

03

Кризис течения жидкости в длинном канале

© А.М. Сударчиков

Национальный исследовательский университет „Московский энергетический институт“,
111250 Москва, Россия
e-mail: SudarchikovAM@mail.ru

(Поступило в Редакцию 25 сентября 2017 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования кризиса течения жидкого азота в длинном адиабатном канале. В качестве экспериментального образца использовался канал длиной 1646 mm, внутренним диаметром 4 mm. Давление в опытах на входе в образец изменялось в диапазоне $p_{in} = (3.06–5.39) \cdot 10^5$ Pa, давление на выходе — $p_{out} = (1.26–4.44) \cdot 10^5$ Pa, объемный расход — в диапазоне $V = (0–0.042) \cdot 10^{-3}$ m³/s. Проведен расчет координаты сечения, в котором следует ожидать возникновение скачка уплотнения. Расчет локального значения скорости звука и скорости смеси позволил определить критическое значение объемного расходного паросодержания в критическом сечении. Проведено количественное сравнение условий возникновения и существования кризиса течения в длинном канале по сравнению с короткими каналами. Показаны принципиальные различия.

DOI: 10.21883/JTF.2018.07.46163.2492

Введение

Решение проблем энергосбережения и энергоэффективности напрямую связано с глубоким и подробным знанием закономерностей термо-гидродинамики при течении, в частности жидких теплоносителей, в стесненных условиях. Разработка современных технологий в энергетике с использованием криогенных жидкостей, например ВТСП — кабели с использованием жидкого азота, — снабжение электроэнергией мегаполисов [1] или объединение водородной энергетики и высокотемпературной сверхпроводимости — совместная транспортировка электроэнергии и жидкого водорода, который в данном случае обеспечивает высокотемпературную сверхпроводимость для кабелей, изготовленных из MgB₂, — делает чрезвычайно актуальными исследования теплообмена и гидродинамики при течении криогенных жидкостей в каналах различной геометрии и ориентации в широких диапазонах изменения режимных параметров с целью получения надежных и достоверных знаний об этих процессах.

При практическом решении указанных задач важным является знание условий, в которых возможно возникновение критических ситуаций при течении жидкости в канале, а именно кризиса течения жидкости. При этом в некотором сечении канала скорость потока достигает локального значения скорости звука и здесь возникает так называемый скачок уплотнения. Расход теплоносителя при этом имеет максимальное значение и называется критическим, давление при этом также называется критическим.

В большинстве экспериментальных исследований кризиса течения жидкости в канале в качестве рабочей жидкости использовалась вода. Наибольшее число работ, в которых исследовалась данная проблема, было проведено на коротких каналах с относительной длиной не бо-

лее 10–40 [2–7]. В меньшей степени исследован кризис течения жидкости в длинных каналах с относительной длиной более 40.

Практически не изучен кризис течения в длинных каналах криогенных жидкостей. Отметим, что задачи термогидродинамики при течении жидкостей в каналах в различных условиях относятся к числу наиболее сложных при теоретическом изучении и, по-видимому, только эксперимент в настоящее время может быть источником достоверной информации об этом сложном многофакторном явлении [8]. По-видимому, по-прежнему справедливо утверждение: „...Динамика жидкостных систем и перенос в них энергии, особенно при фазовых переходах, являются, пожалуй, наиболее сложными проблемами термокинетики и механики текущих сред“ [9].

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию кризиса течения жидкого азота, недогретого до температуры насыщения, в длинном вертикальном адиабатном канале. Показаны особенности возникновения кризиса течения в этих условиях. С помощью полученных экспериментальных результатов предпринята попытка определить сечение канала, в котором возникает скачок уплотнения.

Настоящая работа является продолжением исследований [10–12].

1. Условия проведения экспериментальных исследований

Экспериментальные исследования проводились на установке, подробное описание которой представлено в [13]. В качестве экспериментального образца в работе использовалась круглая труба промышленного изготовления внутренним диаметром $d = 4$ mm и длиной $l = 1646$ mm, изготовленная из нержавеющей стали

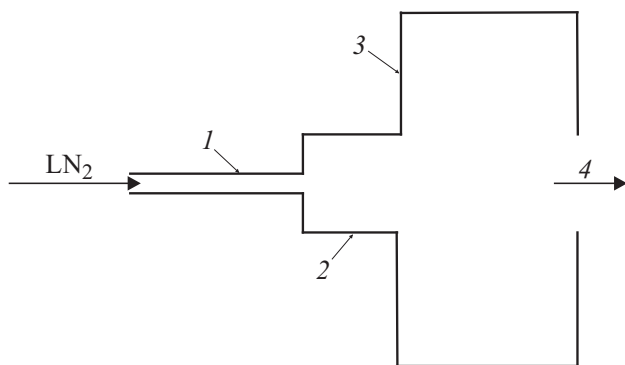


Рис. 1. Схема монтажа экспериментального образца в основной магистрали, 1 — экспериментальный образец, 2 — цилиндрический переходник, 3 — успокоительная емкость, 4 — выход в атмосферу.

12X18Н10Т. Ориентация образца вертикальная, течение теплоносителя подъемное.

Экспериментальный образец включен в основную азотную магистраль экспериментальной установки, в который подается жидкий азот. После экспериментального образца через успокоительную емкость по выходному участку азотной магистрали уже „отработанный“ азот отводится в атмосферу. Другими словами, после экспериментального образца есть часть магистрали, имеющая определенное гидравлическое сопротивление. С точки зрения решаемой в настоящей работе задачи представляется важным рассмотреть условия его монтажа в азотную магистраль в районе выходного сечения. На рис. 1 схематично показана часть магистрали в районе монтажа экспериментального образца. Образец внутренним диаметром 4 мм имел выход через цилиндрический переходник внутренним диаметром 25 мм в успокоительную емкость внутренним диаметром 305 мм и объемом 0.014 м³ и далее через упомянутую выше часть магистрали в атмосферу. В этой успокоительной емкости всегда присутствует двухфазный поток, т.е. сжимаемая среда, которая и демпфирует это возможное влияние выходного участка азотной магистрали. Таким образом, исключено влияние выходной части магистрали на ситуацию в образце. А именно кризис течения жидкости в канале возникал исключительно как результат естественного развития двухфазного потока.

В опытах измерялись: давление в потоке жидкости на входе в образец p_{in} и выходе из него p_{out} с помощью датчиков мембранного типа, объемный расход теплоносителя V с помощью турбинного датчика расхода, температура жидкости на входе в образец и выходе из него, а также распределение температуры стенки образца по длине с помощью медь—константановых термопар с диаметром электродов 0.2 мм. Расстояние между сечениями монтажа термопар 100 мм.

Погрешности измерения: давления 2.0%, объемного расхода 1.0%, температуры 0.2 К.

Расстояние между входным и выходным сечениями экспериментального образца, в которых проводилось измерение давления, составляло 1646 мм (относительная длина $l/d = 411.5$).

Эксперименты проводились при следующих условиях: давление на входе в экспериментальный образец изменялось в диапазоне $p_{in} = (3.0-5.39) \cdot 10^5$ Па, на выходе — $p_{out} = (1.26-4.44) \cdot 10^5$ Па, недогрев жидкости до температуры насыщения — $\Delta T_{sub} = 1.38$ К, объемный расход жидкости — $V = (0-0.042) \cdot 10^{-3}$ м³/с.

Использованная в настоящей работе экспериментальная методика измерений позволяет одновременно регистрировать временные зависимости для давлений на входе в образец $p_{in}(t)$, выходе из него $p_{out}(t)$ и объемного расхода $V(t)$, измерять температуру жидкости на входе T_{in} в образец, выходе из него T_{out} и распределение температуры стенки экспериментального образца по длине $T_w(l)$.

Во всех опытах при докризисных режимах течения жидкость была недогретой до температуры насыщения по всей длине экспериментального участка — от входного и до выходного сечения.

Опыты проводились при постоянных значениях давления, расхода и температуры жидкости на входе в экспериментальный образец. Единственным параметром, изменяемым в опыте, было давление на выходе из образца p_{out} . Кризисные условия течения моделировались быстрым изменением давления на выходе из экспериментального образца. В результате в образце были реализованы условия для возникновения так называемого скачка вскипания [14]. При быстром изменении давления на выходе из образца p_{out} до давления окружающей среды p_{env} жидкость вблизи выходного сечения оказывалась перегретой по отношению к температуре, соответствующей давлению p_{env} . Как следствие, в этой ситуации имеет место вскипание жидкости в образце со стороны выходного сечения. При этом температура стенки экспериментального образца на некотором расстоянии от выходного сечения отклоняется от

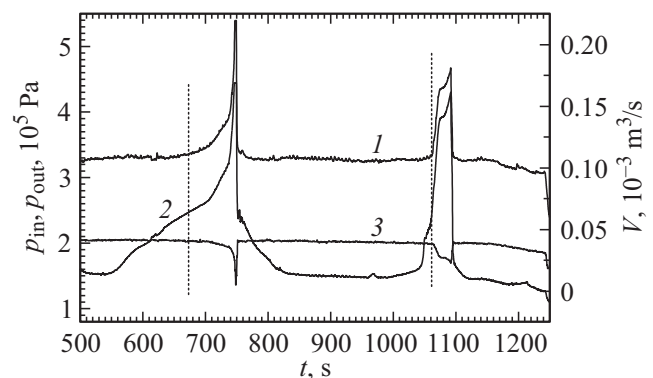


Рис. 2. Изменение режимных параметров во времени в опыте: 1 — p_{in} , 2 — p_{out} , 3 — V .

распределения $T_w(l)$, соответствующего докризисному режиму течения жидкости. При кризисе течения на определенном расстоянии от выходного сечения образца на распределении $T_w(l)$ возникает излом, положение которого в продолжение всего опыта не меняется. Наиболее подробно это исследовано в [10]. С учетом результатов [15] был сделан вывод, что поток на этом участке двухфазный и соответственно жидкость здесь находится в состоянии насыщения. Причем жидкость на остальной длине канала от сечения излома и до входного сечения была по-прежнему недогретой до температуры насыщения. Таким образом, кризис течения в данном случае возникает в двухфазном потоке и существует на коротком участке от сечения излома распределения $T_w(l)$ до выходного сечения канала.

Наступление кризиса течения фиксировалось на основе анализа временных зависимостей $p_{out}(t)$ и $V(t)$ (рис. 2) совместно с зависимостями $V(p_{out}/p_{in})$ (рис. 3, 4) и $p_{in}-p_{out}$ (см. разд. 3). Момент перехода от критического течения к докритическому определялся по появлению „чувствительности“ расхода V к изменению p_{out} (при $p_{in} = \text{const}$), а именно моменту уменьшения расхода при увеличении давления на выходе из канала более величины погрешности измерения V , т.е. более 1.0% на рис. 3 и 4, а также по абсциссе излома на зависимостях $p_{in}-p_{out}$ (см. разд. 3). На рис. 2 эти моменты отмечены вертикальными пунктирными линиями.

В известных экспериментальных исследованиях кризиса течения теплоносителя в длинном канале, как правило, проводилось измерение статического давления на стенке и его распределение по длине образца, и соответственно по этим результатам определялось возникновение кризиса течения жидкости в канале [4]. Однако использование в опытах с криогенными жидкостями подобного способа исследования кризиса течения жидкости в канале не представляется возможным. Обусловлено это низкими температурами в потоке в канале при течении криогенной жидкости. В опытах с криогенными жидкостями является обязательным соблюдение особых условий по минимизации теплопритоков из окружающей среды к экспериментальному образцу, т.е. обеспечение необходимой его теплоизоляции. Поэтому, использование способа детектирования кризиса течения, аналогичного [4], обеспечивало бы подведение к образцу заметного теплового потока и внесло бы искажения в термогидродинамику течения жидкости в канале.

Вместе с тем, как показали исследования, проведенные в [10,11] и в настоящей работе, температура стенки экспериментального образца заметно реагирует на возникновение и существование кризиса течения жидкости в канале. Результаты измерений распределения температуры стенки экспериментального образца оказались источником важной информации о возникновении и существовании кризиса течения жидкого азота в канале, что и было использовано в настоящей работе.

2. Результаты экспериментальных исследований

Как отмечалось выше, исследование кризиса течения в каналах двухфазных потоков относится к чрезвычайно сложным задачам термогидродинамики. И вызвано это прежде всего сложностью описания самой структуры двухфазного потока. Этой проблеме посвящено значительное число исследований и, по-видимому, на настоящее время нет однозначного ее решения (см., например, [3]).

Учитывая упомянутые выше сложности описания двухфазного потока вообще, и в частности кризиса течения в двухфазном потоке в стесненных условиях [5,6], полученные в настоящей работе экспериментальные результаты были проанализированы с позиции феноменологического описания. При этом игнорировались микроструктура и соответствующие микропроцессы в двухфазном потоке [5,6].

На рис. 2 показано типичное изменение в опытах во времени давления на входе в образец, p_{in} , давления на выходе из него p_{out} и объемного расхода жидкости V . Были зафиксированы области критического и докритического режимов течения жидкости в канале. Вертикальными пунктирными линиями отмечены переходы от критического режима течения к докритическому, и наоборот: слева от пунктирной линии — течение критическое, справа — течение докритическое. При переходе к критическому режиму зафиксировано уменьшение расхода жидкости.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости объемного расхода жидкости V от отношения давлений $\varepsilon = (p_{out}/p_{in})$, построенные в результате обработки первичных опытных данных, показанных на рис. 2. Прямолинейные участки на зависимостях $V-\varepsilon$ на рисунках соответствуют критическому режиму течения при критическом расходе V_{cr} . Уменьшение расхода при дальнейшем увеличении ε соответствует докритическому режиму течения. Здесь же на рисунках приведены критические значения расхода V_{cr} и давления p_{cr} .

Для опыта, описываемого рис. 2 и 3, в настоящей работе была предпринята попытка определить сечение, в котором возникает скачок уплотнения.

В связи с этим уместно следующее важное отступление. Картина возникновения кризиса течения двухфазного потока чрезвычайно сложна по сравнению с возникновением кризиса течения однофазного потока. Главная причина заключается в неоднородности самой среды в критическом сечении канала, неравномерности распределения параметров — скорости, давления, паросодержания — в поперечном сечении канала [4].

Реальное распределение фаз в канале, в данном случае в районе, где скорость потока оказывается близкой к локальному значению скорости звука, совершенно произвольным образом может меняться во времени и в объеме. Соответственно возможно кратковременное

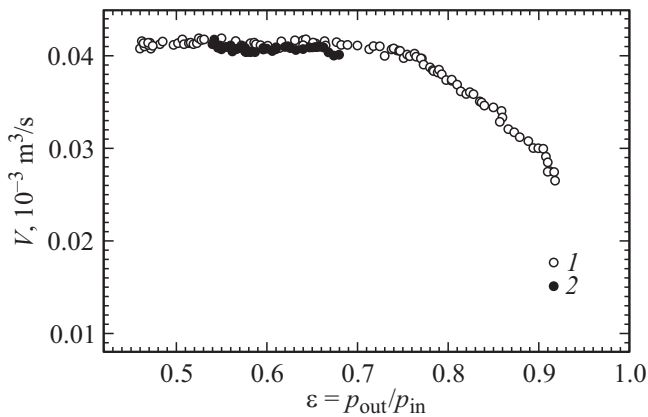


Рис. 3. Зависимость расхода от ε для интервала времени $t = 500\text{--}800\text{ s}$: 1 — увеличение давления, 2 — уменьшение давления, $\varepsilon_{cr} = 0.73$, $p_{cr} = 2.44 \cdot 10^5\text{ Pa}$, $V_{cr} = 0.04 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3/\text{s}$.

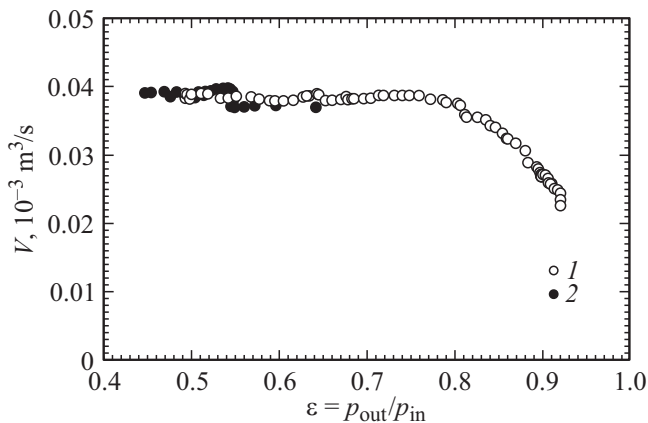


Рис. 4. Зависимость расхода от ε для интервала времени $t = 1040\text{--}1120\text{ s}$: 1 — увеличение давления, 2 — уменьшение давления, $\varepsilon_{cr} = 0.77$, $p_{cr} = 2.6 \cdot 10^5\text{ Pa}$, $V_{cr} = 0.0385 \cdot 10^{-3}\text{ m}^3/\text{s}$.

появление и исчезновение локальных скачков уплотнения [5]. В то же время вероятно возникновение скачка уплотнения со сложной трехмерной поверхностью. По-видимому, эта задача не имеет однозначного решения. Поэтому в настоящей работе определяется вероятное сечение скачка уплотнения и игнорируется его микрофизическое описание.

На рис. 5 показано распределение температуры стенки экспериментального образца по длине вблизи выходного сечения в опыте, результаты которого показаны на рис. 2 и соответствующие временному интервалу 867–1120 s (рис. 4). Пунктирная линия соответствует координате выходного сечения образца.

Излому на распределении $T_w(l)$ соответствует координата $l = 1432\text{ mm}$. Прямыми линиями указаны средние значения температур для докритического режима течения — линия А и критического режима — линия В. Здесь же указано сечение канала, где, вероятно, „сидит“ скачок уплотнения — линия С.

Координата этого сечения определялась с использованием результатов, представленных на рис. 4, следующим образом. Для указанного временного интервала критическое давление было равно $p_{cr} = 2.6 \cdot 10^5\text{ Pa}$. В этом опыте скорость циркуляции была равна $w_0 = 3.17\text{ m/s}$, соответственно массовая скорость $G = 2360\text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$.

Как уже указывалось выше, на коротком участке $T_w(l)$, соответствующем кризису течения (рис. 5 линия В) поток двухфазный, состояние насыщенное. Соответственно для давления $p_{cr} = 2.6 \cdot 10^5\text{ Pa}$ температура насыщения $T_{sat} = 86.3\text{ K}$. Как уже указывалось выше, в наших опытах температура стенки канала фактически отслеживала температуру потока. Таким образом, значение температуры стенки на этом участке $T_w = T_{sat} = 86.3\text{ K}$. Это значение температуры на распределении $T_w(l)$ соответствует координате $l = 1573\text{ mm}$, что меньше длины экспериментального образца. Другими словами, сечение, где, вероятно, расположен скачок уплотнения, находится на расстоянии 73 mm от выходного сечения. На рисунке это сечение обозначено линией С. Отметим, что на возможность расположения критического сечения в длинных цилиндрических каналах не строго в выходном сечении канала, но вблизи его, указывается в [4].

В наших опытах при переходе через скачок уплотнения не было зафиксировано скачкообразное изменение температуры стенки канала. Вероятно, причину этого следует искать в результатах, полученных в [16]. В [16] проведено экспериментальное исследование кризиса течения двухфазного потока в канале. С помощью скоростной фотосъемки было осуществлено фотографирование двухфазного потока при критическом режиме течения. Результаты фотографирования показаны на рис. 6. Можно видеть белое протяженное пятно неопределенной формы. По мнению авторов [16], это пятно соответствует скачку уплотнения и может иметь протяженность несколько десятков миллиметров. В частности, в [16] авторами применительно к полученным результатам была названа длина скачка уплотнения до 20–25 mm. Однако в [4] была предложена иная терминология для

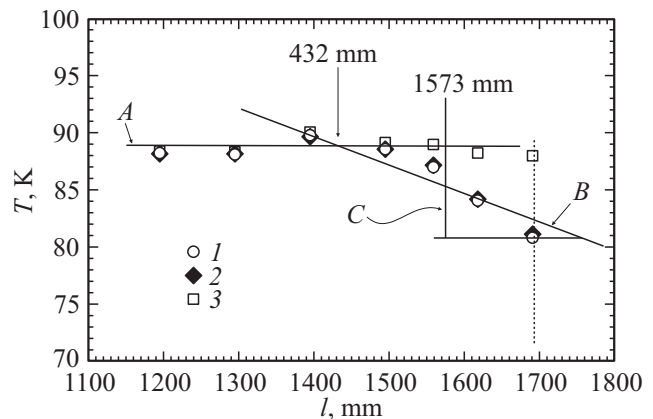


Рис. 5. Изменение температуры стенки образца T_w по длине для интервала времени $t = 867\text{--}1120\text{ s}$: 1, 2 — кризис течения, 3 — докритическое течение.

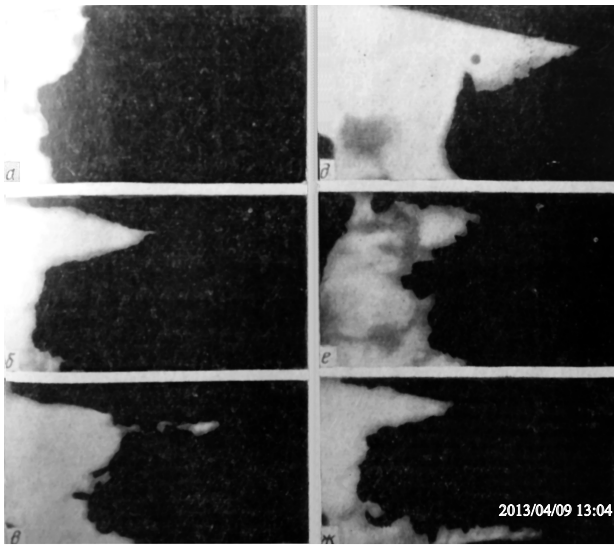
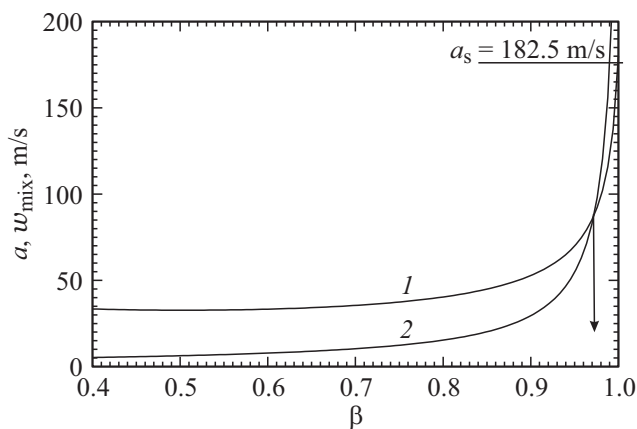


Рис. 6. Фото из работы [16].

Рис. 7. Зависимость скорости смеси и скорости звука от объемного расходного паросодержания: 1 — a , 2 — w_{mix} .

этого пятна и, вероятно, более верная, а именно — „зона скачка“.

В [4,16] авторы проанализировали сложные тепломассообменные процессы, происходящие в двухфазном потоке при критическом режиме течения в канале. В [4] вводится оборот „структура потока в запирающем сечении“. Для нашего случая важным является то, что в [16] имеет место протяженная зона скачка уплотнения, проникновение пузырей и их деформация при переходе через скачок [4,16] и, по-видимому, с выделением энергии.

В настоящей работе использовался оптически не прозрачный экспериментальный образец, и провести визуальное наблюдение за двухфазным потоком при критическом режиме его течения в канале невозможно. Вполне вероятно, что ситуация в канале при кризисе течения двухфазного потока в нашем случае аналогична той, которая наблюдалась в [16]. В нашем случае, по-видимому, также уместно говорить о зоне скачка

уплотнения, аналогично взаимодействию пузырей со скачком уплотнения и выделению при этом энергии. Вероятно, именно в силу последнего обстоятельства распределение температуры стенки канала между сечением излома и выходным сечением, зафиксированное в данных опытах, имеет практически линейный характер, по крайней мере при данной погрешности измерения температуры.

В работе предпринята попытка оценить паросодержание, при котором в канале возникает кризис течения двухфазного потока. С этой целью были рассчитаны скорости смеси для двухфазного потока и скорость звука. Скорость смеси рассчитывалась по известному соотношению:

$$w_{\text{mix}} = w_0 \left[1 - x \left(\frac{\rho''}{\rho'} - 1 \right) \right]. \quad (1)$$

С учетом $\frac{1-x}{x} \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right) = \frac{1-\beta}{\beta}$, преобразованная к виду

$$w_{\text{mix}} = \frac{w_0}{1 - \beta \frac{\rho' - \rho''}{\rho'}}. \quad (2)$$

Расчет локального значения скорости звука в двухфазном потоке производился с использованием формулы, предложенной в [3] и модифицированной в [17] для следующих условий: гомогенная модель двухфазного потока, несжимаемость жидкости, отсутствие скольжения фаз, т. е.

$$a = \frac{a_s}{\sqrt{\left[(1-\beta) \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right) + \beta \right] \beta}}, \quad (3)$$

где a_s — скорость звука в сухом насыщенном паре.

В формулах (1)–(3) x — массовое расходное паросодержание, ρ' , ρ'' — плотности пара и жидкости на линии насыщения соответственно, β — объемное расходное паросодержание.

Заметим, что скорость смеси, рассчитываемая по (2), успешно используется в гомогенной модели двухфазного потока.

На рис. 7 показаны результаты расчета по формулам (2) и (3). Точке пересечения зависимостей $w_{\text{mix}}(\beta)$ и $a(\beta)$ соответствует равенство скоростей смеси и звука, т. е. $w_{\text{mix}} = a$. Этой точке соответствуют следующие значения скоростей $w_{\text{mix}} = a = 86.8 \text{ m/s}$ и паросодержания $\beta = 0.97$.

Отметим, что в настоящей работе рассмотрена только правая ветвь графика $a(\beta)$, так как при $\beta = 0$ формула (3) не имеет физического смысла. Но при $\beta = 1$ имеем скорость звука в сухом насыщенном паре азота $a_s = 182.5 \text{ m/s}$. Это значение отмечено на рис. 7.

3. Особенности кризиса течения жидкости в длинном канале

На рис. 8 и 9 в координатах $p_{\text{in}} - p_{\text{out}} = p_{\text{bp}}$ представлены экспериментальные результаты, полученные в

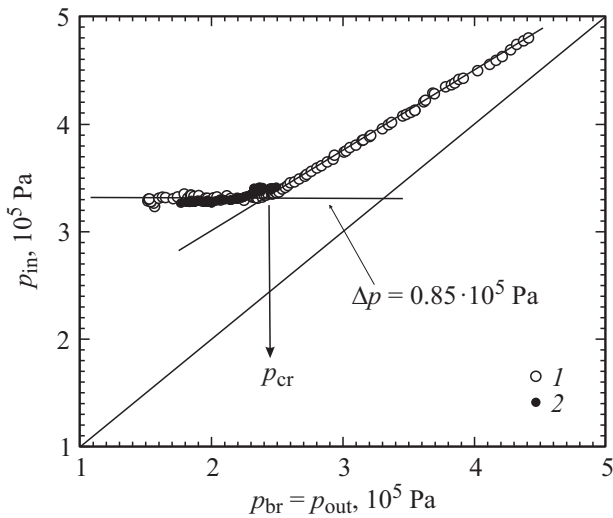


Рис. 8. Влияние изменения давления p_{out} на возникновение кризиса течения для интервала времени $t = 500\text{--}800$ с, 1 — увеличение p_{out} , 2 — уменьшение p_{out} .

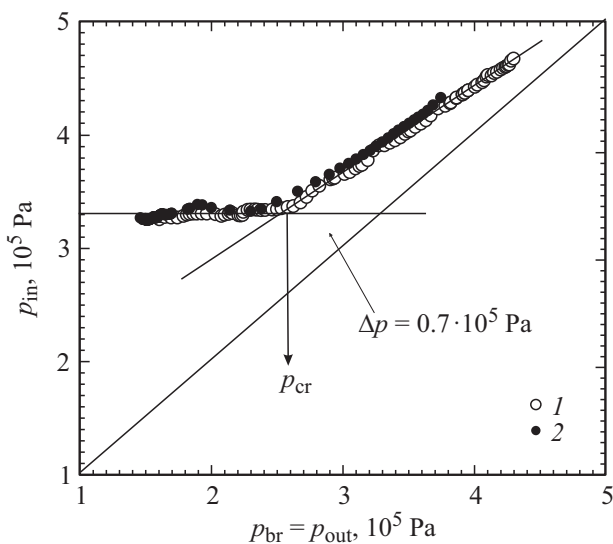


Рис. 9. Влияние изменения давления p_{out} на возникновение кризиса течения для интервала времени $t = 867\text{--}1120$ с: 1 — увеличение p_{out} , 2 — уменьшение p_{out} .

работе, см. также рис. 3 и 4. На этих рисунках по абсциссе противодавление p_{br} , равное давлению в выходном сечении образца. Опытные данные на рисунках соответствуют увеличению и уменьшению давления на выходе из экспериментального образца.

По-видимому, возникновение кризиса течения в длинном канале имеет характерные особенности. При критическом течении жидкости через короткие каналы, например диафрагмы, разрыв в стенке какой-либо емкости и прочее, критический расход имеет постоянное значение и определяется отношением давлений между давлением перед входом в короткий канал (давление в емкости) и давлением в среде, в которую истекает жидкость. В этом

случае имеет место произвольное неконтролируемое истечение жидкости.

При кризисе течения жидкости в длинном канале в условиях вынужденной конвекции имеет место принципиально иная ситуация. А именно возникновение кризиса течения жидкости в канале при ее организованном, контролируемом течении. В этом случае критический расход жидкости является переменной величиной и имеется возможность его изменять. Уменьшение критического расхода приводило к увеличению критического давления, напротив, увеличение критического расхода увеличивало численное значение критического давления, см. рис. 3 и 4. Этот вопрос был специально исследован в [11] и была установлена зависимость: $V_{cr} \propto \varepsilon_{cr}^{-2.1}$.

Для коротких каналов в координатах $p_{in} - p_{out} = p_{br}$ для докритического режима опытные данные располагаются на биссектрисе [18]. В представленных в настоящей работе опытах опытные данные, соответствующие докритическому режиму течения для всего участка зависимости $p_{in} - p_{out} = p_{br}$, расположились левее биссектрисы. По-видимому, отличие этих значений от биссектрисы по абсциссе соответствует перепаду давления по длине экспериментального образца. Точка излома на зависимости $p_{in} - p_{out} = p_{br}$ соответствует критическому давлению. Расстояниям между точкой излома и биссектрисой по абсциссе соответствуют следующие значения перепада давления по длине образца: $\Delta p = 0.85 \cdot 10^5$ Pa на рис. 8 и $\Delta p = 0.7 \cdot 10^5$ Pa на рис. 9.

Отметим, что подобный характер $p_{in} - p_{out} = p_{br}$ зависимости по отношению к абсциссе характерен именно для длинных каналов.

Заключение

1. Представлены экспериментальные результаты, иллюстрирующие развитие кризиса течения жидкого азота в длинном адиабатном канале как при увеличении давления в выходном сечении канала, так и при уменьшении. Измерены критические значения расхода и давления.

2. Показаны особенности развития и существования кризиса течения, характерные для длинных каналов по сравнению с каналами короткими. В частности, опытные данные для докритического течения располагаются не на биссектрисе, как для коротких каналов, но левее ее при меньших значениях абсциссы.

3. Представлены результаты расчетного определения вероятного сечения канала, в котором устанавливается скачок уплотнения. Показано, что скачок уплотнения располагается на некотором расстоянии от выходного сечения канала, что согласуется с выводом, сделанным в [4].

4. Проведен расчет скорости смеси и локального значения скорости звука в вероятном сечении расположения скачка уплотнения и критического объемного расходного паросодержания в этом сечении.

Список литературы

- [1] Сверхпроводники для электроэнергетики. Информационный бюллетень // 2007. Т. 4. № 3. С. 1–8. <http://perst.isssp.kiae.ru/supercond>
- [2] *Xu J., Wang R.* // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1999. Vol. 35. P. 205–211.
- [3] *Благов Э.Е.* // Теплоэнергетика. 2005. № 6. С. 56–66.
- [4] *Дейч М.Е., Филиппов Г.А.* Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергоиздат, 1981. 472 с.
- [5] *Фисенко В.В.* Критические двухфазные потоки. М.: Атомиздат, 1978. 160 с.
- [6] *Вайсман М.Д.* Термодинамика парожидкостных потоков. М.: Энергия, 1967. 273 с.
- [7] *Niruieng K., Wongwises S.* // Experimental Thermal and Fluid Science. 2011. Vol. 35. № 2. P. 347–354.
- [8] *Вараксин А.Ю.* // ТВТ. 2013. Т. 51. № 3. С. 421.
- [9] *Кутателадзе С.С.* // ПМТФ. 1980. № 5. С. 24.
- [10] *Клименко А.В., Сударчиков А.М.* Кризис течения жидкости в длинном канале. В кн.: Современная наука: идеи, исследования, результаты, технологии. Киев: Изд-во НППВК Триакон, 2012. С. 194.
- [11] *Клименко А.В., Сударчиков А.М.* // Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5. № 3. С. 108–112.
- [12] *Сударчиков А.М.* //ТВТ. 2016. Т. 54. № 6. С. 928–933 [Onset of Boiling of Liquid in Channel. High Temperature. 2016. Vol. 54. N 6. 2016. P. 867–871].
- [13] *Клименко А.В., Сударчиков А.М.* // Вестник МЭИ. 2001. № 5. С. 47–53.
- [14] *Лабунцов Д.А., Авдеев А.А.* // ТВТ. 1981. Т. 19. № 3. С. 552–556.
- [15] Моделирование стационарного и нестационарного истечения адиабатно вскипающей жидкости из коротких каналов (модель истечения вскипающих потоков) // 2011. http://www.referat.star-info.ru/info_506334
- [16] *Циклаури Г.В., Кудрявцев Б.К., Ворохоб Б.А.* // ТВТ. 1976. Т. 14. № 4. С. 883–890.
- [17] *Благов Э.Е.* // Арматуростроение (наука и конструирование). 2006. № 4 (43). С. 55–59.
- [18] *Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е.* Техническая термодинамика. М.: Наука, 1979. 512 с.