушения жидкого объема рассматривались только случаи, когда необратимая потеря сплошности жидкого объема происходит за время  $t_* \leq \tau$ . Поскольку, согласно экспериментальным данным,  $t_*$  с ростом  $e$  уменьшается, то путем повышения  $U$  удельная энергия взрыва увеличивается до пороговых значений  $e = e_*$ , которые соответствуют случаям развития необратимой потери сплошности за  $t_* \approx \tau$ .

На рис. 2 приведены кинограммы процесса разрушения водяных объемов при четырех вариантах нагружения:  $a - \tau = 140$  мкс,  $t_* \approx 180$  мкс,  $e = 3,2$  Дж/г  $< e_*$  ( $C = 100$  мкФ,  $\lambda = 3,6$  мкГн,  $U = 3$  кВ, материал проволоочки нихром  $\varnothing 0,1$  мм);  $b - \tau = 125$  мкс,  $t_* \approx \tau$ ,  $e = e^* = 5$  Дж/г ( $C = 10$  мкФ,  $\lambda = 2,9$  мкГн,  $U = 10$  кВ, проволоочка из мягкого марганца ПММ  $\varnothing 0,2$  мм);  $c - \tau = 70$  мкс,  $t_* \approx \tau$ ,  $e = e^* = 2,5$  Дж/г ( $C = 2$  мкФ,  $\lambda = 2,6$  мкГн,  $U = 15$  кВ, ПММ  $\varnothing 0,2$  мм);  $d - \tau = 30$  мкс,  $t_* = 25$  мкс,  $e = e^* = 1,3$  Дж/г ( $C = 1$  мкФ,  $\lambda = 1,25$  мкГн,  $U = 17$  кВ, ПММ  $\varnothing 0,2$  мм);  $R_1, r_1$  — радиус свободной поверхности и взрывного пузыря. В качестве характерного времени процесса выбирался интервал времени  $\tau_*$ , за который фронт волны разгрузки проходит расстояние от свободной поверхности жидкого объема до поверхности взрывного пузыря. Поскольку скорость волны разгрузки равна скорости звука в воде  $c_0$ , то, следовательно,  $\tau_* = R_0/c_0 = 13,3$  мкс. Обезразмеренные по  $\tau_*$  времена нагружения  $\bar{\tau} = \tau/\tau_*$  в случаях, приведенных

на рис. 2, а — г, равны соответственно 10,14; 9,4; 6 и 2,26. Анализ киограмм позволил установить следующее. При  $\bar{\tau} \approx 10,14$  и 9,4 разрушение жидкого объема происходит за счет развития неустойчивости начальных возмущений на внутренней и внешней границах расширяющегося цилиндрического жидкого кольца. С уменьшением времени нагружения ( $\bar{\tau} = 6$ ) в механизм развития необратимой потери сплошности вносит вклад, помимо возмущений, также развитие кавитационного течения за фронтом волны разгрузки. И наконец, при  $\bar{\tau} = 2,26$  среда теряет сплошность сразу за фронтом волны разгрузки за счет интенсивного развития кавитационного течения. Но поскольку в этом случае к моменту прихода фронта волны разгрузки к поверхности взрывного пузыря давление в последнем еще превышает атмосферное, это обуславливает незначительный по амплитуде скачок ускорения внутренней границы жидкого кольца. Вследствие чего в окрестности границы происходит захлопывание кавитационных пузырьков (рис. 2, г), но со временем рост возмущений на границе приводит к потере сплошности и в этой части жидкого кольца. Очевидно, что если в момент прихода фронта волны разгрузки к поверхности взрывного пузыря давление в нем будет равно атмосферному, т. е. ускорение внутренней границы жидкого кольца равно нулю, то в ее окрестности кавитационные пузырьки захлопываться не будут — это чисто кавитационное разрушение жидкого объема. Случай, когда  $\bar{\tau} < 2,26$ , в данной работе не рассматривались.

Отметим, что кроме приведенных выше типов разрушения жидкого объема, согласно данным [3, 4], возможно также откольное разрушение в жидкости. Из рис. 2 следует, что развитие потери сплошности жидкого кольца за счет кавитационного эффекта протекает значительно быстрее, чем при гидродинамической неустойчивости возмущений (рис. 2, а, б). Это связано с тем, что возмущения зарождаются на границах кольца и по мере их роста разрушение проникает в глубь жидкости, а кавитационное течение развивается из пузырьковых зародышей сразу за фронтом сходящейся волны разгрузки.

Для объяснения зависимости характера разрушения жидкого объема от времени нагружения производилась оценка влияния профиля спада давления за фронтом УВ на ту часть удельной энергии взрыва  $\epsilon$ , которая расходуется на развитие кавитационного течения.

Рассмотрим задачу об отражении одномерной расходящейся цилиндрической ударной волны (РЦУВ) (рис. 1, а) от свободной поверхности  $r = R_0$  в предположении отсутствия в жидкости кавитационных зародышей, т. е. в жидкой упругой среде без потерь. Давление в одномерной РЦУВ задается в виде функции

$$(1) \quad P_+(r_*^+, r) = f_+(r_*^+, r) \sigma(r - r_*^+).$$

Здесь  $f_+(r_*^+, r)$  — непрерывная функция  $r$ :  $f_+(r_*^+, r) = P_+(r_*^+)$  при  $r = r_*^+$ ,  $\leq P_+(r_*^+)$  при  $r < r_*^+$ ;  $\sigma(r - r_*^+) = 1$  при  $r \leq r_*^+$ , 0 при  $r > r_*^+$ ;  $P_+(r_*^+)$  — давление во фронте РЦУВ;  $r_*^+$  — координата фронта. Для определенности полагаем, что при  $r_*^+ = R_0$  длина волны больше или равна  $R_0$ . Поскольку давление в расширяющемся взрывном пузыре убывает,  $P_+(r_*^+, r)$  может быть только монотонно убывающей функцией  $r$ . Причем так как  $r_*^+ = r_0 + \int_0^t D_+ dt'$  ( $D_+$  — скорость фронта РЦУВ,  $r_0$  — начальное значение радиуса взрывного пузыря  $r_1(t)$ ), то  $P_+(r_*^+, r)$  — неявная функция времени.

Для построения функции, описывающей волну разгрузки, отраженную от свободной поверхности  $r = R_0$  после выхода на нее РЦУВ, используется известный метод отображенного мнимого источника [3]. Предполагается, что в момент выхода фронта РЦУВ на границу  $r = R_0$  внутрь

области  $r_1 < r \leq R_0$  (рис. 1, б) начинает распространяться сходящаяся цилиндрическая ударная волна (СЦУВ) с профилем давления за фронтом

$$(2) \quad P_-(r_*^-, r) = j_-(r_*^-, r) \sigma(r - r_*^-),$$

где  $j_-(r_*^-, r) < 0$  — непрерывная функция:  $|j_-(r_*^-, r)| = |P_-(r_*^-)|$  при  $r = r_*^-$ ,  $\leq |P_-(r_*^-)|$  при  $r > r_*^-$ ;  $\sigma(r - r_*^-) = 1$  при  $r \geq r_*^-$ , 0 при  $r < r_*^-$ ;  $P_-(r_*^-)$  — давление во фронте СЦУВ;  $r_*^-$  — координата фронта. В каждый момент времени  $\int_{r_0}^{R_0} dr/D_+ = t_0 \leq t \leq t_0 + \int_{R_0}^{r_1} dr/D_-$  ( $D_-$  — скорость фронта СЦУВ) выполняется равенство

$$(3) \quad P_+(r_*^+, R_1) + P_-(r_*^-, R_1) = 0,$$

следующее из условия, что давление на свободной поверхности  $r = R_1(t)$  всегда равно атмосферному. Тогда давление в волне разгрузки выразится в виде линейной суперпозиции (1), (2)

$$(4) \quad \tilde{P}(r_*^-, r) = P_+(r_*^+, r) + P_-(r_*^-, r).$$

Из (3) вытекает, что поскольку  $P_+[r_*^+, R_1(t)]$  монотонно убывает со временем, то с учетом фокусировки СЦУВ функция  $P_-(r_*^-, r)$  при фиксированном  $r_*^-$  монотонно возрастает по модулю с уменьшением  $r$ . Тогда, согласно (4), функция  $\tilde{P}(r_*^-, r)$  также непрерывная и при фиксированном  $r_*^-$  монотонно возрастающая по модулю с уменьшением  $r$ .

В заданный момент времени в точке  $r_*^- \leq r \leq R_1$  значения  $P_+(r_*^+, r)$  и  $P_-(r_*^-, r)$  с учетом (3) выразятся через их градиенты:

$$P_+(r_*^+, r) = P_+[r_*^+, R_1(t)] + \int_{R_1(t)}^r \nabla P_+(r_*^+, r') dr',$$

$$P_-(r_*^-, r) = -P_+[r_*^+, R_1(t)] + \int_{R_1(t)}^r \nabla P_-(r_*^-, r') dr'.$$

Подставляя эти выражения в (4), получим зависимость, описывающую распределение давления вдоль  $r$  в волне разрежения:

$$(5) \quad \tilde{P}(r_*^-, r) = - \int_{R_1(t)}^r \left[ \left| \frac{\partial P_+(r_*^+, r')}{\partial r'} \right| + \left| \frac{\partial P_-(r_*^-, r')}{\partial r'} \right| \right] dr'.$$

Поскольку под действием волны разрежения происходит радиальное растяжение цилиндрического жидкого кольца, удельная внутренняя упругая энергия жидкости за фронтом волны с учетом изоэнтропичности процесса запишется в виде  $\epsilon = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{p}{\rho^2} d\rho$ . Выражая плотность воды  $\rho$  через  $p$

из уравнения Тейта, для  $p < 10^8$  Па после замены  $p$  на  $\tilde{P}$  с учетом (5) получим приращение удельной упругой внутренней энергии чистой воды в волне разрежения

$$(6) \quad \Delta \tilde{\epsilon} = \frac{c_0^2}{2} \left\{ \left[ \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \int_{R_1(t)}^r \left( \left| \frac{\partial P_+(r_*^+, r')}{\partial r'} \right| + \left| \frac{\partial P_-(r_*^-, r')}{\partial r'} \right| \right) dr' + \frac{P_0}{\rho_0 c_0^2} \right]^2 - \right. \\ \left. - \frac{n+1}{n-1} \left[ \frac{1}{\rho_0 c_0^2} \int_{R_1(t)}^r \left( \left| \frac{\partial P_+(r_*^+, r')}{\partial r'} \right| + \left| \frac{\partial P_-(r_*^-, r')}{\partial r'} \right| \right) dr' + \frac{P_0}{\rho_0 c_0^2} \right]^3 + \dots \right\}.$$

Здесь  $P_0$ ,  $\rho_0$  — атмосферное давление и плотность воды при  $p = P_0$ ;  $n = 7,15$ . Полное приращение упругой энергии участка цилиндрического объема воды длиной  $L$  в момент прихода фронта волны разрежения к поверхности взрывного пузыря  $r = r_1(t)$  имеет вид

$$(7) \quad \Delta \tilde{E} = 2\pi L \int_{r_1(t)}^{R_1(t)} \rho \Delta \tilde{\epsilon} r dr.$$

Таким образом, после выхода РЦУВ на свободную поверхность цилиндрического объема воды, не содержащего зародышей пузырьков, к центру сходится волна разрежения, радиально растягивающая жидкий объем, увеличивая его упругую внутреннюю энергию  $\Delta \tilde{E}$ . При этом  $\Delta \tilde{E}$  будет согласно (6), (7) тем больше, чем больше градиент спада давления за фронтом РЦУВ. В реальной жидкости, содержащей зародыши пузырьков, после выхода УВ на свободную поверхность волна разрежения практически не регистрируется: упругая энергия переходит в работу по расширению кавитационных пузырьков. При очень малом спаде давления за фронтом РЦУВ, согласно (6) и (7),  $\Delta \tilde{E}$  чистой воды будет незначительной, так как практически вся энергия РЦУВ перейдет в кинетическую энергию радиально расширяющегося цилиндрического слоя воды, увеличивая скорость развития возмущений на его обеих границах. Результаты анализа зависимостей (6) и (7) хорошо согласуются с экспериментальными данными. На рис. 2, б  $P_+(r_*^+ = R_0) = 5 \cdot 10^7$  Па, время нагружения  $\bar{\tau} = 9,4$ , т. е. длина УВ намного больше  $R_0$ , а поэтому из-за низкого градиента давления за фронтом волны значение  $\Delta \tilde{E}$  мало и большая часть энергии взрыва переходит в кинетическую энергию жидкости, повышая интенсивность развития возмущений, разрушающих жидкий объем. На рис. 2, в  $P_+(r_*^+ = R_0) = 4,7 \cdot 10^7$  Па,  $\bar{\tau} = 2,26$ , т. е. градиент давления за фронтом РЦУВ, а следовательно, и  $\Delta \tilde{E}$  существенно выше, что и приводит к интенсивному развитию кавитационного течения.

Согласно полученным экспериментальным результатам, с уменьшением  $\bar{\tau}$  (т. е. с уменьшением времени излучения УВ) снижается энергетический порог разрушения водяного объема. Так, при уменьшении  $\bar{\tau}$  от 9,4 до 2,26 значение  $e_*$  снижается от 5 до 1,3 Дж/г. Это, по-видимому, связано с тем, что при  $\bar{\tau} = 2,26$  практически вся энергия РЦУВ переходит в работу по расширению кавитационных пузырьков, а при  $\bar{\tau} = 9,4$  — в кинетическую энергию основного движения радиального расширения жидкого кольца и лишь часть этой энергии отбирается на развитие возмущений на границах жидкого объема, которые и приводят к разрушению.

Если ввести параметр  $N = e/\bar{\tau}$  — интенсивность выделения энергии взрыва (т. е. осредненная по времени нагружения скорость выделения удельной энергии взрыва), то при  $e = e_*$  во всех приведенных на рис. 2, б — в случаях параметр  $N_* = e_*/\bar{\tau}$  принимает близкие значения:  $N_* = 40, 36$  и  $43$  кДж/(г·с). Таким образом, если  $e_*$  зависит от времени нагружения (т. е. от параметров УВ и взрывного пузыря), то пороговое значение интенсивности выделения энергии взрыва  $N_*$  является более универсальным параметром, характеризующим энергетический порог разрушения водяного объема, поскольку в рассмотренном диапазоне режимов нагружения остается практически постоянным.

В заключение авторы выражают благодарность В. К. Кедринскому за обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Стебновский С. В., Чернобаев Н. Н. Энергетический порог импульсного разрушения жидкого объема // ПМТФ. — 1986. — № 1.
2. Стебновский С. В. Устойчивость свободных границ жидкого поршня, движущегося с ускорением в осесимметричном канале // Динамика сплошной среды. — Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1973. — Вып. 15.

3. Замышляев Б. В., Яковлев Ю. С. Динамические нагрузки при подводном взрыве. — Л.: Судостроение, 1967.  
 4. Кедринский В. К. Поверхностные эффекты при подводном взрыве (обзор) // ПМТФ. — 1978. — № 4.

Поступила 9/VI 1986 г.

УДК 532.529 : 533.6.071.1

## РАСЧЕТ РАЗЛЕТА СЖАТОГО ОБЪЕМА ГАЗОВЗВЕСИ

Ю. В. Казаков, А. В. Федоров, В. М. Фомин  
 (Новосибирск)

В настоящее время большое внимание уделяется физическому и математическому моделированию многофазных систем, что вызвано широким распространением различного рода технологических схем с использованием гетерогенных и гомогенных сред. Обзоры по математическому моделированию некоторых задач механики гетерогенных сред приводятся в [1—3].

В экспериментах по изучению волновой динамики газовзвесей твердых частиц, как правило, делался акцент на взаимодействие ударных волн (УВ) с облаками запыленного газа. В [4] проведено экспериментальное исследование разрежения газовзвеси с целью изучения влияния запыленности среды с большим массовым содержанием частиц, находящейся под высоким давлением, на параметры УВ, формирующихся при истечении такой среды в свободное пространство. Вопрос о режимах истечения актуален с точки зрения безопасности различного рода оборудования (трубопроводный транспорт для перемещения сыпучих материалов, химические реакторы с псевдооживлением и др.). Процесс разрежения газовзвесей рассматривался в [5], где в пренебрежении объемной долей частиц анализируется разлет газовзвеси в вакуум, в [6] проведен расчет взрывного разлета облака газовзвеси в случае относительно малых объемных содержаний дисперсной фазы, в [7] исследован процесс внезапного выброса угля и газа в равновесном приближении. Более полная библиография экспериментальных и теоретических работ по динамике газовзвесей дана в [1—3, 8].

Рассмотрим решение задачи об определении течения в ударной трубе, в камере высокого давления (КВД) которой находится газовзвесь мелких частиц, а в камере низкого давления (КНД) — воздух (задача ГЧ). Смесь от газа отделена диафрагмой, которая в начальный момент разрывается. При этом в область низкого давления распространяется УВ, за которой движется контактный разрыв, за ним идет комбинированный разрыв (КБР), по газовзвеси распространяется волна разрежения (ВР). После отражения ВР от стенки КВД, когда начинается взаимодействие ВР и УВ, происходит ослабление УВ. Исследуем также задачу Г — вариант задачи ГЧ, когда в КВД чистый газ.

В [4] установлено, что по сравнению со случаем чистого газа в КВД амплитуда возникающих УВ уменьшается и увеличивается время формирования треугольного импульса давления; там же отмечено, что описать процесс в рамках равновесного подхода не удастся. Действительно, простейший анализ характерных времен [9] для исследуемого в [4] процесса показывает, что при  $d \geq 10$  мкм характерное время протекания газодинамического процесса меньше времен скоростной и температурной релаксации, что обуславливает неравновесность процесса. Поэтому в настоящей работе проведен анализ процесса разрежения газовзвеси в рамках неравновесной теории для больших объемных содержаний дисперсной фазы.

Уравнения, описывающие это течение в неравновесном приближении, имеют вид

$$\begin{aligned} \partial \rho_i / \partial t + \partial \rho_i u_i / \partial x &= 0, \\ \partial \rho_i u_i / \partial t + \partial \rho_i u_i^2 / \partial x + m_i \partial p / \partial x &= (-1)^{i+1} f, \\ \partial (\rho_1 E_1 + \rho_2 E_2) / \partial t + \partial (\rho_1 u_1 E_1 + \rho_2 u_2 E_2 + p(m_1 u_1 + \\ &+ m_2 u_2)) / \partial x = 0, \quad \partial \rho_2 e_2 / \partial t + \partial \rho_2 u_2 e_2 / \partial x = q, \\ p &= \rho_{11} R T_1, \quad m_1 + m_2 = 1, \quad \rho_i = \rho_i m_i, \quad \rho_{22} = \text{const}, \\ e_i &= c_i T_i, \quad E_i = e_i + u_i^2 / 2, \quad i = 1, 2. \end{aligned}$$

Здесь  $\rho_i$ ,  $u_i$ ,  $e_i$ ,  $T_i$ ,  $m_i$  — средняя плотность, скорость, внутренняя энер-