

УДК 532.516

ГИДРАВЛИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОТОКА В ТРУБЕ РАНКА

М. Х. Правдина, И. К. Кабардин, В. И. Полякова,
Д. В. Куликов, В. Г. Меледин, В. А. Павлов,
М. Р. Гордиенко, Н. И. Яворский

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия
E-mails: pmargarita@mail.ru, ivankabardin@gmail.com, aboch44@academ.org,
t193@yandex.ru, meledin@itp.nsc.ru, pavlov@itp.nsc.ru,
fregat120@yandex.ru, nick@itp.nsc.ru

В рамках гидравлической концепции сильно закрученного потока с циркуляционной зоной исследовано течение в трубе Ранка с квадратным сечением рабочего канала. С использованием экспериментальных данных установлено, что для течения в вихревой трубе выполняется гидравлическое условие кризиса течения: продольная скорость достигает значения, равного скорости распространения центробежных волн на границе вихря и циркуляционной зоны. Показано, что изменение температуры вдоль потока в основном происходит в области рабочего канала, в которой отношение продольной скорости на границе вихря к скорости распространения центробежных волн колеблется относительно значения, равного единице. Сделано предположение о наличии ранее неизвестного механизма энергетического разделения, обусловленного наличием гидравлических прыжков при развитии внутренних волн в трубе Ранка.

Ключевые слова: вихревая труба, центробежные волны, кризис течения, гидравлический прыжок.

DOI: 10.15372/PMTF20200309

1. Исследование температурного разделения и полей гидродинамических величин в прозрачной трубе Ранка с квадратным сечением рабочего канала начато в работе [1], в которой с помощью метода Фуко — Гилберта в области, примыкающей к выходу горячего потока, обнаружены крупномасштабные вихревые структуры. Квадратное сечение рабочего канала было выбрано для удобства использования оптических методов диагностики течения внутри трубы. Рабочий канал трубы состоит из трех одинаковых секций с прозрачными окнами в противоположных гранях. Схема трубы и оси декартовых координат показаны на рис. 1, рабочий канал имеет размеры $390 \times 34 \times 34$ мм. С появлением возможности детальных бесконтактных измерений скорости внутри потока исследования в этой трубе были продолжены [2–5]. Поставлена задача получить максимально подробные данные о структуре течения, скоростях и температурах как на входе и выходах, так и внутри

Исследование потока в трубе Ранка — Хилша выполнено в рамках Государственного задания Института теплофизики СО РАН № АААА-А18-118051690120-2, разработка экспериментальной методики исследования потока выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 18-31-20036).

© Правдина М. Х., Кабардин И. К., Полякова В. И., Куликов Д. В., Меледин В. Г., Павлов В. А., Гордиенко М. Р., Яворский Н. И., 2020

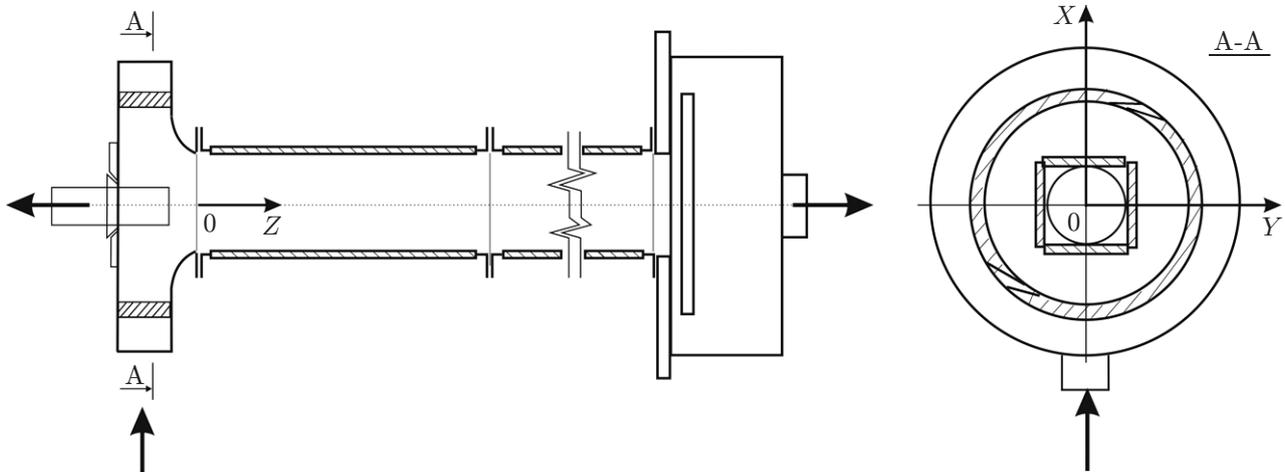


Рис. 1. Схема трубы с направляющим аппаратом и оси декартовых координат для рабочего участка с квадратным сечением

трубы, по возможности, при одной и той же геометрической конфигурации устройства, но при различных значениях режимных параметров. В [2] исследована кинематическая структура течения на начальном участке трубы и проведена серия измерений температуры в потоке при значениях степени расширения $\pi = 2 \div 6$. В [3] при $\mu = 0,25 \div 0,26$, $\pi = 2 \div 4$ исследованы кинематическая структура течения и эволюция скорости внутри трубы по всей длине рабочего канала (μ — отношение расхода через холодный выход трубы к расходу на входе; π — отношение полных давлений на входе и выходах трубы). В [4] проанализированы коэффициенты скорости во входных щелях направляющего аппарата и коэффициенты изменения температуры на выходах трубы в широком диапазоне значений определяющих параметров потока ($\mu = 0,2 \div 0,8$, $\pi = 2 \div 7$). Получены следующие результаты.

1.1. Закрученный поток в канале с квадратным сечением на некотором расстоянии от входа можно приближенно рассматривать в качестве кругового (рис. 2). Линии раздела областей прямого и возвратного течений при $\mu = 0,26$, $\pi = 2 \div 6$ получены путем измерений компоненты скорости $V_Z(X, Y)$ при изменении координат X и Y в трех выбранных поперечных сечениях (помимо данных [3] приведены результаты измерений при $\pi = 6$ с использованием аппаратуры, описанной в [3]). В дальнейшем радиус $r_0(Z)$ области возвратного течения определяется как модуль координаты Y в сечении $X = 0$, в которой $V_Z(Y, Z) = 0$.

1.2. Структура течения и значения скоростей имеют тенденцию к стабилизации при увеличении степени расширения воздуха в устройстве (рис. 2, 3). На рис. 3 показаны профили скорости $V_X(Y)$ при $X = 0$ для трех значений координаты Z , совпадающие по модулю с профилями окружной скорости в полярных координатах ($\pi = 4$, $\pi = 6$).

1.3. Обнаружено явление дозвукового запираания вихревой трубы, проявляющееся в стабилизации объемного расхода (или коэффициента скорости λ в щелях направляющего аппарата (см. рис. 1)) при увеличении степени расширения π (коэффициент λ определяется как отношение скорости в щелях направляющего аппарата к критической скорости звука для входного потока). При этом с увеличением π массовый расход газа увеличивается по линейному закону.

Явление дозвукового запираания, обнаруженное в [5], подробно исследовано в [4] в широком диапазоне рабочих параметров: $\mu = 0,2 \div 0,8$, $\pi = 2 \div 7$. Стабилизация объемного расхода в канале с квадратным сечением наблюдается при $\pi = 5 \div 7$, что соответствует выводам подп. 1.2.

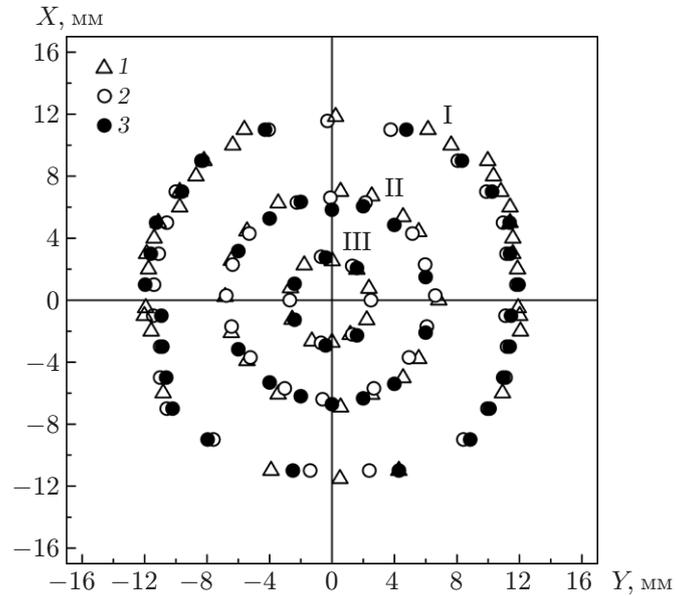


Рис. 2. Радиус области возвратного течения в различных сечениях трубы и при различных значениях степени расширения потока:
 I — $Z = 10$ мм, II — $Z = 200$ мм, III — $Z = 380$ мм; 1 — $\pi = 2$, 2 — $\pi = 4$, 3 — $\pi = 6$

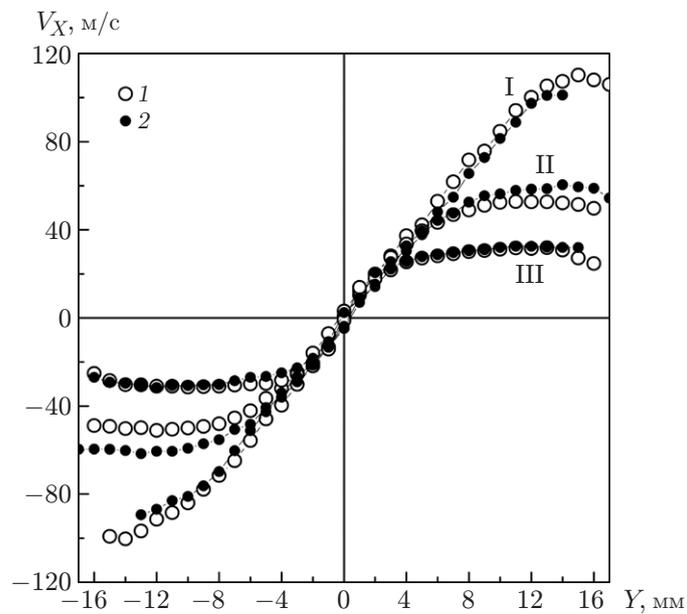


Рис. 3. Профили окружной скорости в различных сечениях трубы и при различных значениях степени расширения потока:
 I — $Z = 30$ мм, II — $Z = 200$ мм, III — $Z = 380$ мм; 1 — $\pi = 4$, 2 — $\pi = 6$

1.4. Выявлена неравномерность изменения профиля температуры вдоль потока. Точки на рис. 4, *a* получены на основе [2] (общая площадь входных щелей в [2] составляет 80 мм²). Видно, что приблизительно в конце первой секции и до конца второй секции трубы имеется область резкого изменения температуры, тогда как в начале первой и в третьей секции температура незначительно меняется по длине трубы. Связь этого явления с результатами, представленными в подп. 1.2, 1.3, исследуется в настоящей работе.

2. Результаты анализа экспериментальных профилей продольной $V_Z(Y, Z)$ и окружной $V_X(Y, Z)$ скоростей в сечении $X = 0$ при $\mu = 0,25 \div 0,26$, $\pi = 4 \div 6$ позволяют установить взаимосвязь обнаруженных эффектов (см. п. 1). Заметим, что на рис. 2–4 помимо данных, полученных при $\pi = 6$ и попадающих в область стабилизации (см. [4]), приведены данные, полученные при $\pi = 4$ и не попадающие в эту область.

Течение в трубе Ранка исследуется с использованием гидравлической концепции течения жидкости и газа в сильно закрученном цилиндрическом потоке [6]. Развитие этой концепции применительно к вихревым аппаратам и обзоры основных работ содержатся в работах [7–10]. Известно, что при поступательно-вращательном движении жидкости или газа в трубе при достаточном уровне закрутки имеются характерные области движения [6–9]. Поступающий на вход трубы закрученный поток движется в кольцевом зазоре, заключенном между стенкой трубы радиусом R и цилиндром радиусом r_1 , называемым радиусом вихря. При разомкнутом режиме течения капельной жидкости в области $0 < r < r_1$ имеется воздушная полость, определяющая внешнее давление на границе r_1 . Такое течение наблюдается в разнообразных технических устройствах, в которых используется вихревая камера, например в центробежной форсунке для распыливания жидкости.

В газовой форсунке реализуется затопленный режим течения. В этом случае в области радиусом $0 < r < r_1$ расположен вторичный продольный вихрь, связанный с внешней средой и называемый зоной циркуляции. Циркуляционная зона радиусом r_1 включает область возвратного течения радиусом $r_0 < r_1$. При этом общий расход через сечение циркуляционной зоны $0 < r < r_1$ равен нулю. При $r_0 < r < r_1$ циркулирующая во вторичном центральном вихре среда движется в том же направлении, что и вошедший в трубу закрученный поток, ограниченный кольцевой областью радиусом $r_1 < r < R$. Таким образом, на поверхности $r = r_1$ соприкасаются два потока, которые имеют различное происхождение и в первом приближении не смешиваются при движении вдоль трубы. Циркулирующий в центральной области поток определяет внешнее давление на границе исходного вихря r_1 . Заметим, что при разомкнутом режиме течения жидкости и затопленном режиме течения газа радиусы вихрей в центробежной форсунке зависят только от геометрического параметра подобия вихревой камеры, при этом плотность среды и факт затопления центральной области не оказывают влияния на этот параметр [7–9]. При течении вязкой жидкости в сильно закрученном потоке наблюдается кризис этого течения [6]: поступательная скорость в вихре не может непрерывно перейти через критическое значение скорости W , равное скорости центробежных упругих волн [6] на границе вихря:

$$W = V_{\varphi 1} \sqrt{(R^2 - r_1^2)/(2r_1^2)} \quad (1)$$

($V_{\varphi 1}$ — окружная скорость на границе вихря r_1). При поступательном движении со скоростью, превышающей критическую, течение жидкости в вихре замедляется, а при скорости газа, меньшей, чем критическая, ускоряется. При достижении критической скорости жидкости течение из стационарного превращается в пульсационное [6].

В случае затопленного режима течение может рассматриваться аналогичным образом, если радиус области раздела вихря и циркуляционной зоны оценивать как радиус, при котором тангенциальная скорость имеет максимальное значение [7, 9]:

$$V_{\varphi 1} = V_{\varphi \max}(r).$$

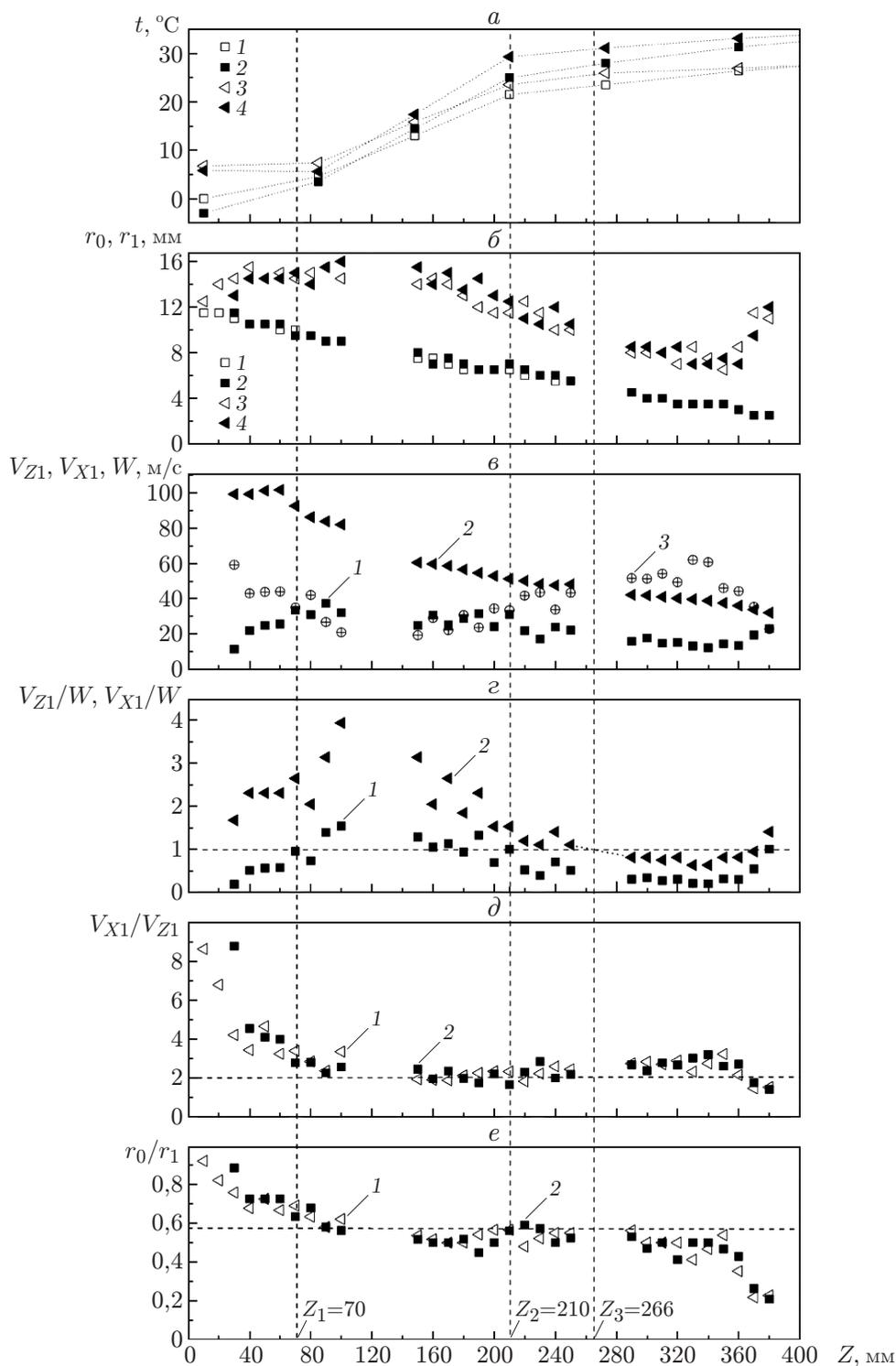


Рис. 4. Изменение характеристик потока по длине канала:

a — температура на оси (1, 2) и вблизи стенки (3, 4) (1, 3 — $\pi = 4$, 2, 4 — $\pi = 6$); *б* — радиус области возвратного течения r_0 (1, 2) и радиус вихря r_1 (3, 4) (1, 3 — $\pi = 4$, 2, 4 — $\pi = 6$); *в* — скорости V_{Z1} (1), V_{X1} (2) на границе вихря r_1 и критическая скорость W (3) при $\pi = 6$; *г* — скорости на границе вихря, нормированные на значение критической скорости W при $\pi = 6$ (1 — V_{Z1}/W , 2 — V_{X1}/W); *д* — отношение окружной скорости V_{X1} к расходной скорости V_{Z1} на границе вихря r_1 (1 — $\pi = 4$, 2 — $\pi = 6$); *е* — отношение радиусов области возвратного течения и вихря r_0/r_1 (1 — $\pi = 4$, 2 — $\pi = 6$)

В плоском течении, аналогичном закрученному течению и представляющем собой растекание по плоскости фонтана тяжелой жидкости, наблюдается гидравлический прыжок [7–9], при котором толщина потока, имеющего скорость, большую, чем критическая, меняется скачкообразно, так что скорость потока становится меньше критической. При этом в прыжке выполняется закон сохранения импульса, а вследствие избытка энергии возникает мелкомасштабное движение. В цилиндрическом потоке развитие неустойчивости по типу гидравлического прыжка может приводить не только к изменению радиуса r_1 , но и к перестройке профиля окружной скорости в вихре [8].

В рамках изложенной концепции течение в трубе Ранка ранее не анализировалось, поскольку отсутствовала достаточная экспериментальная база. Это течение не является цилиндрическим, и на рис. 4,б видно, что измеренные величины r_1 , r_0 меняются по длине трубы. Тем не менее ниже в предположении медленного изменения характерных величин вдоль потока предпринята попытка использовать предложенный подход для анализа экспериментальных данных.

В экспериментах радиус вихря r_1 определен при $X = 0$ как модуль координаты Y , в которой модуль компоненты скорости $V_X(Y, Z)$ имеет максимальное значение. На рис. 3, 4,в видно, как максимальное значение окружной скорости $|V_X(r_1)| = V_{X1}$ меняется вдоль потока. Заметим, что в рабочем канале на некотором расстоянии от входа значение V_{X1} незначительно увеличивается, а в остальной части канала вплоть до выхода из него постепенно уменьшается.

Критическую поступательную скорость в вихре W можно приближенно оценить по формуле (1) при $V_{\varphi 1} = V_{X1}(Z)$ и значении радиуса R , равном радиусу вписанной в квадратное сечение окружности. На рис. 4,в помимо скорости V_{X1} показаны измеренное значение продольной скорости на границе вихря $V_Z(r_1) = V_{Z1}$ и рассчитанное значение критической скорости W . В соответствии с [6] вблизи входа в канал скорость V_{Z1} увеличивается вдоль потока до тех пор, пока не превысит скорость W в некоторой точке Z_1 . Далее по потоку наблюдаются колебания значений этих скоростей, до тех пор пока в конце второй секции, в точке Z_2 , скорость V_{Z1} не станет меньше скорости W , и далее до выхода из канала обе скорости меняются незначительно.

Заметим, что в отличие от аналогичного плоского течения течение в цилиндрическом потоке замкнуто по поперечной координате, что приводит к его кризису при достижении окружной скоростью на границе вихря значения, равного скорости распространения центробежных волн (критической скорости W). Действительно, после прохождения потоком точки Z_2 происходит сближение максимального значения окружной скорости и значения критической скорости вплоть до равенства этих скоростей $V_{X1} = W$ в точке Z_3 . Предположительно, в результате кризиса в точке Z_3 происходит распад вихря и образуются структуры, наблюдавшиеся в [1].

Таким образом определяются характерные координаты вдоль рассматриваемой трубы, критические для эволюции параметров потока. На рис. 4,г при $\pi = 6$ приведены значения скорости V_{X1} , V_{Z1} , нормированные на W , поэтому по координате точки пересечения с линией единичного значения относительной скорости можно оценить значения $Z_1 \approx 70$, $Z_2 \approx 210$, $Z_3 \approx 266$.

Следует отметить, что на участке $Z_1 \div Z_3$ сохраняется постоянное значение отношения V_{X1}/V_{Z1} , приблизительно равное двум (см. рис. 4,д). На этом участке поддерживается также постоянное значение отношения $r_0(Z)/r_1(Z)$, приблизительно равное 0,6 (см. [3] и рис. 4,е).

На рис. 4,а видно, что значительное изменение пристенной и приосевой температур в потоке происходит на участке $Z_1 \div Z_2$, где значение продольной скорости на границе вихря $V_Z(r_1) = V_{Z1}$ колеблется относительно значения критической скорости W .

3. Результаты анализа структуры потока внутри трубы Ранка в рамках гидравлической концепции позволяют объяснить ранее наблюдавшиеся явления. Так, дозвуковое запираание по входной скорости или по объемному расходу, обуславливающее стабилизацию структуры течения при увеличении степени расширения воздуха, в свою очередь объясняется достижением в потоке критической расходной скорости на границе вихря и циркуляционной зоны, которая не может быть пройдена непрерывно [6]. Для более полного описания характеристик течения в рассматриваемой трубе необходимо провести дополнительные измерения при различных значениях μ . В частности, следует установить, какое влияние оказывает параметр μ на положение точек Z_1 , Z_2 , Z_3 и каким образом изменяется температура в области развития неустойчивости, приводящей к колебаниям расходной скорости относительно ее критического значения.

С использованием изложенной выше концепции можно предположить, что развитие течения в вихревой трубе от входа будет сопровождаться проявлениями неустойчивостей по типу гидравлического прыжка. Известно, что результаты расчета растекания фонтана тяжелой жидкости по плоскости в рамках теории идеальной жидкости согласуются с экспериментальными данными и соответствуют течению, в котором скорость потока превышает скорость длинных гравитационных волн. Это течение является неустойчивым и только после гидравлического прыжка переходит в устойчивое течение, скорость которого меньше скорости длинных гравитационных волн на свободной поверхности [7, 9]. Согласно [8] в рамках теории идеальной жидкости поток в трубе с закручивающим устройством на входе также должен иметь продольную скорость, превышающую скорость центробежных волн. Это означает, что реально наблюдаемому в трубе устойчивому течению, скорость которого меньше скорости центробежных волн, должен предшествовать гидравлический прыжок. В показанной на рис. 1 вихревой трубе Ранка такой прыжок может располагаться внутри входной вихревой камеры. В случае течения внутри трубы Ранка, в которой область вихря расширяется, а циркуляционная зона сужается вниз по течению, условия для гидравлического прыжка в ней могут возникать неоднократно.

Поскольку гидравлический прыжок должен сопровождаться значительным изменением температуры потока, можно сделать предположение о наличии ранее неизвестного механизма энергоразделения, обусловленного последовательностью гидравлических прыжков при развитии внутренних волн в трубе Ранка.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н., Лебедев А. В. и др.** Наблюдение крупномасштабных гидродинамических структур в вихревой трубке и эффект Ранка // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 23. С. 84–90.
2. **Kabardin I. K., Meledin V. G., Yavorskiy N. I., et al.** Small disturbance diagnostic inside the vortex tube with a square cross-section // AIP Conf. Proc. 2016. V. 1770. 030003. DOI: 10.1063/1.4963945.
3. **Yavorskiy N. I., Meledin V. G., Kabardin I. K., et al.** Velocity field diagnostics inside the Ranque — Hilsh vortex tube with square cross-section // AIP Conf. Proc. 2018. V. 2027. 030122. DOI: 10.1063/1.5065216.
4. **Кабардин И. К., Полякова В. И., Правдина М. Х. и др.** Анализ режимов в трубах Ранка с круглым и квадратным сечениями рабочего канала // ПМТФ. 2020. Т. 61, № 1. С. 43–52. DOI: 10.15372/PMTF20200104.
5. **Kabardin I. K., Pravdina M. Kh., Polyakova V. I., et al.** The subsonic velocity blocking effect for an aerodynamic vortex chamber // J. Phys. Conf. Ser. 2018. V. 1105. 012006. DOI: 10.1088/1742-6596/1105/1/012006;2-s2.0-85058218096.

6. **Вукалович М. П.** Техническая термодинамика / М. П. Вукалович, И. И. Новиков. М.: Машиностроение, 1968.
7. **Гольдштик М. А.** Вихревые потоки. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1981.
8. **Каменьщиков Ф. Т.** Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯЭУ / Ф. Т. Каменьщиков, В. А. Решетов, А. Н. Рябов, В. К. Поляков, А. И. Емельянов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. **Гольдштик М. А., Лебедев А. В., Правдина М. Х.** Принцип максимума расхода и аэродинамика вихревой камеры // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. № 3. С. 49–55.
10. **Derzho O., Grimshaw R.** Solitary waves with recirculation zones in axisymmetric rotating flows // J. Fluid Mech. 2002. V. 464. P. 217–250. DOI: 10.1017/S0022112002008790.

*Поступила в редакцию 2/III 2020 г.,
после доработки — 2/III 2020 г.
Принята к публикации 2/III 2020 г.*
