

3. Курзин В.Б. Течение идеальной жидкости, индуцируемое периодической системой вихревых следов // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т гидродинамики. — 1988. — Вып. 87.
4. Рябченко В.П., Юдин В.А. Определение гидродинамических реакций решетки профилей, движущейся в неравномерном потоке // Аэроупругость лопаток турбомашин / Тр. ЦИАМ. — 1989. — № 1266.

г. Новосибирск

Поступила 28/VI 1993 г.,  
в окончательном варианте — 16/IX 1993 г.

УДК 532.529.5

В.Г. Каримов, В.Ш. Шагапов

### ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗИРОВАННОЙ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ СОПЛО

Предмет настоящей работы составляет течение жидкости в сопле при наличии выделения растворенного газа. Течение вскипающей жидкости в каналах рассматривалось в [1, 2]. В [3] теоретически и экспериментально исследовано течение жидкости в сопле при введении в поток одиночных газовых пузырьков.

1. Рассмотрим течение жидкости, насыщенной газом при некотором давлении  $p_s$  в канале переменного сечения. Из-за снижения давления до  $p \leq p_s$  в потоке за счет динамических процессов может происходить вскипание жидкости (образование парогазовой фазы). При построении математической модели в квазиодномерном приближении приняты следующие допущения. Образование газовой фазы происходит только из-за выделения растворенного газа, сопровождаемого диффузионными процессами (жидкость считаем холодной и тем самым парциальным давлением паров жидкости в газовой среде будем пренебрегать). Выделение растворенного газа происходит на примесных частицах с исходной концентрацией  $n_0$ . Кроме того, скорости фаз также равны, и силами трения потока о стенки канала пренебрегаем. Температура системы постоянна и равна  $T_0$ .

При отмеченных допущениях в зоне двухфазного течения уравнения сохранения масс для жидкой фазы (параметры снабжены нижним индексом) ( $i = l$ ) и газовой фазы ( $i = g$ ) имеют вид [1, 2]

$$(1.1) \quad \frac{\partial \rho_i F}{\partial t} + \frac{\partial \rho_i u F}{\partial z} = -n J F, \quad \frac{\partial \rho_g F}{\partial t} + \frac{\partial \rho_g u F}{\partial z} = n J F$$

$$(\rho_i = \rho_i^0 \alpha_i \quad (i = l, g), \quad \alpha_l + \alpha_g = 1, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi a^3 n),$$

где  $F = F(z)$  — площадь поперечного сечения канала;  $u$  — скорость;  $\rho_i^0$  и  $\rho_i$  — истинная и средняя плотность фаз;  $\alpha_i$  — объемное содержание;  $a$  и  $n$  — радиус пузырьков и их число в единице объема;  $J$  — интенсивность образования газовой фазы, приходящаяся на одно включение. Складывая уравнения (1.1), получим уравнение сохранения массы для двухфазной смеси в целом:

$$(1.2) \quad \frac{\partial \rho F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u F}{\partial z} = 0 \quad (\rho = \rho_l + \rho_g).$$

Кроме того, необходимо записать уравнения масс для растворенного в жидкости газа и жидкости (растворителя). Параметры, относящиеся к жидкости (растворителю) и растворенному газу, снабжены вторым нижним индексом  $j = l, g$ . Тогда уравнения масс для компонентов запишем как

© В.Г. Каримов, В.Ш. Шагапов, 1994

$$(1.3) \quad \frac{\partial \rho_{i(i)} F}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{i(i)} u F}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \rho_{i(g)} F}{\partial t} + \frac{\partial \rho_{i(g)} u F}{\partial z} = -nJF$$

$$(\rho_{i(i)} = \rho_{i(i)}^0 \alpha_i, \rho_i = \rho_{i(i)} + \rho_{i(g)}, \rho_i^0 = \rho_{i(i)}^0 + \rho_{i(g)}^0).$$

Если ввести массовые концентрации компонентов

$$k_{(j)} = k_{i(j)} = \rho_{i(j)} / \rho_i = \rho_{i(j)}^0 / \rho_i^0 \quad (j = i, g),$$

то на основе уравнений (1.1) и (1.3) получим

$$(1.4) \quad \rho_i \frac{dk_{(g)}}{dt} = -nJk_{(g)}, \quad k_{(i)} = 1 - k_{(g)}.$$

Уравнение сохранения числа пузырьковых включений при отсутствии их дробления и слипания имеет вид

$$(1.5) \quad \frac{\partial nF}{\partial t} + \frac{\partial nuF}{\partial z} = 0.$$

Тогда из (1.2) и (1.5) нетрудно получить

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{n}{\rho} \right) = 0,$$

откуда

$$(1.6) \quad \frac{n}{\rho} = \frac{n_0}{\rho_0^0} = \text{const.}$$

Здесь  $\rho_0^0$  и  $n_0$  — плотность исходной жидкости и число примесных частиц в единице объема исходной жидкости.

Уравнение импульсов в односкоростном приближении и в пренебрежении гидравлическим сопротивлением стенок канала имеет вид

$$(1.7) \quad \frac{\partial \rho u F}{\partial t} + \frac{\partial \rho u^2 F}{\partial z} = -F \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Уравнение состояния жидкости примем в акустическом приближении, газ будем полагать калорически совершенным:

$$(1.8) \quad p = p_0 + C_i^2 (\rho_i^0 - \rho_{i0}^0), \quad p = \rho_g^0 RT \quad (T = T_0)$$

( $R$  — газовая постоянная).

Будем полагать, что массовая концентрация растворенного газа для насыщенного состояния удовлетворяет закону Генри.

Чтобы замкнуть представленные выше уравнения, необходимо задавать выражение для интенсивности газовой выделения. Для диффузионного потока газа к межфазной поверхности примем

$$(1.9) \quad J = 4\pi a^2 D \text{Sh} \rho_i^0 \frac{k_{(g)} - k_{(g)a}}{2a},$$

где  $D$  — коэффициент диффузии;  $\text{Sh}$  — число Шервуда;  $k_{(g)a}$  — концентрация газа на межфазной поверхности, удовлетворяющая условию насыщения. Тогда в соответствии с законом Генри запишем

$$k_{(g)a} = \bar{C}_p \quad (\bar{C} = k_{(g)0} / p_s).$$

Если истощением растворенного газа в несущей фазе пренебречь ( $k_{(g)} = k_{(g)0}$ ), то выражение (1.9) представим как

$$(1.10) \quad J = 4\pi a^2 D \text{Sh} \rho_{i0}^0 k_{(g)0} \frac{(p_s - p) / p_s}{2a}.$$

Для задания безразмерного коэффициента массопередачи  $Sh$  примем, что рост пузырька за счет выделения растворенного газа описывается автомодельным решением [2]. Тогда на основе результатов автомодельного решения задачи о диффузионном росте пузырька в перенасыщенной растворенным газом жидкости запишем зависимость для числа Шервуда:

$$Sh = \frac{12}{\pi} Ja \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{6Ja} \right)^{2/3} + \frac{\pi}{6Ja} \right], \quad Ja = \rho_g^0 (k_{(g)} - k_{(g)a}) / \rho_g^0.$$

2. Для установившегося течения уравнение (1.1) примет вид

$$\frac{d\rho_i^0 \alpha_i u F}{dz} = -nJF, \quad \frac{d\rho_g^0 \alpha_g u F}{dz} = nJF,$$

отсюда следует

$$(2.1) \quad uF \left( \rho_i^0 \alpha_i \frac{d\rho_g^0}{dz} + \rho_g^0 \alpha_g \frac{d\rho_i^0}{dz} \right) + \rho_i^0 \rho_g^0 \frac{duF}{dz} = (\rho_i^0 - \rho_g^0) nJF.$$

Из уравнения массы (1.2) для всей смеси в целом получим

$$(2.2) \quad \rho u F = G = \text{const.}$$

Уравнение импульсов (1.7) с учетом (2.1) приведем к виду

$$(2.3) \quad G \frac{du}{dz} + F \frac{dp}{dz} = 0.$$

Из (2.1) и (2.3), используя уравнения состояния (1.8), находим

$$(2.4) \quad \frac{du}{dz} = \left( Q - \frac{u}{F} \frac{dF}{dz} \right) \left( 1 - \left( \frac{u}{C} \right)^2 \right)^{-1}, \quad \frac{dp}{dz} = -\rho u \frac{du}{dz}$$

$$\left( Q = (1/\rho_g^0 - 1/\rho_i^0) nJ, \quad C = \left( \frac{\rho \alpha_i}{\rho_i^0 C_i^2} + \frac{\rho \alpha_g}{p} \right)^{-1} \right),$$

где  $C$  — местная «замороженная» скорость звука. Пренебрегая сжимаемостью несущей жидкости ( $C_i = \infty$ ) и учитывая, что в рассматриваемом процессе обычно  $\rho_g^0 \ll \rho_i^0$ , а поэтому  $\rho \approx \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i$ , для местной скорости звука имеем

$$C = \sqrt{\frac{p}{\rho_i^0 \alpha_g \alpha_i}}.$$

При отмеченных выше допущениях и в предположении, что на входе сопла объемное содержание газа равно нулю ( $\alpha_{g0} = 0$ ), на основе (1.6) и (2.2) запишем

$$(2.5) \quad \frac{n}{1 - \alpha_g} = n_0, \quad (1 - \alpha_g) u F = u_0 F_0.$$

Здесь и в дальнейшем нижний индекс 0 относится к значениям параметров на входе сопла. Отсюда, учитывая зависимость

$$\alpha_g = \frac{4}{3} \pi a^3 n,$$

получим выражение для  $\alpha_g$ ,  $n$  и  $a$  через скорость потока:

$$\alpha_g = 1 - \frac{u_0 F_0}{u F}, \quad n = n_0 \frac{u_0 F_0}{u F}, \quad a = \sqrt{\left( \frac{u F}{u_0 F_0} - 1 \right) / \frac{4}{3} \pi n_0}.$$

С учетом этих выражений для воздействия на поток, связанного с газовыделением, имеем

$$Q = \sqrt[3]{6\pi^2 n_0^2 \left[ \left( \frac{u_0 F_0}{uF} \right)^2 - \left( \frac{u_0 F_0}{uF} \right)^3 \right]} D \text{ Sh Ja.}$$

Уравнение (1.4) для изменения концентрации растворенного газа можно привести к виду

$$u \frac{dk_{(g)}}{dz} = - \sqrt{6\pi^2 n_0^2 \left( \frac{uF}{u_0 F_0} - 1 \right)} \frac{\rho_g^0}{\rho_i^0} D \text{ Sh Ja.}$$

На основе полученных уравнений проведем качественный анализ процесса истечения газонасыщенной жидкости через сопло. Газовыделение начинается на некотором сечении, где значение давления в потоке достигает  $p_s$ . Параметры этого сечения и его координаты снабжены нижним индексом  $s$ . Рассмотрим асимптотику роста радиуса пузырьков вблизи данного сечения.

Из второго уравнения (1.1) с учетом (1.5) следует

$$u \frac{d}{dz} \left( \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_g^0 \right) = J.$$

Вблизи сечения  $z = z_s$  из этого уравнения, используя (1.10), приближенно получим

$$(2.6) \quad 4\pi a^2 u_s \frac{da}{dz} = 2\pi a D \text{ Sh } k_{(g)0} \frac{\rho_i^0}{\rho_{gs}^0} \frac{p_s - p}{p_s}.$$

При  $p \rightarrow p_s$  имеем  $\text{Sh} \approx 2$ . Для зависимости разности  $p_s - p$  вблизи сечения начала газовыделения запишем

$$(2.7) \quad \frac{p_s - p}{p_s} = - \left( \frac{dp}{dz} \right)_s \frac{z_s - z}{p_s}.$$

Подставляя (2.7) в (2.6), получим

$$a = \sqrt{\beta} (z - z_s), \quad \beta = \frac{\rho_i^0}{\rho_{gs}^0} \frac{\rho_i^0 u_s}{p_s} \frac{1}{F_s} \left( \frac{dF}{dz} \right)_s D k_{(g)0}.$$

Это соотношение должно быть использовано в расчетах по стационарным уравнениям при переходе через сечение  $z = z_s$ . Кроме того, уравнение имеет тривиальное решение  $a = 0$ , соответствующее отсутствию газовыделения (согласно этому решению, газонасыщенная жидкость ниже сечения  $z_s$  как бы находится в «метастабильном» состоянии).

Качественная картина истечения рассматриваемой системы аналогична картине истечения кипящей жидкости через сопло [2]. При определенных условиях на входе и выходе сопла истечение может реализоваться в дозвуковом режиме ( $u < C$ ).

В зависимости от свойств газированной жидкости и геометрии сопла возможны два принципиально различных критических режима истечения. В первом случае переход дозвукового течения ( $u < C$ ) в сверхзвуковое ( $u > C$ ) происходит в точке с продольной координатой  $z_*$ , лежащей в пределах сопла ( $0 < z_* < L$ ). В отличие от течения идеального газа, когда критическое сечение  $z_*$  находится в минимальном сечении сопла, для течения газированной жидкости критическое сечение будет находиться в расширяющейся части. Это связано с тем, что воздействие газовыделения на поток всегда положительное ( $Q > 0$ ). Для второго режима, когда точка  $z_*$  лежит вне пределов канала ( $z_* > L$ ), критическому истечению соответствует

интегральная линия, для которой на выходном сечении из сопла ( $z = L$ ) скорость течения равна скорости звука ( $u = C$ ).

Следует отметить, что для газированных жидкостей при наличии газовой выделения определение критических расходов, отвечающих заданным условиям для давления на входе и выходе из сопла, возможно только в процессе интегрирования системы дифференциальных уравнений движения среды. Кроме того, такая процедура позволяет определить координату критического сечения  $z_*$  и учесть влияние «предыстории» потока на значения параметров в критическом сечении.

Рассмотрим случай течения газированной жидкости, когда в области двухфазного течения газовой выделение (или растворение) происходит настолько быстро, что давление в потоке прослеживает за давлением насыщения, соответствующим текущей концентрации растворенного газа ( $p = p_s$ ). Если пренебречь изменением текущей концентрации растворенного газа, то в области двухфазного течения давление будет постоянным ( $dp/dz = 0$ ). Отметим, что такой схеме течения отвечает формально решение системы (2.4), когда число зародышей равно бесконечности ( $n_0 = \infty$ ). Тогда из уравнения импульсов получим

$$\rho u \frac{du}{dz} = 0,$$

откуда

$$(2.8) \quad u = u_s = \text{const}, \quad p = p_s = \text{const}.$$

Из уравнения массы (2.5) с учетом (2.8) имеем

$$(2.9) \quad \alpha_g = 1 - F_s/F,$$

где  $F_s$  — сечение начала газовой выделения.

Следовательно, в области двухфазного течения объемное содержание газовой фазы однозначно определяется текущим значением площади сечения канала. Поскольку объемное содержание  $\alpha_g$  — неотрицательный параметр ( $\alpha_g \geq 0$ ), сечение начала газовой выделения должно совпадать с горловиной сопла ( $F'(z) = 0$ ), поэтому  $F_s$  в дальнейшем будет выражать площадь минимального сечения сопла. Для рассматриваемой схемы двухфазного течения ( $p = p_s = \text{const}$ ) местная скорость звука в потоке равна нулю ( $C = 0$ ,  $C^2 = dp/d\rho$ ), значит, течение, соответствующее решениям (2.8), (2.9), формально является сверхзвуковым. Если давление на выходе из сопла  $p_e$  не больше давления начала газовой выделения ( $p_e < p_s$ ), то течение от горловины сопла до выходного течения описывается полученным решением. При этом в суживающемся участке течение описывается уравнениями для несжимаемой жидкости, из которых следует

$$(2.10) \quad p = p_0 + \frac{\rho_0^0 u_0^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{F_0}{F} \right)^2 \right], \quad u = u_0 \frac{F_0}{F}.$$

Для критического режима истечения, определяемого условием достижения в горловине сопла ( $F = F_m$ ) давления, равного давлению начала газовой выделения ( $p = p_s$ ), из (2.10) получим выражение для критического расхода

$$q = F_0 u_0 = F_s u_s, \quad u_0 = \sqrt{\frac{2(p_0 - p_s)}{\rho_0^0 [(F_0/F_s)^2 - 1]}}.$$

В том случае, когда давление  $p_e$  на выходе из сопла больше  $p_s$  ( $p_e > p_s$ ), для диффузорной части сопла можно построить разрывное решение, переводящее режим течения, описываемого выражениями (2.8), (2.9), на режим однофазного течения несжимаемой жидкости. Значения параметров, соот-

ветствующих однофазному состоянию за скачком уплотнения, обозначим индексом  $f$  внизу. Тогда для течения за скачком уплотнения ( $\alpha_g = 0$ ) справедливы интеграл Бернулли и интеграл массы, записанные для несжимаемой жидкости:

$$(2.11) \quad \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho_i^0} = \frac{u_e^2}{2} + \frac{p_e}{\rho_i^0} = \frac{u_f^2}{2} + \frac{p_f}{\rho_i^0}, \rho_i^0 u F = \rho_i^0 u_e F_e = \rho_i u_f F_f.$$

Кроме того, на скачке имеем уравнения сохранения масс и импульсов:

$$(2.12) \quad \rho_i^0 (1 - \alpha_{gf}) u_s = \rho_i^0 u_f, \quad p_s + \rho_i^0 (1 - \alpha_{gf}) u_s^2 = p_f + \rho_i^0 u_f^2.$$

Отсюда с учетом (2.11) получим выражение для объемного содержания газовой фазы  $\alpha_{gf}$  перед скачком уплотнения в зависимости от давления  $p_e$  на выходе из сопла:

$$\alpha_{gf} = \left\{ 1 - \left( \frac{F_s}{F_s} \right)^2 - \frac{p_e - p_s}{p_0 - p_s} \left[ 1 - \left( \frac{F_c}{F_0} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}.$$

При этом площадь сечения  $F_f$ , ее координату  $z_f$  и давление за скачком можно определить из уравнений

$$(2.13) \quad F_f = F_s / (1 - \alpha_{gf}), \quad F(z_f) = F_f, \quad p_f = p_s + \rho_i^0 (1 - \alpha_{gf}) \alpha_{gf} u_s^2,$$

следующих из выражений (2.12).

Для распределения давления и скорости за скачком ( $z > z_f$ ) из (2.11) и (2.13) получим

$$p = p_e + \frac{1}{2} \rho_i^0 u_s^2 \left[ \left( \frac{F_s}{F_e} \right)^2 - \left( \frac{F_s}{F} \right)^2 \right], \quad u = u_0 \frac{F_0}{F}.$$

На рис. 1 схематично представлены приведенные выше решения, отвечающие фиксированному значению давления на входе. Линия 1 соответствует случаю, когда давление на выходе из сопла  $p'_e$  и в канале давление начала газовой фазы  $p_s$  не достигается, и поэтому на всем протяжении сопла течение однофазное и распределение параметров находится из выражения (2.10). Для линий 2 давление на выходе из сопла равно  $p_s$  ( $p''_e = p_s$ ), при этом течение до сечения  $F_s$  ( $0 < z < z_s$ ) однофазное, а за этим сечением ( $z_s < z < L$ ) двухфазное. Линии 2 и 3 отвечают критическому истечению. В отличие от линий 2 для линий 3 значение  $p'''_e$  выше, чем значение  $p_s$ . До сечения с координатой  $z = z_f$  линии 2 и 3 совпадают. В сечении  $z = z_f$  течение, описываемое линиями 2, скачком переходит на однофазный режим течения, для которого на выходном сечении реализуется давление  $p'''_e$ .

Отметим, что при равновесной схеме описания течения газонасыщенной жидкости в общем случае ( $p = p_s$ ) картина для распределения параметров в сопле полностью аналогична течению газовых потоков. Причем скорость звука, определяемая из выражения

$$C^2 = \chi \frac{\rho_i^0 p_s^2}{\rho_s^2}, \quad \rho = \rho_i^0 (1 - \alpha_g), \quad \chi = \frac{\rho_{gs}^0 (1 - k_{(g)0})}{\rho_i^0 k_{(g)0}},$$

как и в случае газов, достигается в горловине сопла.

3. Как было отмечено выше, построение решения стационарных уравнений, описывающих течения в соплах газонасыщенных жидкостей при критическом режиме истечения, сопряжено с некоторыми трудностями из-за возникающих в потоке звуковых линий и скачков уплотнения. Поэтому расчеты проводились на основе нестационарных уравнений методом установления. Решение было численно реализовано методом Лакса — Бендорфа.

При расчетах для сглаживания возникающих скачков в законы сохранения масс и импульса вводилась искусственная диффузия [4]. Стационарные уравнения позволяют построить решение при докритическом режиме истечения, а нестационарные — как при критическом, так и при докритическом истечении. Поэтому проводилось тестирование метода установления сравнением решений, полученных из стационарных и нестационарных уравнений при докритическом режиме истечения.

Тестирование метода установления при критических режимах истечения проводилось путем изменения начальных условий. Рассматривались два вида условий: 1) течение отсутствует ( $u(z) = 0$ ), давление везде одинаково ( $p(z) = \text{const}$ ), и в некоторый момент производится разгерметизация сопла — сбрасывается давление на выходе ( $p(L) = p_e$ ); 2) задается начальная скорость на входе в сопло, а распределение давления находится из интеграла Бернулли, и в некоторый момент сбрасывается давление на выходе. Причем начальную плотность смеси считали равной плотности жидкости, а размеры зародышей, о которых будет сказано ниже, определяли на фоне полученного давления. Решения в обоих случаях совпали полностью.

На входе в сопло вводились число зародышей  $n_0$  и их начальный размер  $a_0$ . Причем размер выбирался таким образом, чтобы время автомодельного роста пузырька таких размеров было существенно меньше времени нахождения пузырька в сопле ( $t_D \ll t_e$ ) и тем самым решение не зависело от начального размера зародыша. Приведенные расчеты показали, что  $Ja \sim 10^2 - 10^3$ . Исходя из этого, можно оценить время автомодельного роста  $t_D \approx a_0^2 / 2DJa^2$  при  $Ja \gg 1$ .

На основе уравнений, приведенных в п. 1, проведены расчеты истечения воды, насыщенной углекислым газом через сопло. Как уже отмечалось, метод расчета, основанный на использовании нестационарных уравнений, позволяет найти распределение параметров (давление, скорости потока и звука, газонасыщенность, объемное содержание фаз) по всей длине сопла как для критических, так и для докритических режимов истечения газонасыщенной жидкости.

На рис. 2 представлено стационарное распределение среднего давления в потоке  $p$ , текущего давления насыщения жидкости  $p_s$  или газонасыщенности  $k_{(g)}$ , скорости потока  $u$  и звука  $C$ , объемного содержания газовой фазы  $\alpha_g$  при критическом режиме истечения. Давление на входе в сопло  $p_0 = 1$  МПа, на выходе  $p_e = 0,1$  МПа. Для параметров, определяющих физические свойства жидкости и растворенного газа на входе в сопло, приняты следующие значения:  $\rho_{i0}^0 = 10^3$  кг/м<sup>3</sup>,  $C_1 = 1500$  м/с,  $k_{(g)0}^0 = 10^{-2}$ ,  $p_s = 0,6$  МПа,  $n_0 = 10^{13}$  м<sup>-3</sup>,  $a_0 = 10^{-5}$  м,  $D = 10^{-9}$  м<sup>2</sup>/с,  $\rho_{gs}^0 = 1,815$  кг/м<sup>3</sup>. Как видно из графика, вблизи начала диффузорной части сопла скорость потока достигает скорости звука ( $u \sim 30$  м/с) в смеси. За этим сечением начинается участок течения, где поток является сверхзвуковым. Далее в некотором сечении течение скачком переходит в дозвуковой режим. На участке сверхзвукового течения можно выделить две зоны: 1) короткая, когда давление падает резко; 2) давление падает медленно. На всем протяжении участка сверхзвукового течения происходит дальнейшее увеличение скорости потока. В точке перехода в дозвуковой режим скачком повышается давление, где оно становится примерно равным выходному давлению  $p_e$ . На участке сверхзвукового течения из-за низкого давления в смеси происходят

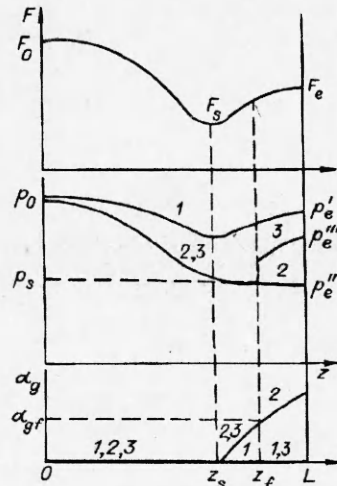
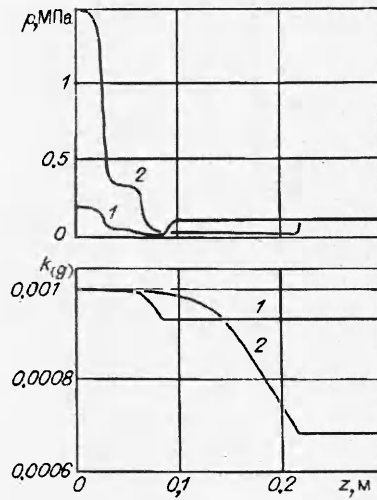
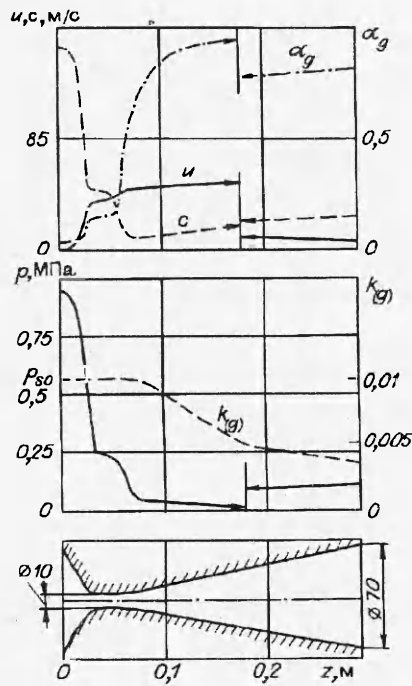
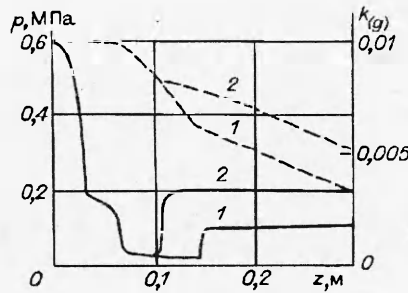


Рис. 1



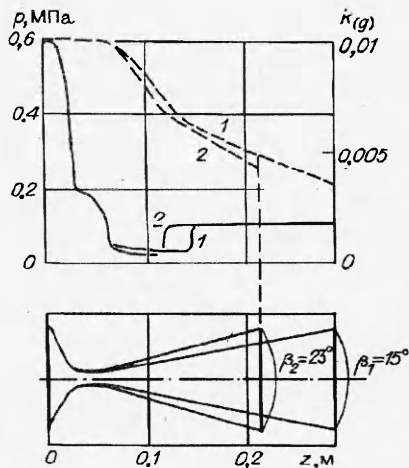
Р и с. 3

Р и с. 2



Р и с. 4

Р и с. 5



интенсивная дегазация жидкости и резкое падение концентрации растворенного газа. В выходной части сопла, где течение уже дозвуковое и давление в смеси увеличилось, дегазация менее интенсивна.

На рис. 3 иллюстрируется влияние давления на выходе сопла на распределение давлений и концентраций растворенного газа. Линии 1 и 2 соответствуют  $p_0 = 0,2$  и  $1,5$  МПа. Видно, что увеличение давления на входе приводит к сносу сечения перехода из сверхзвукового в дозвуковой режим к выходу из сопла, т.е. удлиняет зону сверхзвукового течения. Это связано с тем, что повышение входного давления приводит к росту скорости потока. При некотором значении давления на входе ( $p_0 \sim 3,0$  МПа) это сечение оказывается за выходом сопла.

Проследим влияние входного давления на концентрацию растворенного газа (или текущее давление насыщения). При больших концентрациях растворенного газа, когда давление насыщения жидкости существенно больше выходного давления ( $p_s > p_2$ ), входное давление не оказывает значитель-



ного влияния на выходное давление газонасыщенности. Это связано с тем, что дегазация происходит как в зоне сверхзвукового течения, так и в зоне дозвукового течения. Причем интенсивность дегазации, определяемая разницей текущего давления насыщения и давления в потоке ( $p_s - p$ ), примерно одинакова из-за того, что  $p_s(z)$  в несколько раз больше  $p(z)$  на всем протяжении сопла. При малых концентрациях (рис. 3) ( $p_{s0} \lesssim p_e$ ) газовыделение происходит только в зоне сверхзвукового течения. Поэтому повышение входного давления приводит к большей дегазации жидкости из-за увеличения зоны дегазации.

На рис. 4 приведены графики распределения давления (сплошные линии) в потоке и газонасыщенности (штриховые) в случае, когда менялось давление на выходе из сопла, при постоянном давлении на входе  $p_0 = 0,6$  МПа. В одном случае давление на выходе  $p_e = 0,1$  МПа, в другом  $p_e = 0,2$  МПа (линии 1 и 2). Как следует из графиков, изменение выходного давления не влияет на распределение параметров до точки перехода из сверхзвукового в дозвуковой режим. Видно также, что уменьшение давления на выходе приводит к сдвигу этой точки к выходу из сопла.

На рис. 5 приведены графики распределения давления (сплошные линии) и концентрации растворенного газа (штриховые) для сопел с различными значениями угла раскрытия диффузора ( $\beta = 15$  и  $23^\circ$  — линии 1 и 2). Из графиков следует, что увеличение угла раскрытия диффузора приводит к некоторому снижению давления в зоне сверхзвукового течения. Это является результатом того, что увеличение угла раскрытия приводит к большему ускорению потока и, значит, к уменьшению давления. Кроме того, с ростом угла раствора диффузора происходит смещение сечения перехода из сверхзвукового режима в дозвуковой к горловине. Иначе говоря, уменьшение угла раскрытия удлиняет зону сверхзвукового течения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ивашнев О.Е., Сопленков К.И. Природа «медленных» волн разрежения, возникающих при истечении вскипающей жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. — 1991. — № 3.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. — М.: Наука, 1987. — Ч. 1, 2.
3. Kuo J.T., Wallis G.B. Flow of bubbles through nozzles // Int. J. Multiphase Flow. — 1988. — V. 14, N 5.
4. Fletcher C.A.J. Computational techniques for fluid dynamics. — Berlin a.o.: Springer, 1988. — V. 1.

г. Тюмень

Поступила 25/V 1993 г.,  
в окончательном варианте — 28/IX 1993 г.

УДК 532.135:141.182

Е.Ю. Таран, Ю.В. Придатченко, В.С. Волков

#### МЕХАНИКА СУСПЕНЗИЙ ЖЕСТКИХ ОДНООСНЫХ ГАНТЕЛЕЙ В АНИЗОТРОПНОЙ ЖИДКОСТИ

Использование структурно-феноменологического подхода [1, 2] позволило получить в [3—11] реологические уравнения разбавленных суспензий жестких одноосных гантелей в неньютоновских изотропных дисперсных средах и исследовать влияние неньютоновских свойств дисперсных сред на реологическое поведение суспензий.

© Е.Ю. Таран, Ю.В. Придатченко, В.С. Волков, 1994