УДК 536.483

КРИЗИС ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ДЛИННОМ КАНАЛЕ

Клименко А.В., Сударчиков А.М.

Национальный исследовательский университет «Московский энергетический институт», Москва, Россия.

АННОТАЦИЯ

Проведено экспериментальное исследование кризиса течения жидкого азота, недогретого до температуры насыщения в длинном адиабатном канале. Давление на входе в образец в опытах изменялось в диапазоне $p_{вх} = (3,5 \div 6,2)\ 10^5$Па, объемный расход жидкости - $\dot{V} = (0,019 \div 0,057)\ 10^{-3}$ м^3/с (массовая скорость - G = (600 ÷ 3150) кг/(м^{2}с)), недогрев жидкости до температуры насыщения - $\Delta T_{нед} = (-0,7 \div -13,8)$ К.

При кризисе течения было зафиксировано отклонение распределения температуры стенки образца $T_w(l)$ от докризисного распределения – на определенном расстоянии Δl от выходного сечения образца возникал излом на распределении $T_w(l)$. После возникновения кризиса течения положение этого излома не менялось во времени в продолжение всего опыта при прочих неизменных условиях.

Показано, что относительная длина $(\Delta l/l)$ является слабой функцией недогрева жидкости до температуры насыщения, а именно: $(\Delta l/l) \sim \Delta T_{нед}^{-0,14}$.

Установлено, что при кризисе течения жидкости, недогретой до температуры насыщения в длинном канале, возникающий в канале скачок уплотнения «запирает» канал, сохраняя на его значительной длине прежние, докритические значения режимных параметров потока.

ВВЕДЕНИЕ

Современное развитие энергетики характеризуется широким применением новейших достижений науки и техники. Это относится и к разработке принципиально нового электрооборудования с применением высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Известные технические решения применения ВТСП основаны на использовании для термостабилизации ВТСП - оборудования жидкого азота, недогретого до температуры насыщения [1].

Особое внимание разработчиков ВТСП - оборудования обращено на исследование критических ситуаций, возникновение которых может драматическим образом повлиять на работоспособность оборудования. В частности это относится к кризису течения жидкого теплоносителя в канале, когда возникает скачок уплотнения, «запирающий» канал. В этом случае расход теплоносителя имеет максимальное значение, а скорость потока в некотором сечении канала достигает значения скорости звука. Значения расхода и давления в этот момент называются критическими.

Исследованию кризиса течения однофазных и двухфазных потоков теплоносителя в каналах различной геометрии посвящено большое число работ, как экспериментальных, так и теоретических, выполненных в нашей стране и за рубежом [2-4]. Наиболее подробное и глубокое описание всех аспектов этого сложного явления представлено в [5-7].

К сожалению, внимание исследователей в этих работах было обращено, главным образом, на исследование кризиса течения жидкости в коротких каналах с относительной длиной l/d не более (10 ÷ 40) [5 - 7]. В меньшей степени исследован кризис течения жидкости в длинных каналах - с l/d более 40. Практически не исследовано возникновение кризиса течения криогенных жидкостей, в частности азота, в длинных каналах.

Настоящая работа посвящена исследованию кризиса течения жидкого азота, недогретого до температуры насыщения, в длинном, вертикальном, адиабатном канале при невысоких недогревах и давлениях. Выяснению закономерностей кризиса течения жидкости в длинном канале, изучению влияния режимных параметров на кризис течения и установлению количественных связей между ними.

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ОПЫТОВ И ОБРАБОТКИ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные исследования проводились на установке, описание которой представлено в [8]. В качестве экспериментального образца использовалась круглая труба внутренним диаметром 4 мм, толщиной стенки 1,0 мм, изготовленная из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Ориентация образца вертикальная, течение теплоносителя подъемное. Соединение выходного сечения экспериментального участка с основной магистралью установки показано на рис.1.

В опытах измерялись следующие величины: давление на входе в экспериментальный образец $p_{вх}$ и выходе из него $p_{вых}$ с помощью датчиков мембранного типа ИКД6ТДа, объемный расход жидкости V с помощью турбинного датчика ТДР-2, температура жидкости на входе в образец и выходе из него, температура стенки образца в 18 сечениях на глубине 0,5 мм с помощью медь-константановых термопар с диаметром электродов 0,2 мм.

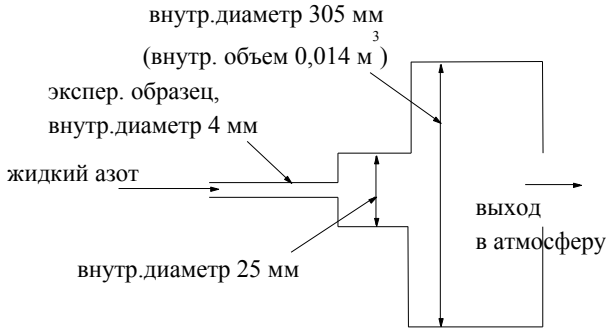

Рис.1 Схема монтажа экспериментального участка в основной магистрали.

Расстояние между сечениями монтажа термопар 100 мм. Вблизи входного и выходного сечений образца расстояние между ними было уменьшено. Конкретные значения расстояний между термопарами см. рис.3.

Расстояние между входным и выходным сечениями экспериментального образца, в которых проводилось измерение давления, составляло 1646 мм (l/d = 411,5).

Погрешность измерения давления не превышала 2,0 %, объемного расхода не более 1,0 %, температуры не более 0,2 К.

Режимные параметры в опытах изменялись в следующих диапазонах: давление на входе в образец $p_{вх}$=(3,5 ÷ 6,2) 10^5Па, объемный расход жидкости V =(0,019 ÷ 0,057) 10^{-3} м^3/с (массовая скорость G =(600 ÷ 3150) кг/(м^{2}с)), недогрев жидкости до температуры насыщения $\Delta T_{нед}$=(-0,7 ÷ -13,8) К.

Первоначально в опытах устанавливались соответствующие значения давления, расхода и температуры жидкости на входе в экспериментальный образец. Во всех опытах жидкость была недогретой до температуры насыщения по всей длине экспериментального участка - от входного и до выходного сечений. Единственным параметром, изменяемым в конкретном опыте, было давление на выходе из экспериментального образца $p_{вых}$.

Использованная в данной работе экспериментальная методика измерений позволяет одновременно фиксировать временные зависимости для давлений на входе в образец $p_{вх}(\tau)$, выходе из него $p_{вых}(\tau)$ и объемного расхода $V(\tau)$, измерять температуру жидкости на входе $T_{вх}$ в образец, выходе из него $T_{вых}$ и распределение температуры стенки экспериментального образца по длине $T_w(l)$. Это достигалось соответствующим аппаратным и программным исполнением экспериментальной методики. Подробности методики приведены [8].

Измерение зависимостей $p_{вх}(\tau)$, $p_{вых}(\tau)$ и $V(\tau)$ проводилось с помощью аналого-цифрового преобразователя, встроенного в компьютер, с частотой опроса равной 10 Гц.

Измерение температур $T_{вх}$, $T_{вых}$, $T_w(l)$ проводилось с помощью высокоточного цифрового вольтметра и коммутатора, сопряженных с компьютером. Общее время однократного опроса всех термопар составляло ~ 30 с.

Момент наступления кризиса течения фиксировался на основе анализа зависимостей $p_{вых}(\tau)$ и $V(\tau)$, совместно с зависимостью $V(p_{вых}/p_{вх})$, построенной по первичным опытным данным.

Моменты перехода от докритического течения к критическому (критического течения к докритическому) определялись по исчезновению (появлению) «чувствительности» расхода V к изменению $p_{вых}$. При увеличении $p_{вых}$ в момент исчезновения кризиса течения начинается систематическое уменьшение расхода V. При обратном изменении $p_{вых}$ кризис наступает в тот момент, когда дальнейшее уменьшение $p_{вых}$ не влияет на расход V, который остается неизменным при последующем уменьшении давления $p_{вых}$.

В известных экспериментах по исследованию критического течения теплоносителя в длинных каналах, сохранялась, как правило, традиционный подход к фиксации критиче-

ского режима течения, а именно по измерению распределения статического давления в потоке по длине канала, см. [5]. Однако, как показали исследования, проведенные в данной работе, температура стенки экспериментального образца определенно реагирует на возникновение и существование кризиса течения жидкости в канале. В качественном отношении при кризисе течения, зафиксированное в наших опытах распределение температуры стенки длинного канала $T_w(l)$, аналогично распределению статического давления по длине канала [5].

Соответственно, распределение температуры стенки образца $T_w(l)$ в данной работе оказалось источником важной информации о кризисе течения жидкого азота в канале.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

На рис.2 показано изменение режимных параметров $p_{вх}$, $p_{вых}$ и V во времени в конкретном опыте – критическое течение, переход от критического течения к докритическому. Переход на рисунке отмечен вертикальной пунктирной линией «А».

Распределение температуры $T_w(l)$, соответствующее докритическому и критическому течению жидкости в экспериментальном образце, измеренное в данном опыте, показано на рис.3, где вертикальными (пунктирными) линиями указаны сечения экспериментального образца, в которых установлены термопары (вблизи выходного сечения образца).

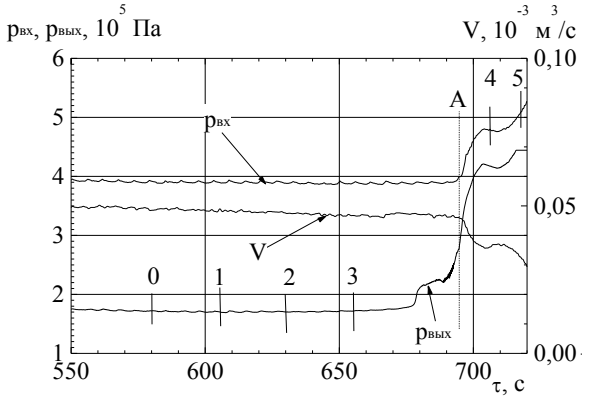

Рис.2 Изменение режимных параметров в первом опыте.

В опыте было проведено последовательно несколько измерений распределения температуры стенки образца $T_w(l)$ для докритического и критического режимов течения жидкости.

На рис.2 на зависимости $p_{вых}(\tau)$ вертикальными сплошными линиями указаны моменты времени, соответствующие началу опроса термопар, измеряющих температуру стенки образца $T_w(l)$. Распределение температуры $T_w(l)$ в данном опыте при критическом течении жидкости было измерено последовательно три раза подряд. Началу измерения на рис.2 соответствует линия «0». Под номером 3 отмечен момент времени, соответствующий завершению третьего опроса термопар. Таким образом, в опыте на рис. 2 суммарное время непрерывного измерения $T_w(l)$ в квазистационарном режиме составляло ~ 90 с.

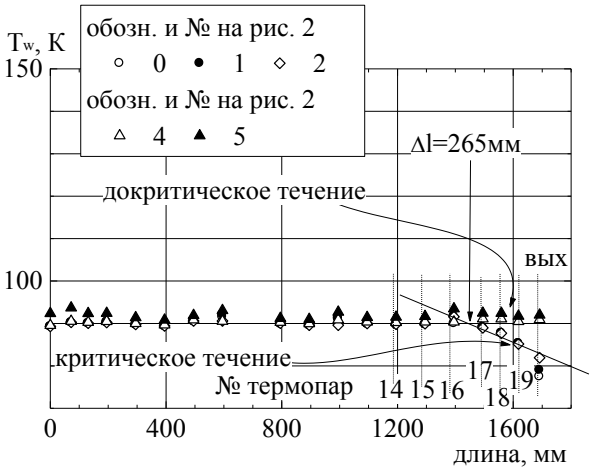

Рис.3 Изменение температуры стенки по длине образца.

На рис.3 приведены распределения $T_w(l)$ для докритического и критического течения жидкости в квазистационарных условиях. На рисунке распределения $T_w(l)$ обозначены теми же номерами, что и моменты времени на рис.2, соответствующие опросу термопар: 0, 1, 2 - критическое течение, 4 и 5 (суммарное время измерения 60 с) - докритическое течение. Недогрев жидкости до температуры насыщения в опыте на рис.2 и 3 для докритического течения - $\Delta T_{нед}$ = - 3,3 К, для критического течения - $\Delta T_{нед}$ = - 1,0 К.

Как можно видеть из рис.3, при докритическом течении жидкости температура стенки образца $T_w(l)$ имеет практически постоянное значение по всей его длине. Однако, для установившегося критического течения жид-

кости, на некотором расстоянии от выходного сечения образца распределение температуры $T_w(l)$ отклоняется от докритического - при кризисе течения на распределении $T_w(l)$ был зафиксирован излом. Причем, неоднократное последовательное измерение распределения $T_w(l)$ в этих условиях показало, что положение сечения излома на распределении $T_w(l)$ не меняется во времени в протяжение всего опыта.

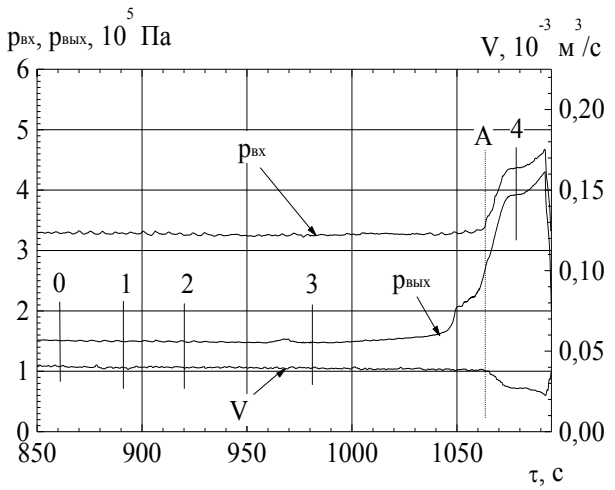

Рис.4 Изменение режимных параметров во втором опыте.

На рис.4 показано изменение режимных параметров $p_{вх}$, $p_{вых}$ и V во времени во втором опыте. Также, как и на рис.2 имеет место продолжительное критическое течение с последующем переходом к докритическому, отмеченным вертикальной пунктирной линией «А».

На рис.4 на зависимости $p_{вых}(\tau)$ вертикальными сплошными линиями указаны моменты времени, соответствующие началу опроса термопар, измеряющих температуру стенки образца $T_w(l)$. Распределение температуры $T_w(l)$ в данном опыте, в отличие от опыта на рис.2, при критическом течении жидкости было измерено последовательно четыре раза подряд. Под номером 3 на рис.4 отмечен момент времени, соответствующий завершению четвертого опроса термопар. Таким образом, в опыте на рис.4 суммарное время непрерывного измерения $T_w(l)$ в квазистационарном режиме составляло ~ 120 с.

На рис.5 приведено распределение температуры стенки образца $T_w(l)$, полученное в этом опыте (каждое значение T_w на этом рисунке соответствует конкретной термопаре, ее координата и номер см. на рис.3). Недогрев жидкости до температуры насыщения в данном опыте для докритического течения был равен $\Delta T_{нед}$ = - 3,6 К, для критического течения - $\Delta T_{нед}$ = - 1,1 К. На рис.5 представлены распределения $T_w(l)$ для докритического и критического течения жидкости в квазистационарных условиях.

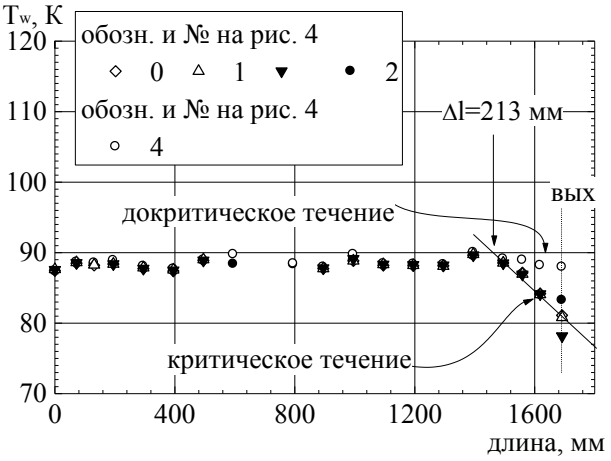

Рис.5 Распределение температуры стенки образца по длине.

На рис.5 также можно видеть излом на распределении $T_w(l)$, которое соответствует критическому течению жидкости. В опыте также было зафиксирована неизменность положения сечения образца, соответствующего излому на распределении температуры $T_w(l)$ в продолжение всего опыта.

Таким образом, как показали настоящие исследования, критическому течению недогретой жидкости в длинном канале соответствует распределение температуры стенки канала $T_w(l)$, характеризующееся изломом $T_w(l)$ на некотором расстоянии от выходного сечения канала. При этом параметры потока до сечения излома, в частности недогрев жидкости до температуры насыщения $\Delta T_{нед}$, не меняются в продолжение всего опыта и соответствуют значениям при докритическом течении жидкости.

На рис.3 и 5 вертикальными стрелками на распределении температуры $T_w(l)$ указаны координаты излома. На этих рисунках Δl - расстояние от сечения излома до выходного сечения образца.

Численные значения l и Δl определялись как пересечение двух прямых линий, см. рис.3 и 5. Первая линия определялась численным

значением ординаты, рассчитываемым как среднее значение температуры стенки экспериментального образца по длине до точки излома, т. е.: $T_w(l)=\sum_{i=1}^{n}\frac{T_{wi}}{n}$. Положение второй прямой определялось с помощью метода наименьших квадратов осреднением значений T_{wi}, принадлежащим наклонной части распределения $T_w(l)$, соответствующей кризису течения.

Из сравнения рис.3 и 5 можно видеть, что расстояние Δl для двух разных опытов, проведенных при разных условиях, различно.

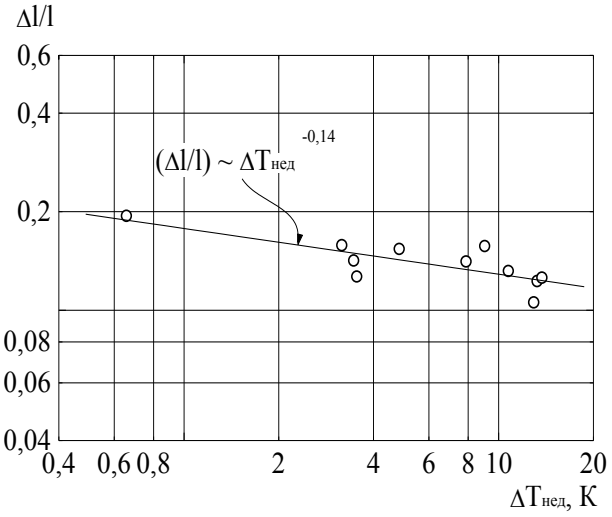

Рис.6 Зависимость относительной длины (Δl/l) от недогрева жидкости.

Исследования, проведенные в данной работе, показали, что численное значение Δl зависит от недогрева жидкости до температуры насыщения, при прочих неизменных условиях.

В опытах не было обнаружено влияние на Δl давления и расхода жидкости в исследованных в данной работе диапазонах.

На рис.6 приведена зависимость относительной длины (Δl/l) от недогрева жидкости до температуры насыщения $\Delta T_{нед}$. Здесь l – полная длина образца. Недогрев жидкости $\Delta T_{нед}$ определялся для докритического течения непосредственно перед переходом к критическому течению.

Как можно видеть из рис.6, относительная длина (Δl/l) является слабой функцией недогрева жидкости $\Delta T_{нед}$ - с увеличением $\Delta T_{нед}$ численное значение (Δl/l) уменьшается, причем: $(\Delta l/l) \sim \Delta T_{нед}^{-0,14}$.

Получен важный в практическом отношении результат. При кризисе течения в длинном канале жидкости, недогретой до температуры насыщения, по-видимому, возникающий в канале скачок уплотнения фактически «запирает» канал, сохраняя на его значительной длине прежние, соответствующие докритическому течению, параметры потока, в частности, недогрев жидкости до температуры насыщения. Например, в наших опытах при возникновении кризиса течения, первоначальное докритическое состояние потока сохранялось на длине канала до 80 % от его полной длины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное исследование кризиса течения жидкого азота, недогретого до температуры насыщения, в длинном вертикальном канале. Кризис течения фиксировался по показаниям датчиков, измеряющих давление в потоке, расход жидкости, и по распределению температуры стенки экспериментального образца $T_w(l)$.

При критическом течении жидкости на определенном расстоянии Δl от выходного сечения образца на распределении температуры по длине образца $T_w(l)$ возникал излом. Причем, положение сечения излома на распределении $T_w(l)$ не менялось во времени в продолжение всего опыта при неизменных условиях его проведения.

Установлено, что численное значение относительной длины (Δl/l) является слабой функцией недогрева жидкости до температуры насыщения, а именно: $(\Delta l/l) \sim \Delta T_{нед}^{-0,14}$.

Показано, что при кризисе течения жидкости, недогретой до температуры насыщения в длинном канале, возникающий скачок уплотнения «запирает» канал, сохраняя на его значительной длине прежние докритические значения режимных параметров потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сверхпроводники для электроэнергетики. Информационный бюллетень, т. 4, вып. 3, июнь, 2007, с. 1 - 8, http:/perst.isssph.kiae.ru/supercond.
2. J.Xu, R.Wang. Critical flow with high pressure water flowing in small diameter sharp-edged tubes. Heat and Mass Transfer. 35, 1999, pp. 205 - 211.
3. Э.Е. Благов. Критическое отношение давлений и критическая скорость при течении однокомпонентной вскипающей жидкости через сужающие устройства. Теплоэнергетика, 2005, № 6, с. 56 - 66.
4. Nilpueng K., Wongwises S. Choked flow mechanism of HFC-134a flowing through short-tube orifices. Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 35, Iss. 2, 2011, pp. 347–354.
5. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. – 2-е изд. 2., перераб. и доп. – М.: Энергоиздат, 1981. - 472 с. ил.
6. Фисенко В.В. Критические двухфазные потоки. М.: Атомиздат, 1978, 160 с.
7. Вайсман М.Д. Термодинамика парожидкостных потоков. Изд-во «Энергия», 1967, с. 273.
8. Клименко А.В., Сударчиков А.М. Экспериментальное исследование гидродинамической неустойчивости кипящего в канале вынужденного потока азота. // Вестник МЭИ. 2001. № 5. С. 47 - 53.

© Клименко А.В., Сударчиков А.М.