

УДК 532.516

АНАЛИЗ РЕЖИМОВ В ТРУБАХ РАНКА С КРУГЛЫМ И КВАДРАТНЫМ СЕЧЕНИЯМИ РАБОЧЕГО КАНАЛА

И. К. Кабардин, В. И. Полякова, М. Х. Правдина,
Н. И. Яворский, М. Р. Гордиенко

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

Проведено сравнение подробных карт режимов при работе с использованием воздуха двух труб Ранка с круглым и квадратным сечениями рабочего канала в случае одинаковых направляющих аппаратов на входе и одинаковых выходов. Степень расширения воздуха и доля расхода через холодный выход варьировались в диапазонах $2 \div 8$ и $0,2 \div 0,8$ соответственно. Для обеих труб с увеличением степени расширения наблюдалась стабилизация зависимостей объемного расхода и коэффициента охлаждения от доли холодного расхода. Установлено, что коэффициент охлаждения в круглой трубе в $1,5 \div 2,0$ раза больше, чем в квадратном канале, причем объемный расход в ней приблизительно на 10 % меньше.

Ключевые слова: вихревая труба, стабилизация, коэффициент скорости, коэффициент охлаждения.

DOI: 10.15372/PMTF20200104

1. Вихревая труба с рабочим каналом квадратного сечения впервые использовалась для экспериментального исследования эффекта Ранка с помощью оптической визуализации в работе [1], в которой в области, примыкающей к горячему выходу, с помощью метода Фуко — Гилберта визуализирована крупномасштабная двухспиральная вихревая структура при времени экспозиции 250 мкс. В [1, 2] приведены выборочные данные об изменениях температуры на холодных и горячих выходах обеих труб. Температурное разделение в трубе с квадратным сечением отчетливо проявляется, однако перепады температур на холодном и горячем выходах приблизительно в два раза меньше, чем в трубе с круглым сечением рабочего канала. Впоследствии для диагностики средней скорости в трубе с квадратным сечением рабочего канала применялся метод лазерной доплеровской анемометрии [3, 4] и было показано, что при фиксированном значении доли расхода через холодный выход структура потока слабо зависит от давления на входе.

Следует отметить, что для выполнения поточечных измерений с помощью метода лазерной доплеровской анемометрии [3–6] требуется несколько секунд на измерение в одной

Экспериментальное исследование потока в трубе Ранка — Хилша выполнено в рамках Государственного задания ИТ СО РАН АААА-А18-118051690120-2, разработка методики исследования потока выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 18-31-20036).

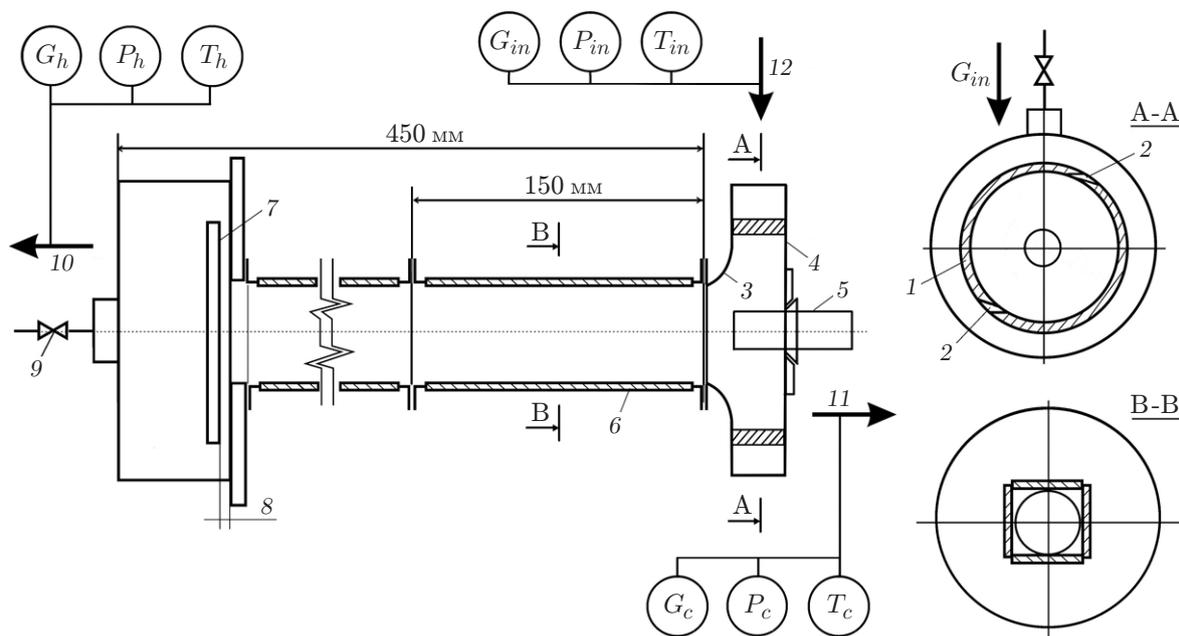


Рис. 1. Схема вихревой трубы:

1 — направляющий аппарат, 2 — тангенциальные щели, 3, 4 — торцевые крышки, 5 — трубка, 6 — рабочий канал, 7 — радиальный диффузор, 8 — зазор, 9 — вентиль, 10 — горячий выход, 11 — холодный выход, 12 — вход

точке, поэтому в измеренных осредненных полях скорости отсутствуют описанные в [1] нестационарные структуры. Тем не менее такие измерения позволяют получить данные, необходимые для верификации численных расчетов осредненных величин. В то же время имеется возможность при использовании современных полевых методов измерений [7] целенаправленно искать в потоке асимметричные нестационарные структуры путем фазового осреднения [8]. Таким образом, актуально проведение детальных исследований в вихревой трубе с квадратным сечением рабочего канала, где оптические методы можно использовать для сканирования потока в целом, а не только в центральном продольном сечении, как в случае круглой трубы [5, 6].

В настоящей работе сравниваются подробные карты режимов для указанных труб Ранка с круглым и квадратным сечениями рабочего канала. Представлены расходные характеристики и параметры температурного и энергетического разделения в зависимости от степени расширения и доли расхода через холодный выход.

2. Схема вихревой трубы показана на рис. 1. Характеристики режимов течения исследованы в двух вариантах устройства с одинаковой конструкцией входа и выходов — с круглым и квадратным сечениями рабочего канала. Вихревая труба включает вихревую камеру с направляющим аппаратом, имеющим две тангенциальные щели, с диафрагмированной гиперболической торцевой крышкой и плоской крышкой, в которую по центру встроена трубка. К отверстию в гиперболической крышке присоединяется рабочий канал. На противоположном конце рабочего канала имеется радиальный диффузор с варьируемым зазором, находящийся в буферной емкости, выход из которой может регулироваться вентилем.

Сжатый воздух поступает в вихревую камеру через две тангенциальные щели площадью 56 мм^2 каждая, расположенные на расстоянии 65 мм от оси, и входит в рабочий канал через отверстие в гиперболической крышке, имеющее радиус 17 мм . Холодный воздух выходит из устройства через трубку, встроенную в плоскую крышку вихревой камеры.

Горячий воздух выходит из рабочего канала через радиальный диффузор и далее через вентиль в буферной емкости. На входе и обоих выходах предусмотрены измерительные блоки, обеспечивающие регистрацию давлений (P_{in} , P_c , P_h), расходов воздуха (G_{in} , G_c , G_h) и температур (T_{in} , T_c , T_h). Длина рабочего канала составляет 390 мм. Канал с круглым сечением выполнен из дюралюминия. Три одинаковые секции канала с квадратным сечением длиной 130 мм также выполнены из дюралюминия и снабжены двумя прозрачными окнами из оптического стекла, расположенными на противоположных гранях. Диаметр трубки на холодном выходе равен 16 мм. Длина стороны квадрата и диаметр круга в сечениях рабочих каналов составляют 34 мм. Секции соединены фланцами. Термоизоляция не использовалась.

Следует отметить, что задача оптимизации охлаждения за счет выбора геометрии вихревой трубы в настоящей работе не ставилась, и геометрические параметры устройства, кроме величины зазора в радиальном диффузоре на горячем выходе, не варьировались.

С целью сравнения режимов для обеих труб проведены аналогичные серии измерений. Расходы воздуха на входе G_{in} и выходах G_c , G_h измерялись с точностью до 2 % расходомерными диафрагмами, тарированными с помощью стандартного расходомера ИРВИС-РС4М_Ультра, погрешность измерений которого не превышала 0,5 %. Значения температур и давлений измерялись датчиками: DS18B20 (температурный датчик на 223 ÷ 398 К, погрешность менее 0,1 К), SDV-I-2,50-1,60-1,00-4-20 мА (датчики давления на 0 ÷ 1 МПа, погрешность 0,1 %), Honeywell MPX50100 (дифференциальные датчики перепада давления на 0 ÷ 0,1 МПа, погрешность 0,1 %) и SDV-D-2,50-1,60-1,00-4-20 мА (датчики давления на 0 ÷ 1 МПа, погрешность 0,1 %).

Эксперименты в обеих трубах проводились в условиях, когда измерительные блоки холодного и горячего выходов были открыты в атмосферу. При этом непосредственно регистрировались или элементарно пересчитывались следующие параметры: $\pi = P_{in}/P_a$ — степень расширения газа, равная отношению полного давления газа на входе в трубу к атмосферному давлению на выходах; $\mu = G_c/G_{in}$ — доля расхода через холодный выход; T_{in} , $\Delta T_c = T_c - T_{in}$, $\Delta T_h = T_h - T_{in}$ — температура воздуха на входе и изменения температуры на выходах.

Доля холодного расхода варьировалась в диапазоне $\mu = 0,2 \div 0,8$, степень расширения менялась в диапазоне $\pi = 2 \div 8$, расход воздуха на входе достигал значения $G_{in} = 0,07$ кг/с.

Для вариации соотношения расходов использовались два метода. Во-первых, менялся зазор в радиальном диффузоре на горячем выходе при открытом вентиле на выходе из буферной емкости. Во-вторых, при фиксированном зазоре соотношение расходов регулировалось вентилем. Поскольку способ регулирования не оказывает влияние на зависимости от μ общего расхода и изменений температур на выходах, ниже в основном приводятся данные, полученные путем регулирования соотношения расходов вентилем при постоянном размере зазора в радиальном диффузоре, составлявшем 1,5 мм.

3. На рис. 2, 3 показаны измеренные зависимости массового расхода G_{in} от степени расширения π и доли холодного расхода μ . В исследованном диапазоне в обеих трубах наблюдается линейный рост расхода с увеличением степени расширения (см. рис. 2). При этом расход в трубе с квадратным сечением рабочего канала больше, чем в круглой трубе (различие составляет приблизительно 10 %). В обеих трубах наблюдается минимум массового расхода при $\mu = 0,6 \div 0,8$, $\pi < 4$ (см. рис. 3).

В [4] отмечено, что с увеличением давления структура течения внутри трубы с квадратным сечением рабочего канала меняется незначительно. В работе [9] установлено, что в щелях направляющего аппарата вихревой камеры при увеличении степени расширения потока значение скорости стабилизируется. Это явление наблюдалось как в короткой вих-

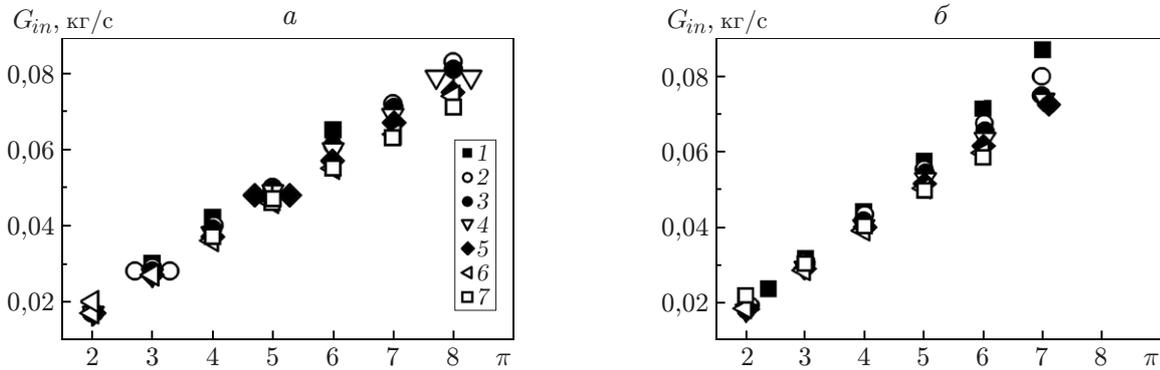


Рис. 2. Зависимость массового расхода G_{in} от степени расширения π для труб с круглым (а) и квадратным (б) сечениями при различных значениях доли холодного расхода μ :

1 — $\mu = 0,2$, 2 — $\mu = 0,3$, 3 — $\mu = 0,4$, 4 — $\mu = 0,5$, 5 — $\mu = 0,6$, 6 — $\mu = 0,7$, 7 — $\mu = 0,8$

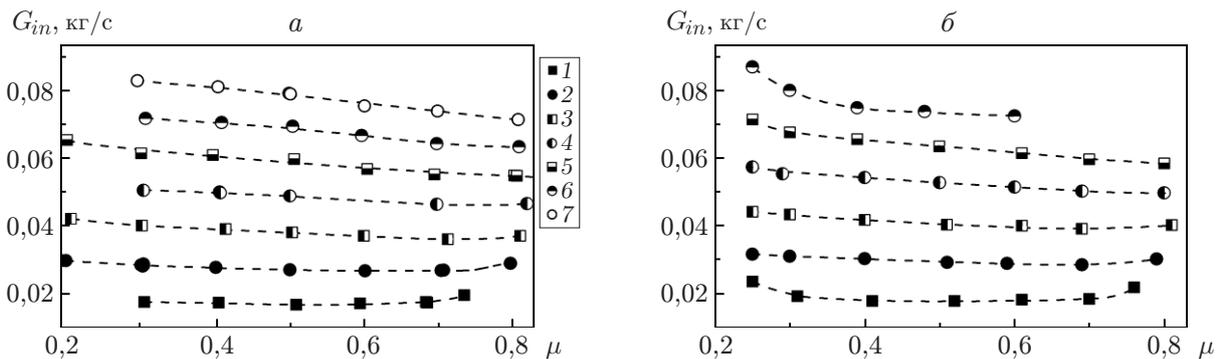


Рис. 3. Зависимость массового расхода G_{in} от доли холодного расхода μ для труб с круглым (а) и квадратным (б) сечениями при различных значениях степени расширения π :

1 — $\pi = 2$, 2 — $\pi = 3$, 3 — $\pi = 4$, 4 — $\pi = 5$, 5 — $\pi = 6$, 6 — $\pi = 7$, 7 — $\pi = 8$

ревой камере радиусом 67 мм в отсутствие противотока и присоединения какого-либо рабочего канала к выходной диафрагме ($\mu = 0$), так и в круглой трубе Ранка, схема которой представлена на рис. 1, при $\mu = 0,2 \div 0,8$. Установлено, что при постоянном значении μ с увеличением степени расширения массовый расход увеличивается линейно, при этом скорость в щелевом направляющем аппарате либо стремится к пределу, меньшему, чем скорость звука (труба Ранка, короткая вихревая камера), либо при определенных условиях достигает скорости звука и далее не меняется (короткая вихревая камера). Ниже показано, что явление стабилизации скорости в щелях направляющего аппарата при увеличении давления воспроизводится в трубе с квадратным сечением рабочего канала, чем обусловлена выявленная в [4] стабилизация структуры внутреннего течения с ростом давления. Действительно, скорость в щелях направляющего аппарата задает объемный расход газа в устройстве, который, по-видимому, определяет структуру потока.

В качестве характеристики объемного расхода далее используется коэффициент скорости в щели $\lambda = V_s/a_*$, представляющий собой отношение скорости в щели V_s к критической

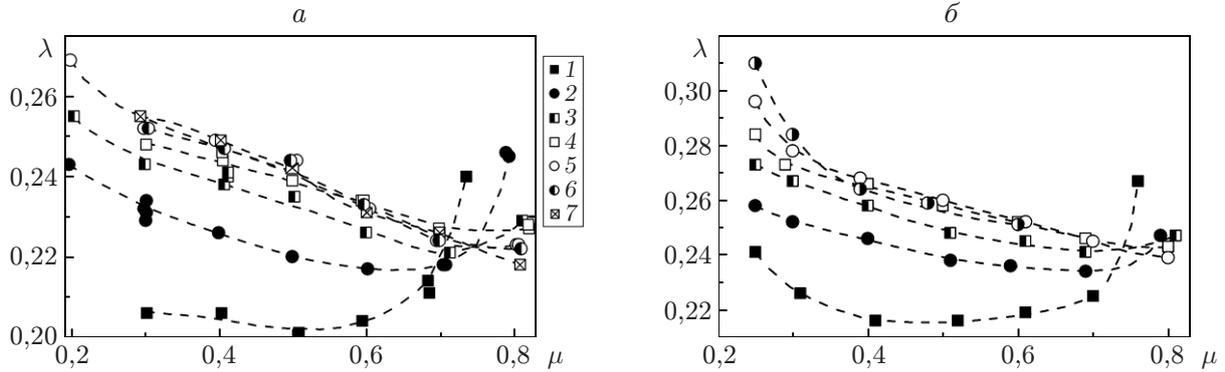


Рис. 4. Зависимость коэффициента скорости λ от доли холодного расхода μ для труб с круглым (а) и квадратным (б) сечениями при различных значениях степени расширения π :

1 — $\pi = 2$, 2 — $\pi = 3$, 3 — $\pi = 4$, 4 — $\pi = 5$, 5 — $\pi = 6$, 6 — $\pi = 7$, 7 — $\pi = 8$

скорости звука в потоке

$$a_* = \sqrt{T_{in} \frac{9,81 \cdot 848 \kappa}{29} \frac{2}{\kappa + 1}},$$

где $\kappa = 1,4$ — показатель адиабаты. Коэффициент скорости λ вычислялся в изоэнтропическом приближении по измеренным расходу G_{in} , температуре T_{in} и степени расширения π из уравнения

$$\lambda = \frac{G_{in}}{S a_* \rho_s} = \frac{G_{in}}{S a_* \rho_0} \left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2\right)^{-1/(\kappa - 1)}$$

($\rho_s = \rho_0 (1 - (\kappa - 1)/(\kappa + 1) \lambda^2)^{-1/(\kappa - 1)}$ — плотность воздуха в щели; $\rho_0 = 1,29 \cdot 273,15 \times \pi/T_{in}$ — плотность воздуха перед входом; S — общая площадь щелей направляющего аппарата).

На рис. 4 для каждой трубы показаны зависимости коэффициента скорости λ от μ и π . Видно, что при $\pi = 5 \div 7$ для квадратного сечения и $\pi = 6 \div 8$ для круглого сечения параметр λ незначительно меняется с изменением давления, т. е. наблюдается его стабилизация, проявляющаяся в сближении кривых $\lambda(\mu)$. Также видно, что коэффициент скорости λ имеет минимум по μ при $\pi < 6$ для круглого и $\pi < 5$ для квадратного сечения, причем с увеличением π экстремум сдвигается в область больших значений μ .

На рис. 5 видно, что скорость сближения кривых $\lambda(\pi)$ с увеличением степени расширения, в свою очередь, зависит от значения μ . Коэффициент скорости λ имеет максимум по π при $\mu > 0,3$, причем с ростом μ экстремум сдвигается в область меньших значений π .

На рис. 6 приведены зависимости коэффициента скорости λ и коэффициента гидравлического сопротивления $\xi = 2\Delta P/(\rho V_s^2)$ от доли холодного расхода μ для каналов с круглым и квадратным сечениями в области стабилизации. Аппроксимирующие кривые описываются формулами

$$\lambda = -0,039 \ln(\mu) + 0,231, \quad \xi = 6,6 \ln(\mu) + 31,0$$

для канала с круглым сечением и

$$\lambda = -0,034 \ln(\mu) + 0,215, \quad \xi = 6,38 \ln(\mu) + 26,2$$

для канала с квадратным сечением. Различие значений коэффициента скорости для этих труб составляет приблизительно 10 %, коэффициенты сопротивления различаются приблизительно на 15 %.

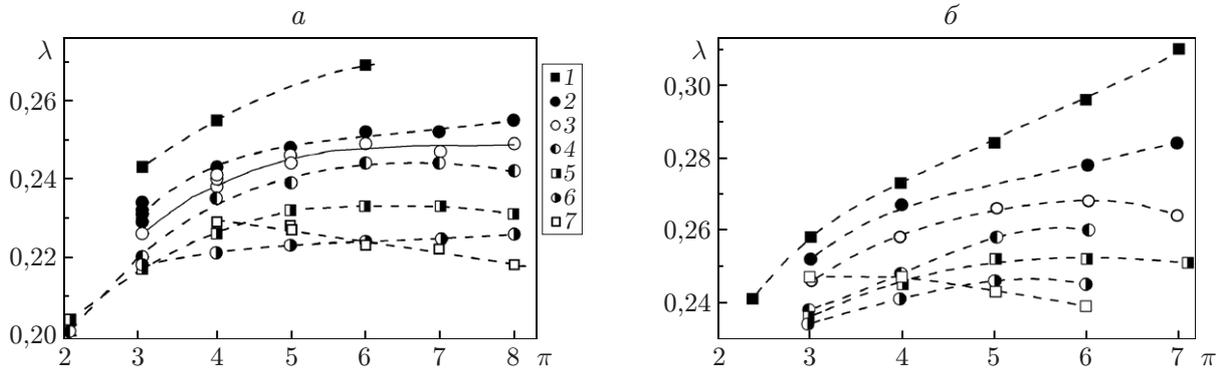


Рис. 5. Зависимость коэффициента скорости λ от степени расширения π для труб с круглым (*а*) и квадратным (*б*) сечениями при различных значениях доли холодного расхода μ :

1 — $\mu = 0,2$, 2 — $\mu = 0,3$, 3 — $\mu = 0,4$, 4 — $\mu = 0,5$, 5 — $\mu = 0,6$, 6 — $\mu = 0,7$, 7 — $\mu = 0,8$; точки — эксперимент, линии — аппроксимация

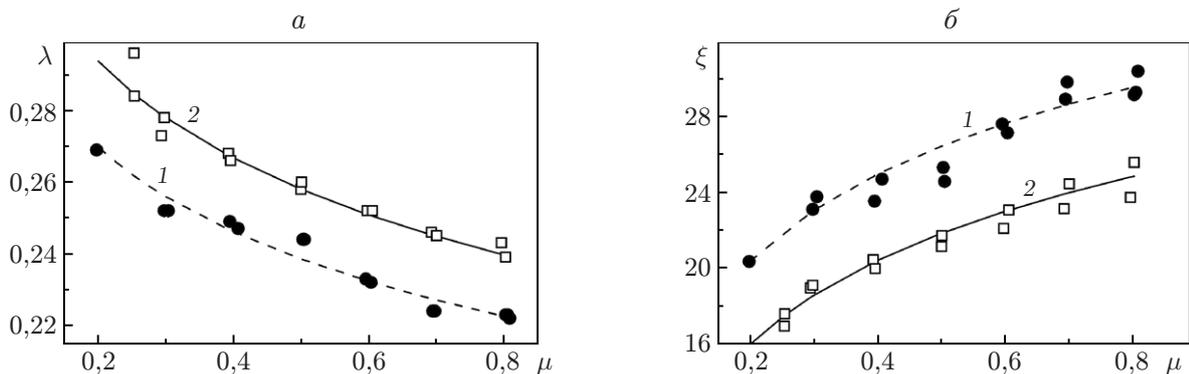


Рис. 6. Зависимости коэффициентов скорости λ (*а*) и гидравлического сопротивления ξ (*б*) от доли холодного расхода μ для труб с круглым (1) и квадратным (2) сечениями при $\pi = 6 \div 8$ и $\pi = 5 \div 7$ соответственно; точки — эксперимент, линии — аппроксимация

Результаты температурного и энергетического разделения показаны на рис. 7, 8. Температуры на холодном и горячем выходах регистрировались после их установления с точностью до второго знака после запятой, для чего выдерживалось время от 10 до 20 мин в зависимости от противодавления. На рис. 7, *а, б* показана зависимость коэффициента охлаждения η , равного доле адиабатического охлаждения, реализованной на холодном выходе, от доли холодного расхода μ : $\eta = \Delta T_c / \Delta T_s$, $\Delta T_s = T_{in} [1 - (1/\pi)^{(\kappa-1)/\kappa}]$. Видно, что зависимость $\eta(\mu)$ расслаивается по степени расширения π , причем расслоение в канале с квадратным сечением более существенно.

На рис. 7, *в, г* показана зависимость энергетического разделения, характеризуемого величиной $\mu\eta$ (адиабатическим КПД), от доли холодного расхода μ . В канале с квадратным сечением расслоение точек более существенно при малых степенях расширения. Однако при $\pi = 6 \div 8$ для канала с круглым сечением и $\pi = 5 \div 7$ для канала с квадратным сечением расслоение по степени расширения становится незначительным и наблюдается стабилизация зависимостей $\eta(\mu)$ и $\mu\eta(\mu)$ с точностью до 5 ÷ 10 %.

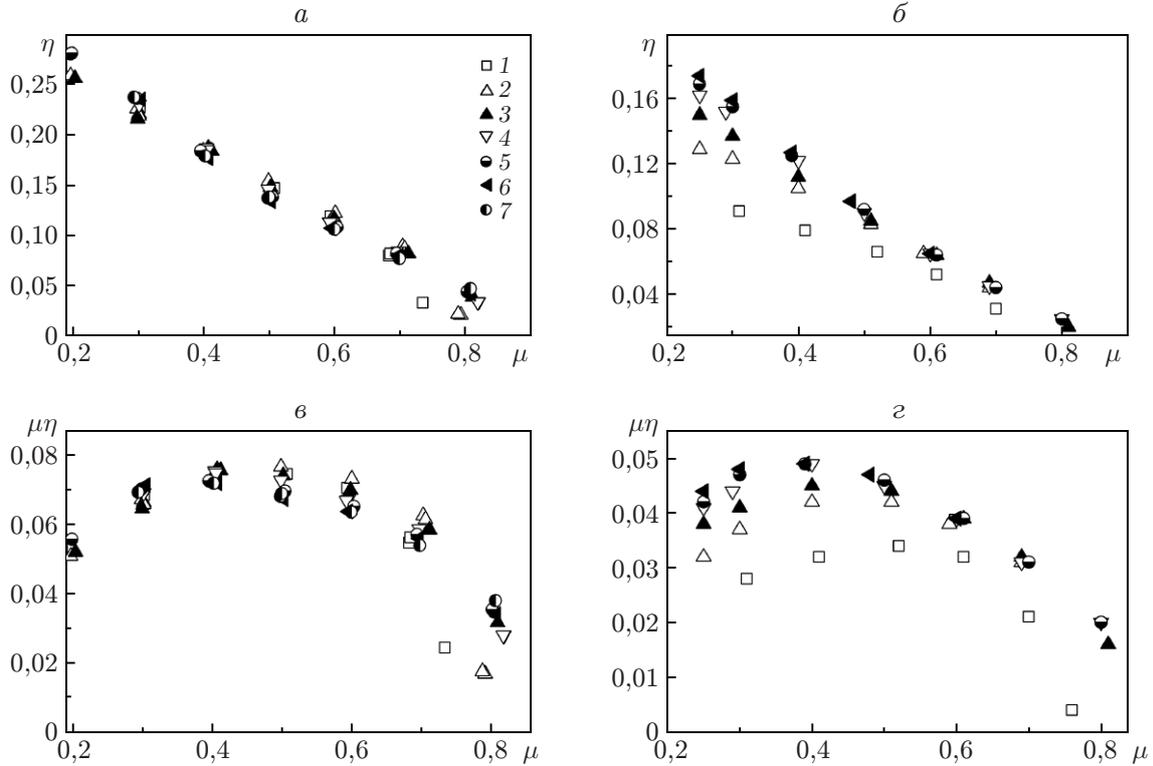


Рис. 7. Зависимости коэффициента охлаждения η (а, б) и величины $\mu\eta$ (в, г) от доли холодного расхода μ для труб с круглым (а, в) и квадратным (б, г) сечениями при различных значениях степени расширения π :

1 — $\pi = 2$, 2 — $\pi = 3$, 3 — $\pi = 4$, 4 — $\pi = 5$, 5 — $\pi = 6$, 6 — $\pi = 7$, 7 — $\pi = 8$

Заметим, что в работе [10], в которой приводятся зависимости $\Delta T_c(\mu)$, $\Delta T_h(\mu)$ при $\pi = 2 \div 5$, также имеет место тенденция к сближению кривых при значениях $\pi = 4 \div 5$. Результаты работы [11] показывают, что изотермический КПД, определенный как отношение производства холода к затратам энергии на изотермическое сжатие газа, резко меняется с изменением давления при $\pi = 2 \div 3$, затем при $\pi = 5 \div 6$ его зависимости от μ также начинают сближаться. В настоящей работе стабилизация разделения по коэффициенту охлаждения η и адиабатическому КПД $\mu\eta$ с ростом π отчетливо проявляется при $\pi = 6 \div 8$ в трубе с круглым сечением и $\pi = 5 \div 7$ в канале с квадратным сечением.

По представленным на рис. 7 данным построена аппроксимация зависимостей $\eta(\mu)$, $\mu\eta(\mu)$ в области стабилизации. Для того чтобы обеспечить выполнение условия $\eta = 0$ при $\mu = 0$, $\mu = 1$, по экспериментальным точкам находилась полиномиальная аппроксимация для функции $\varphi = \eta/[\mu(1 - \mu)]$. Формулы $\varphi = \varphi_1(\mu)$, $\varphi = \varphi_2(\mu)$ для каналов с квадратным и круглым сечениями соответственно имеют вид

$$\varphi_1(\mu) = 5,3409\mu^4 - 15,616\mu^3 + 17,825\mu^2 - 9,9023\mu + 2,4747,$$

$$\varphi_2(\mu) = 5,9724\mu^4 - 23,471\mu^3 + 30,934\mu^2 - 17,721\mu + 4,2383.$$

На рис. 8 приведены результаты эксперимента по температурному и энергетическому разделению в области стабилизации при $\pi = 6 \div 8$ для круглого сечения и $\pi = 5 \div 7$ для квадратного сечения. Линиями показаны аппроксимирующие кривые $\eta = \varphi\mu(1 - \mu)$ и $\mu\eta = \varphi\mu^2(1 - \mu)$ для обеих труб.

На рис. 9 показана зависимость отношения температур от отношения долей расхода для холодного и горячего выходов обеих труб в исследованном диапазоне значений пара-

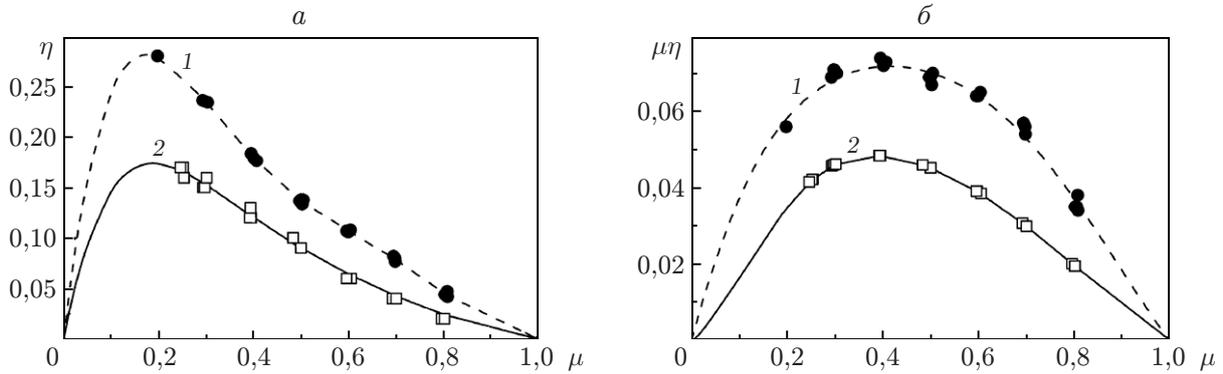


Рис. 8. Зависимости коэффициента охлаждения (а) и величины $\mu\eta$ (б) от доли холодного расхода μ для труб с круглым (1) и квадратным (2) сечениями при $\pi = 6 \div 8$ и $\pi = 5 \div 7$ соответственно; точки — эксперимент, линии — аппроксимация

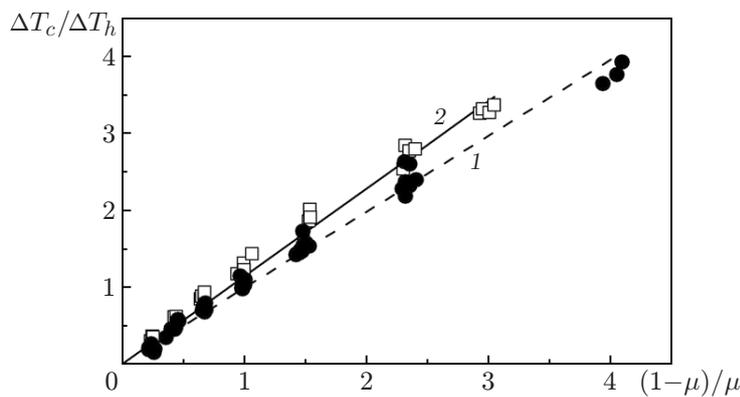


Рис. 9. Зависимость отношения температур на холодном и горячем выходах от отношения долей расходов через холодный и горячий выходы для труб с круглым (1) и квадратным (2) сечениями при $\pi = 2 \div 8$ и $\pi = 2 \div 7$ соответственно; точки — эксперимент, линии — линейная аппроксимация

метров π и μ . Эта зависимость характеризует тепловой баланс без учета потерь тепла на периферии. При наличии термоизоляции для выполнения закона сохранения энергии требуется равенство значений абсциссы и ординаты. Согласно [12] при отсутствии термоизоляции это условие обычно не выполняется. Однако в случае сравнительно коротких гладких металлических вихревых труб наличие термоизоляции оказывает незначительное влияние на температурное разделение [10, 13]. Из рис. 9 следует, что без учета потерь тепла на наружных стенках тепловой баланс практически выполнен для круглой трубы, а для канала с квадратным сечением потери тепла на периферии значительны и составляют приблизительно 14 %, что, возможно, обусловлено наличием фланцев между секциями.

На рис. 10 для каналов с круглым и квадратным сечениями в области стабилизации показана зависимость коэффициента охлаждения η от коэффициента скорости λ . В канале с квадратным сечением наблюдается насыщение температурного коэффициента с увеличением скорости при $\lambda \approx 0,3$. Возможно, при оптимизации площади щелей такое насыщение наступает позднее. Поэтому представленные данные о температурном разделении не совпадают с результатами работы [1], в которой установка отличалась от показанной на рис. 1 тем, что площадь каждой входной щели направляющего аппарата составляла

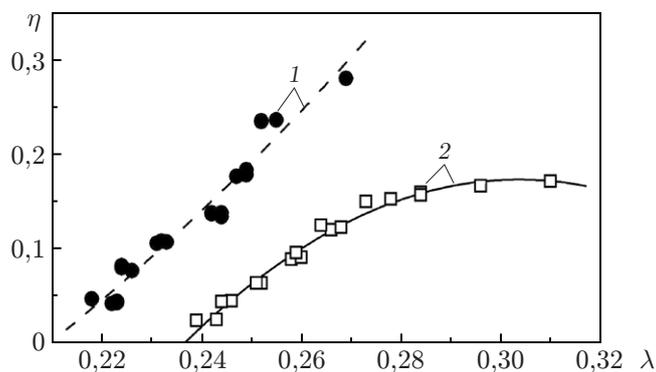


Рис. 10. Зависимость коэффициента охлаждения от коэффициента скорости при стабилизации для труб с круглым при $\pi = 6 \div 8$ (1) и квадратным при $\pi = 5 \div 7$ (2) сечениями; точки — эксперимент, линии — аппроксимация

40 мм² (в 1,4 раза меньше, чем в настоящей работе). Коэффициент охлаждения в [1] составил $\eta = 0,3$ при $\pi = 6$, $\mu = 0,26$, $G_{in} = 0,045$ кг/с. В настоящей работе $\eta = 0,17$ при $\pi = 6$, $\mu = 0,3$, $G_{in} = 0,065$ кг/с. Существенная зависимость коэффициента охлаждения от площади входных щелей направляющего аппарата отмечалась в [12].

Заклучение. В работе исследованы экспериментальные режимы для двух труб Ранка, различающихся тем, что сечения рабочих каналов в них имеют форму круга и квадрата. В обеих трубах наблюдается эффект стабилизации объемного расхода воздуха и коэффициента охлаждения с увеличением степени расширения потока, впервые отмеченный в [9] для круглой трубы. Анализ данных позволил выявить области значений степени расширения, при которых происходит стабилизация. Для верификации теоретических концепций и численных моделей течения в вихревых трубах приведенные экспериментальные данные необходимо дополнить данными о полях скорости, давления и температуры внутри рабочего канала. Результаты настоящей работы позволяют ограничить диапазон экспериментального исследования областью стабилизации течения, а именно $\pi = 5 \div 7$ для трубы с квадратным сечением рабочего канала и $\pi = 6 \div 8$ для круглой трубы при выборочных значениях доли холодного расхода из диапазона $\mu = 0,2 \div 0,8$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арбузов В. А., Дубницев 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., Yavorsky N. I., et al. Comparing Ranque tubes of circular and square cross section // MATEC Web Conf. 2017. V. 115. 02022. [Electron. resource]. Режим доступа: <https://doi.org/10.1051/mateconf/201711502022>.
3. Дубницев Ю. Н., Меледин В. Г., Павлов В. А. и др. Исследование структуры течения и энергоразделения в вихревой трубке квадратного сечения // Теплофизика и аэромеханика. 2003. Т. 10, № 4. С. 587–598.
4. Yavorsky 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.
5. Liew R., Zeegers J. C. H., Johannes G. M., et al. 3D velocimetry and droplet sizing in the Ranque — Hilsch vortex tube // Experim. Fluids. 2013. V. 54. P. 1416–1432.

6. **Doll U., Beversdorff M., Stockhausen G., et al.** Characterization of the flow field inside a Ranque — Hilsch vortex tube using filtered Rayleigh scattering, Laser-2-Focus velocimetry and numerical methods // Proc. of the 17th Intern. symp. on applications of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon (Portugal), 7–10 July 2014. [Electron. resource]. Режим доступа: https://ltces.dem.ist.utl.pt/lxllaser/lxllaser2014/finalworks2014/papers/03.4.2_167paper.pdf.
7. **Burow E. J., Doll U., Klinner J., et al.** Development of laser-optical measurement techniques on the vortex tube: Taking PIV to its limits // Proc. of the 18th Intern. symp. on the application of laser and imaging techniques to fluid mechanics, Lisbon (Portugal), 4–7 July 2016. [Electron. resource]. Режим доступа: https://ltces.dem.ist.utl.pt/lxllaser/lxllaser2016/finalworks2016/papers/01.5.1_204paper.pdf.
8. **Naumov I. V., Podolskaya I. Yu.** Topology of vortex breakdown in closed polygonal containers // J. Fluid Mech. 2017. V. 820. P. 263–283.
9. **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.
10. **Hamdan M. O., Alawar A., Elnajjar E., et al.** Experimental analysis on vortex tube energy separation performance // Heat Mass Transfer. 2011. V. 47, N 12. P. 1637–1642. DOI: 10.1007/s00231-011-0824-6 s00231-011-0824-6.
11. **Ahmed M. S., Mohamed H. A., El-Wafa A. A.** Experimental study of the energy separation in counter flow vortex tube // Proc. of the 3rd Intern. conf. on energy systems and technologies, Cairo (Egypt), 16–19 Febr. 2015. Cairo: S. n., 2015. P. 1–10.
12. **Пиралишвили Ш. А.** Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Ш. А. Пиралишвили, В. М. Поляев, М. Н. Сергеев. М.: Энергомаш, 2000.
13. **Torrella E., Patiño J., Sánchez D., et al.** Experimental evaluation of the energy performance of an air vortex tube when the inlet parameters are varied // Open Mech. Engng J. 2013. V. 7. P. 98–107.

*Поступила в редакцию 29/VII 2019 г.,
после доработки — 29/VII 2019 г.
Принята к публикации 29/VII 2019 г.*
