

УДК 532.5 + 536.24

Халатов А.А.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ТЕПЛООБМЕН И ГИДРОДИНАМИКА В ПОЛЯХ МАССОВЫХ СИЛ:
ОБЗОР РАБОТ, ВЫПОЛНЕННЫХ В ИТТФ НАН УКРАИНЫ

Часть 1. Закрутка потока в каналах

У статті розглянуті основні результати досліджень теплообміну і гідродинаміки в полях масових сил різної природи. Частина 1: Закрутка потоку в каналах.

В статье рассмотрены основные результаты исследований теплообмена и гидродинамики в полях массовых сил различной природы. Часть 1: Закрутка потока в каналах.

This review provides primary results of the research program of heat transfer and hydrodynamics studies in the field of mass forces of different nature. Chapter 1 – Passage swirling flows.

c – показатель степени в уравнении для энергии закрученного потока;

d – внутренний диаметр трубы, м;

$E = 2\pi \int_0^R P^* V_x r dr$ – энергия закрученного потока, н·м/с;

$f = 2\Delta P_w / (\rho \bar{w}_{cp}^2) (l/d)$ – коэффициент гидравлического сопротивления канала;

G – массовый расход, кг/с;

$K_x = 2\pi \int_0^R \rho V_x V_\phi r dr$ – поток количества движения, н;

k – показатель степени в законе закрутки лопаток завихрителя;

l – длина канала, м;

$M = 2\pi \int_0^R \rho V_x V_\phi r^2 dr$ – поток момента количества движения, н·м;

$Nu_x = \alpha x / \lambda$ – число Нуссельта по длине x ;

Pr – число Прандтля;

P – избыточное статическое давление, Па;

P^* – избыточное полное давление, Па;

P_w – избыточное статическое давление на стенке канала, Па;

\bar{P} – осредненное по сечению канала избыточное статическое давление, Па;

\bar{P}^* – осредненное по сечению канала избыточное полное давление, Па;

R – внутренний радиус канала, м;

$\bar{r} = r/R$ – безразмерный радиус;

$Re_x = V_x \cdot x / \nu$ – число Рейнольдса по продольной координате;

$Re_d = w_{cp} \cdot d / \nu$ – число Рейнольдса по диаметру канала;

$St = \alpha / C_p V_x \rho$ – число Стантона;

T – температура, К;

V_x, V_ϕ – осевая и вращательная компоненты скорости закрученного потока, м/с;

w_{cp} – среднерасходная скорость, м/с;

x, z – продольная и поперечная координаты, м;

y – расстояние по нормали от стенки, м.

α – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·К);

δ – толщина пограничного слоя, м;

Φ^* – интегральный параметр закрутки потока;

ϕ_w – угол закрутки потока на стенке канала, град;

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);

ν – кинематическая вязкость, м²/с;

τ_{xw} – напряжение поверхностного трения в продольном направлении, н/м²;

$\tau_{\phi w}$ – напряжение поверхностного трения в азимутальном направлении, н/м².

Нижние индексы:

o – параметры осевого потока;

w – параметры на стенке канала;

ϕ – закрутка.

Общая характеристика проблемы

Потоки в полях центробежных и инерци-

онных массовых сил являются основой многих теплофизических процессов в теплоэнергетике, энергомашиностроении, теплотехнике,

аэрокосмической технике, машиностроении, химической технологии. Они используются при организации и совершенствовании процессов горения, нагрева и охлаждения, энергоразделения, сепарации и смешении потоков, интенсификации и управлении тепло- и массообменом, а также во многих других приложениях.

Такие потоки характеризуются трехмерной структурой и вторичными течениями в форме вихрей Тейлора и Гертлера, самоорганизацией вихревых структур, активным или консервативным действием массовых сил. Вследствие этого математические модели и методы расчета таких потоков более сложные и отличаются от методов и моделей, разработанных для осевых потоков. Некоторые особенности физической структуры потоков в полях массовых сил рассмотрены на рис. 1. Основополагающий вклад в развитие данной проблемы внесли Кнорре Г.Ф., Устименко Б.П., Дорфман Л.А., Щукин В.К., Меркулов А.П., Гольдштик М.А., Волчков Э.П., Терехов В.И., Халатов А.А., Исаев С.А., Пиралишвили Ш.А., Ligrani P., Syred N.,

Bradshaw P., Owen M., Kobayashi R. и др.

Изучение фундаментальных и прикладных аспектов теплообмена и гидродинамики в полях массовых сил начаты в Институте технической теплофизики Национальной академии наук Украины (ИТТФ НАНУ) в 1983 г. Они охватывают 5 основных направлений (рис. 2): 1. Закрутку потока в каналах, в том числе вихревой эффект Ранка-Хилша, вихревые и циклонные камеры; 2. Поверхностно-вихревые системы (углубления); 3. Криволинейные поверхности и каналы, сопловые аппараты турбомашин с вторичными структурами; 4. Вращающиеся поверхности и каналы; 5. Новые вихревые технологии аэротермодинамики.

По каждому из этих направлений получены приоритетные научные результаты, получившие международное признание, опубликованы обобщающие монографии, предложены и внедрены новые технические решения, защищенные многими патентами и авторскими свидетельствами. По рассматриваемой проблеме защищено более 35 кандидатских и док-

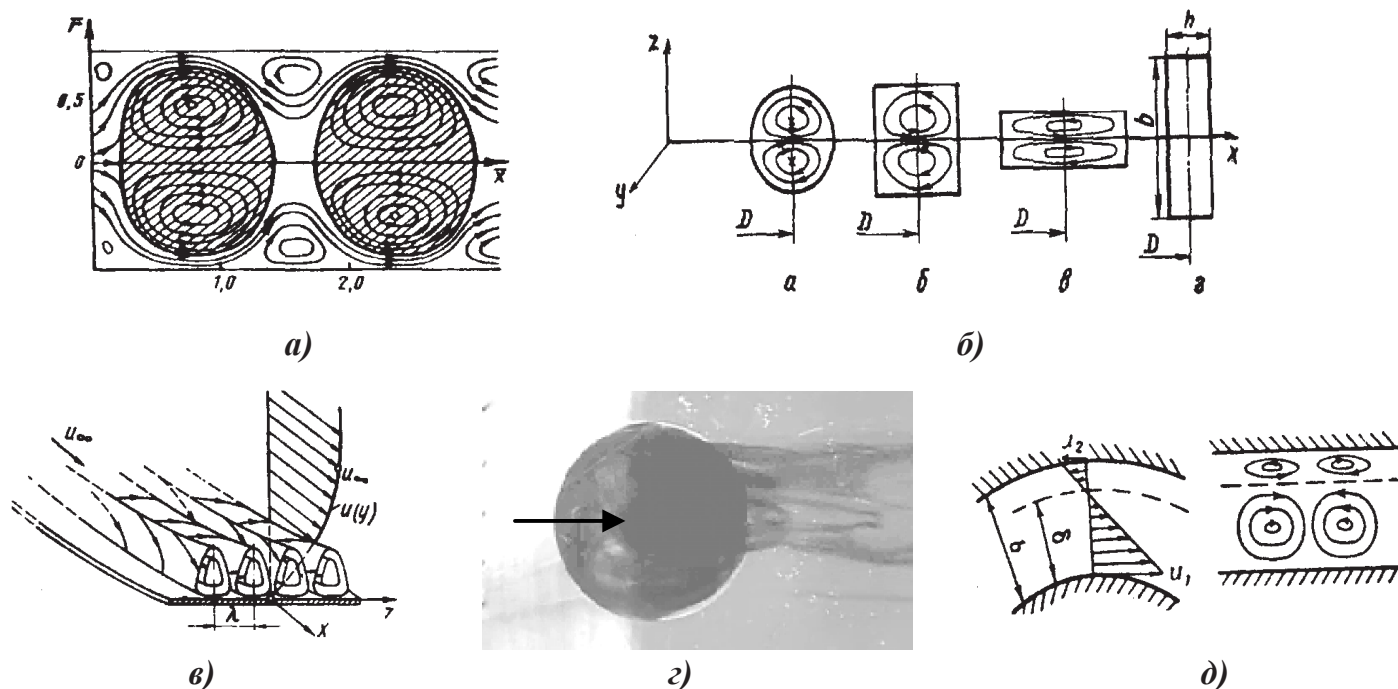


Рис. 1. Структура вторичных течений в полях массовых сил различной природы:
 а – около завихрителя; б – парный вихрь Дина в криволинейном канале; в – вихри Гертлера около вогнутой стенки; г – несимметричная вихревая структура в сферическом углублении; д – вихри Тейлора в зазоре между цилиндрами, вращающимся в различных направлениях.

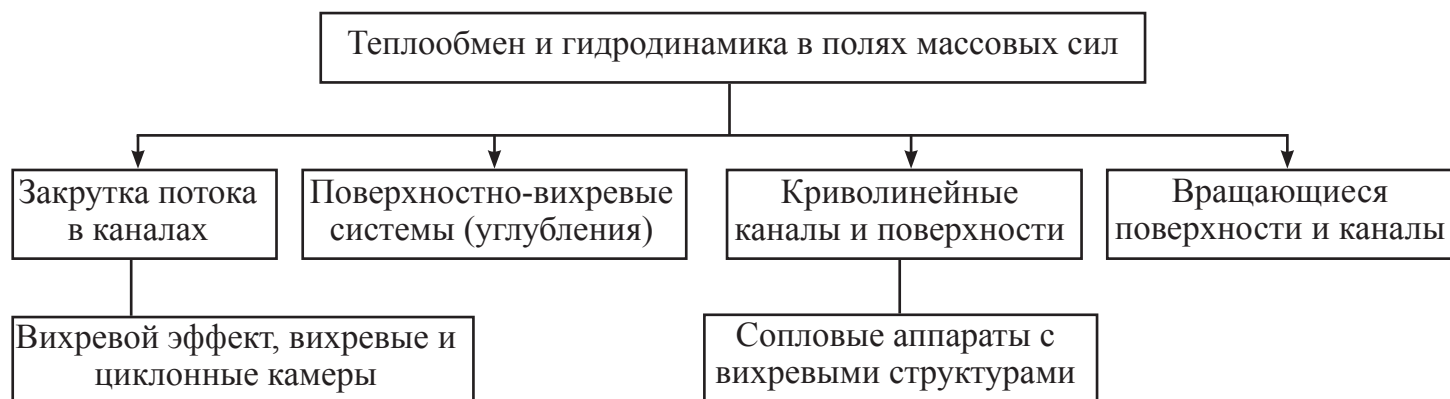


Рис. 2. Четыре группы потоков в полях массовых сил, изучаемые в ИТТФ НАН Украины.

торских диссертаций. Фундаментальные и прикладные исследования удостоены Государственной премии Украины в области науки и техники, двух премий имени выдающихся ученых Национальной академии наук Украины, международных премий НАН Беларуси имени академика А.В. Лыкова и Научного Комитета НАТО, они поддержаны более чем 20 международными научными грантами США, Великобритании, Бельгии, Германии, Испании.

В настоящем обзоре рассмотрены основные итоги этих исследований. Для сокращения объема обзора ссылки сделаны только на обобщающие монографии, в которых приводится полный список опубликованных работ по данной проблеме.

Закрутка потока в каналах

Программа исследований охватывает широкий круг вопросов теплообмена и гидродинамики одно- и двухфазных закрученных потоков в каналах, вихревых и циклонных камерах, а также вихревого эффекта Ранка-Хилша. Изучен широкий диапазон граничных условий характерных для различных приложений. К ним относятся: 1. Геометрическая форма канала (труба, расширяющийся/сужающийся канал, вихревая и циклонная камера, сверхзвуковое сопло Лаваля); 2. Способы и законы начальной закрутки; 3. Относительная длина канала l/d (от 5...150); 4. Диафрагмирование выходного сечения канала; 5. Пористый вдув в закрученный поток. Основное внимание направлено на

более глубокое изучение физической структуры потока и механизма теплообмена, обоснование условий физического подобия, разработку новых математических моделей и более совершенных методов и программ расчета.

В экспериментальном исследовании использовались аксиально-лопаточные (АЛ) и шнековые (Ш) завихрители, вращающиеся вертушки, а при обобщении опытных данных использованы результаты для других типов закручивающих устройств, представленные в литературе. Лопатки АЛ-завихрителей профилировались по степенному закону:

$$V_{\varphi} \cdot r^k = \text{const},$$

где $V_{\varphi}(r)$ – вращательная скорость на выходе из лопаток завихрителя [1, 2]. При постоянном значении осевой скорости на выходе из завихрителя это выражение записывается в следующем виде $\text{tg } \varphi = \text{tg } \varphi_n \cdot (R/r)^k$, где R – радиус канала, φ_n – угол закрутки лопатки на радиусе R . В этом случае при $k = +1,0$ за завихрителем реализуется закон постоянства циркуляции («свободного» вихря), при $n = 0$ обеспечивается постоянство угла закрутки φ по радиусу, а при $k = -1,0$ – вращение по закону «твердого» тела («вынужденного» вихря).

Экспериментальные исследования структуры закрученного потока позволили впервые обнаружить, что вблизи завихрителя ($x/d < 3..4$) радиальное распределение скоростей и давлений определяется конкретным типом завихрителя и интенсивностью закрутки

ки. В этой области на небольшом расстоянии за АЛ-завихрителем частично сохраняется закрутка по закону $V_\phi \cdot r^k = \text{const}$, который «подавляет» турбулентность. Как результат, продольное изменение теплообмена характеризуется ламинарно-турбулентным переходом (рис. 3).

В работе [2] на основе обобщенного метода Релея получено условие консервативного воздействия закрутки на структуру потока, когда массовые силы «подавляют» турбулентность. Это условие имеет следующий вид:

$$[(1 + 2 \cdot k + (k + 1) \cdot \text{tg}^2 \varphi) \cdot [1 + 2 \cdot k + \text{tg}^2 \varphi]^{-1} < 0. \quad (1)$$

Выбирая соответствующие значения k и φ_H , из уравнения (1) можно определить конкретный радиус канала, который характеризует границу между областями консервативного и активного действия массовых сил. С другой стороны, изменение значений k и φ_H позволяет управлять структурой потока вблизи завихрителя ($x/d < 3 \dots 4$), и таким образом изменять интенсивность тепло- и массообмена в этой области. На основном участке круглого канала после перестройки структуры закрученного потока под действием сил вязкости, профили осевой и вращательной скорости связаны универсальным уравнением $r/R \cdot \text{tg} \varphi = \text{tg} \varphi_w$. Здесь происходит «подавление» турбулентности у поверхности канала и ее генерация в приосевой области. Последнее свойство широко используется при организации и стабилизации процессов горения.

Подобие закрученных потоков на основном участке канала ($x/d > 3 \dots 4$) характеризует интегральный параметр закрутки $\Phi_* = M/(K_x R)$, обоснованный в работе [1] и представляющий собой отношение потока момента количества движения M к потоку количества движения K_x в масштабе радиуса канала. Прямые измерения показали, что при $\Phi_* = \text{const}$ радиальные профили осевой и вращательной скорости для различных завихрителей практически идентичны (рис. 4), т.е. подобие закрученных потоков на основном участке характеризуется числом Рейнольдса Re_d и степенью закрутки потока Φ_* [1].

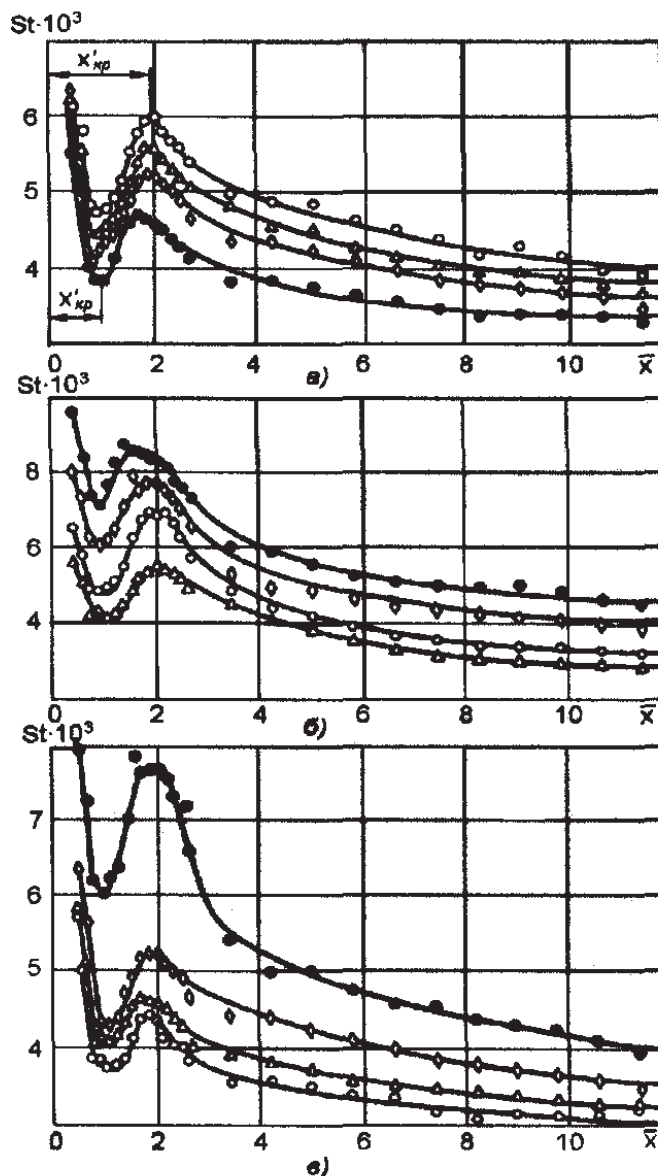


Рис. 3. Локальный теплообмен по длине круглой трубы для различных завихрителей: а – $\varphi_H = 45^\circ, k = 1; Re_d - \text{var}$; б – $k = 3, \varphi_H = 15^\circ \dots 60^\circ; Re_d - \text{var}$; в – $\varphi_H = 45^\circ, k = -1 \dots 3$.

Для основного участка трубы соблюдается однозначная связь между интегральным параметром закрутки Φ_* и поверхностным углом закрутки потока φ_w (рис. 5), который является отношением поверхностных напряжений трения в тангенциальном и продольном направлении ($\text{tg} \varphi_w = \tau_{\varphi_w} / \tau_{xw}$). Эта связь для многих типов закручивающих устройств, установленных на

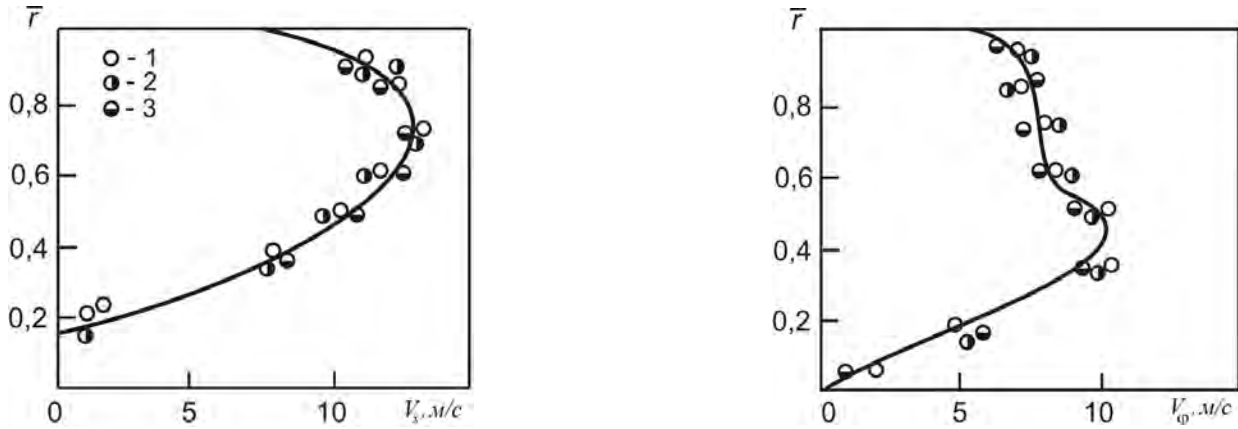


Рис. 4. Осевая и вращательная скорость закрученного потока в круглой трубе при $\Phi_* = 0,5$; $Re_d = 50000$: 1 – $\varphi_n = 30^\circ$, $k = 3$; 2 – $\varphi_n = 45^\circ$, $k = 1$; 3 – $\varphi_n = 45^\circ$, $k = 3$.

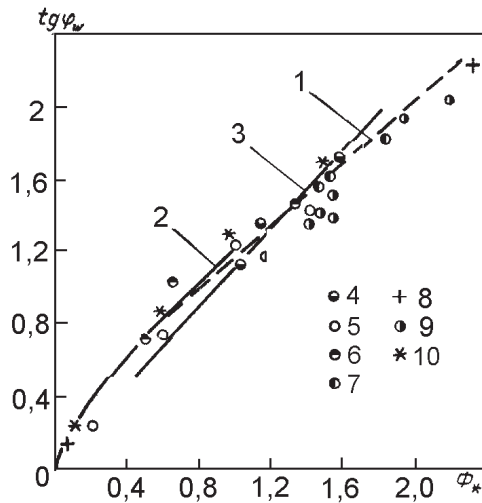


Рис. 5. Связь между интегральным (Φ_*) и локальным ($tg\varphi_w$) параметрами подобия закрученных потоков [1]: 1 – Обобщающее уравнение (1); 2 – Аксиально-лопаточный завихритель (воздух); 3 – Вращающаяся секция (вода); 4 – 8: экспериментальные данные для воздуха и воды (тангенциальный завихритель, тангенциально-лопаточный завихритель, вращающаяся секция, аксиально-лопаточный завихритель).

входе в цилиндрический канал, при различных граничных условиях определяется уравнением [1, 2]:

$$tg\varphi_w = M \cdot \Phi_*^m, \quad (2)$$

где для открытой трубы и полной закрутки по-

тока $M = 1,18$ и $m = 0,76$. Наличие такой однозначной связи обусловлено универсальным соотношением между осевой и вращательной компонентами скорости в форме уравнения $r/R \cdot tg\varphi = const$, которое выполняется на большей части сечения канала. В общем виде это уравнение имеет следующий вид: $r/R \cdot tg\varphi = tg\varphi_w$. Для частичной закрутки потока на входе в трубу $M = 1,05$, $m = 0,83$, для пористой трубы соблюдается уравнение $tg\varphi_w = 1,02 \cdot \Phi_* + 0,23$, а для сужающегося конического канала – $tg\varphi_w = 1,47 \cdot \Phi_* - 0,07$.

Полученные результаты позволили сделать важный практический вывод о том, что безразмерный параметр $tg\varphi_w$ также характеризует кинематическое подобие закрученных потоков в трубах и каналах при разнообразных граничных условиях и может использоваться при обобщении опытных данных [1]

Текущая степень закрутки потока в открытой круглой трубе длиной 150 диаметров определяется следующими уравнениями:

$$\Phi_* / \Phi_{*BX} = \exp(-p_1 \cdot X), \quad X < X_1, \quad (3)$$

$$\Phi_* / \Phi_{*BX} = \exp[(p_2 - p_1) \cdot X_1 - p_2 \cdot X], \quad X > X_1, \quad (4)$$

где Φ_{*BX} – начальная степень закрутки потока ($x = 0$), определяемая на основе рекомендаций, приведенных в [1, 2]; $X_1 = 0,48 + 0,66 \cdot \Phi_{*BX}$; $p_1 = 0,44 + 0,03 \cdot \Phi_{*BX}$; $p_2 = 0,36 + 0,05 \cdot \Phi_{*BX}$; $X = \bar{x} Re_d^{-0,25}$ – безразмерная продольная координата; $\bar{x} = x/d$. Эти уравнения получены в

широком диапазоне изменения начальной закрутки потока $\Phi_{*вх}$ от 0,4 до 2,5. Для других граничных условий (пористая труба, сужающийся канал) уравнения для текущей степени закрутки потока приведены в работах [1–3]. На этой основе в работе [1] получены универсальные уравнения, характеризующие локальные и интегральные характеристики закрученного потока в круглой трубе.

Анализ профиля осевой скорости показывает, что закрученный поток является сложным течением и включает область пограничного слоя (пристенного течения), а также зоны прямого и обратного струйного потока. При уменьшении интенсивности закрутки осевая скорость около поверхности и статическое давление уменьшаются, а в приосевой области – увеличиваются. Наличие зон положительного и отрицательного градиентов давления (скорости), трехмерность структуры потока и анизотропия турбулентности являются основными трудностями при разработке приемлемых по точности методов и математических моделей расчета.

Практически важными являются уравнения, характеризующие поток количества движения и поток момента количества движения в произвольном сечении трубы, полученные на основе обобщения опубликованных данных:

$$\frac{K_x}{G w_{cp}^2} = 1 + 0,18 \cdot \Phi_*^{1,2}, \quad \frac{M}{G \Gamma_*} = 0,85 \cdot \Phi_*^{0,12}, \quad (5)$$

где G – массовый расход; w_{cp} – среднерасходная скорость; Γ_* – максимальное значение циркуляции вращательной скорости $\Gamma_* = V_\varphi \cdot r$ в произвольном сечении канала.

Важной характеристикой закрученного потока является его переход к осевому стабилизированному течению в трубе. Обобщение экспериментальных данных для завихрителей различного типа на входе в трубу позволило получить уравнение [1, 2]

$$\bar{x}_n / \bar{x}_{n0} = 1 + (5,7 - 8 \cdot 10^{-6} Re_d) (\Phi_{*вх} - 0,1)^{(0,57 - 7 \cdot 10^{-7} \cdot Re_d)}, \quad (6)$$

где $\bar{x}_n = x_n / d$ – относительная длина «вы-

рождения» начальной закрутки; \bar{x}_{n0} – относительная длина гидродинамического начального участка для осевого турбулентного потока. Как следует из уравнения (6), закрученный поток переходит к осевому стабилизированному течению при $\Phi_{*вх} \approx 0,1$. Турбулентные характеристики закрученного потока соответствуют осевому стабилизированному потоку на длине, которая превышает значение \bar{x}_n на 10...20 %.

Структура пограничного слоя (области пристенного течения) турбулентного закрученного потока в цилиндрическом канале подробно изучена в работе [1]. Уравнения, характеризующие профили осевой и суммарной скорости в области пристенного течения в универсальных координатах пограничного слоя, имеют следующий вид:

$$\varphi_x = 5,5 + 6,13 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,43} + [5,75 - 4,22 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,38}] \cdot \lg \eta_x, \quad (7)$$

$$\varphi_\Sigma = 5,5 + 4,65 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,26} + [5,75 - 3,36 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,30}] \cdot \lg \eta_\Sigma. \quad (8)$$

Здесь: $\varphi_x = V_x / V_{x*}$; $\varphi_\Sigma = V_\Sigma / V_{\Sigma*}$; $\eta_x = y \cdot V_{x*} / \nu$; $\eta_\Sigma = y \cdot V_{\Sigma*} / \nu$ – безразмерные координаты пограничного слоя; $V_{x*} = (\tau_{xw} / \rho)^{0,5}$; $V_{\Sigma*} = (\tau_{\Sigma w} / \rho)^{0,5}$ – осевая и суммарная динамическая скорости; V_Σ – суммарная скорость закрученного потока.

Как следует, наиболее заметное отклонение от закономерностей осевого потока наблюдается в области $\Phi_* = 0,15 \dots 0,5$, а переход к закономерностям осевого стабилизированного потока происходит при $\Phi_* \approx 0,07$ ($\approx 9^\circ$). Уравнения, характеризующие верхнюю границу закона на стенки (7, 8) имеют следующий вид [1, 2]:

$$\eta_{x0} / \eta_0 = 1 - 0,57 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,46},$$

$$\eta_{\Sigma 0} / \eta_0 = 1 - 0,46 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,39}, \quad (9)$$

где $\eta_0 \approx 1000 \dots 1100$ – верхняя граница логарифмического закона для осевого стабилизированного потока в трубе. Измерения также показали, что по толщине пограничного слоя отношение вращательной и осевой скоростей

потока ($\text{tg}\varphi$) практически постоянно и равно предельному углу закрутки потока на стенке канала $\text{tg}\varphi_w$.

Степенные аппроксимации профиля скорости в пограничном слое подчиняются следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} n_0/n &= 1 + 0,78 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,7}, \\ m_0/m &= 1 + 1,4 \cdot (\Phi_* - 0,07)^{0,9}, \end{aligned} \quad (10)$$

где n , m – показатели степени для осевой и суммарной скорости; $n_0 = m_0$ – те же показатели для осевого стабилизированного течения в трубе. Уравнения для расчета толщины вязкого подслоя закрученного потока приведены в работе [1].

При большой степени закрутки у оси открытой трубы возникает обратное осевое течение, радиус которого определяется уравнением $\bar{r}_0 = 0,3(\Phi_* - 0,24)^{0,72}$. При закрутке воды в трубах зона разрежения возникает при $\Phi_* > 0,95$. Радиус максимального значения вращательной скорости характеризуется уравнением $\bar{r}_{\varphi m} = 0,51 \cdot \Phi_*^{0,41}$, при $\Phi_* > 1,8$ величина $\bar{r}_{\varphi m}$ изменяется слабо и составляет $0,62 \dots 0,64$. При малых значениях $\Phi_* = 0,23 \dots 0,5$ величина $\bar{r}_{\varphi m}$ равняется $0,35 \dots 0,37$. Для завихрителей с законом закрутки «твердого тела» (шнек, скрученная лента, вращающаяся секция) значение $\bar{r}_{\varphi m}$, вычисленное по вышеприведенному уравнению, необходимо увеличить на $10 \dots 15\%$.

Одной из важных интегральных характеристик закрученного потока является его энергия

$$E, \text{ определяемая уравнением } E = 2\pi \int_0^R P^* V_x r dr.$$

Продольное изменение энергии потока в трубе определяется автомодельным по числу Рейнольдса экспоненциальным уравнением $E = E_0 \cdot \exp[-c \cdot \bar{x}]$, где E_0 – энергия потока на входе; c – показатель степени, зависящий от степени закрутки потока на входе и относительной длины канала [1]. В частности, для трубы длиной $l/d = 150$ он определяется уравнением $c = 1,36 \cdot 10^{-2} \cdot \Phi_*^{0,43}$.

Энергия закрученного потока на выходе из канала длиной l и диаметром d определяется

уравнением $E_{\text{вых.}} = E_0 \cdot \exp[-c(l/d)]$, а гидравлические потери в канале находятся из выражения $\lambda = \frac{dE/d\bar{x}}{G w_{\text{cp}}^2 / 2} = 2 \cdot c \cdot E / (G \cdot w_{\text{cp}}^2)$. Гидравлические потери в закручивающем устройстве определяются типом закручивающего устройства и начальной интенсивностью закрутки $\Phi_{*\text{вх.}}$. Уравнения для расчета отдельных составляющих гидравлического сопротивления в трубах различной длины представлены в работах [1, 2].

Для осредненного по сечению канала избыточного статического (\bar{P}) и избыточного полного (\bar{P}^*) давления при течении воздуха выполняются следующие уравнения:

$$\begin{aligned} P_w / \bar{P} &= 1 + 1,77 \cdot \Phi_*^{1,6}, \\ \bar{P}^* / P_w &= 1,08 - 0,1 \cdot \Phi_*. \end{aligned} \quad (11)$$

Из второго уравнения следует важный практический вывод, о том, что избыточное статическое давление на стенке канала приблизительно равно среднему по сечению избыточному полному давлению. Из этого равенства также следует важное соотношение $P_w \approx \rho \cdot E / G$, которое показывает, что избыточное давление на стенке канала с точностью до константы характеризует энергию потока в том же сечении. Этот вывод использован в работе [1] при обосновании метода определения гидравлического сопротивления в трубе с закруткой потока.

Большой цикл исследований выполнен по изучению влияния сложных граничных условий на гидродинамику закрученного потока. К ним относятся: относительная длина канала (l/d до 150), частичная закрутка потока на входе, диафрагмирование выходного сечения трубы, пористый вдув. При частичной закрутке (осевой поток у стенки) перемешивание осевого и закрученного потоков (в центральной части канала) завершается на длине канала $\bar{x} = 3 \dots 5$ и далее в канале формируются условия близкие к течению на основном участке трубы при полной закрутке потока на входе. На этом участке выполняется однозначная связь между локальным и интегральным параметрами закрутки в форме

степенного уравнения $\text{tg}\varphi_w = M \cdot \Phi_*^m$ ($M = 1,05$; $m = 0,83$), которое близко к уравнению (2) для трубы с полной закруткой потока на входе. Из этого следует важный вывод о том, что на основном участке канала с частичной закруткой потока на входе расчет локальных и интегральных параметров можно осуществлять по уравнениям для полной закрутки потока на входе.

Диафрагмирование цилиндрического канала (конический канал на выходе) способствует уменьшению осевой скорости у стенки и формированию интенсивного вихря в приосевой области канала за счет увеличения вращательной скорости (рис. 6). Одновременно происходит «подавление» турбулентности у поверхности канала и в приосевом вихре за счет сильного ускорения.

Для закрученного потока в диафрагмированной трубе длиной $l/d = 14,7$ при $d_d/d < 0,75$, где d_d – диаметр диафрагмы, предложены следующие соотношения:

$$\frac{P_w}{P} = (1 + 1,77 \cdot \Phi_*^{1,6}) [1,15 \cdot \left(\frac{d_d}{d}\right)^2 - 0,15], \quad (12)$$

$$\frac{K_x}{G w_{cp}^2} = 1 + 0,08 \cdot \Phi_*^2,$$

причем снижение радиуса максимальной вращательной скорости (рис. 6, б) при $\Phi_* > 0,5$ подчиняется уравнению $\bar{r}_{\varphi m} = 0,56 \cdot \Phi_*^{0,7} [1,42(d_d/d) - 0,42]$.

Вдвиг воздуха в закрученный воздушный поток изучался в пористой трубе диаметром 80 мм и длиной $l/D = 13,7$. В начальных сечениях канала за счет снижения поверхностного трения происходит незначительное увеличение осевой скорости, однако в последующих сечениях формирование профиля осевой скорости полностью определяется увеличением массы воздуха в канале и уменьшением интенсивности закрутки. Вследствие этого максимальное значение осевой скорости возрастает по абсолютной величине, но смещается к оси канала. Вращательная скорость в начальных сечениях незначительно возрастает, а ее максимальное значение смещается к центру канала.

Связь между локальным и интегральным параметрами закрутки в пористой трубе определяется уравнением $\text{tg}\varphi_w = 1,02 \cdot \Phi_* + 0,23$. В области $\Phi_* = 0,3 \dots 1,0$ при $\Phi_* = \text{const}$ данные для проницаемой трубы отличаются от данных, соответствующих непроницаемой трубе в пределах 6...14 %. По длине пористой трубы параметр закрутки потока изменяется в соответствии с выражением (3), где показатель степени определяется уравнением $p_1 = p_1^0 \cdot (1 + 80 \cdot V_0 \cdot \Phi_{*вх}^{0,76})$. Здесь $V_0 = (\rho v)_w / (\rho V_{x\text{cp}})_{вх}$ – параметр вдува; p_1^0 – показатель степени для непроницаемой трубы, определяемый уравнением $p_1^0 = 0,44 + 0,03 \cdot \Phi_{*вх}$.

Как и в непроницаемой трубе, параметр

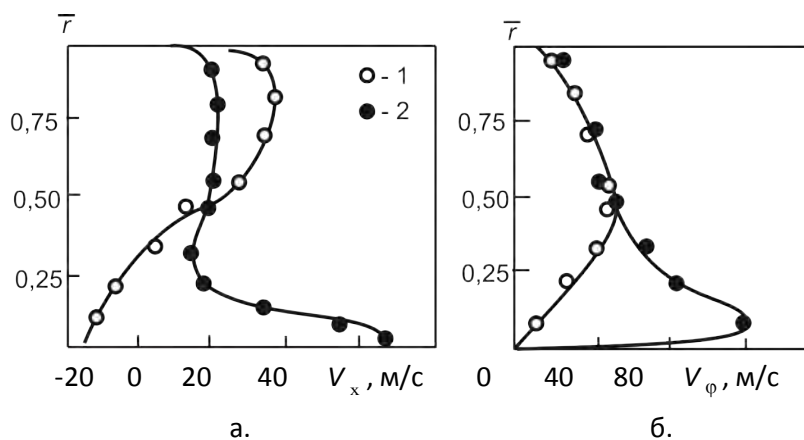


Рис. 6. Влияние диафрагмирования выходного сечения трубы ($l/d = 14,7$) на профиль осевой (а) и вращательной (б) скорости закрученного потока. Завихритель $\varphi_n = 60^\circ$, $k = 3$; $Re_d = 1,1 \cdot 10^5$; 1 – открытая труба ($d_d/d = 1,0$); 2 – диафрагма на выходе из трубы ($d_d/d = 0,5$).

закрутки потока Φ_* в пористой трубе однозначно определяет локальные и интегральные характеристики закрученного потока. В связи с этим, расчет локальных и интегральных параметров закрученного потока на основном участке канала пористого канала можно осуществлять по уравнениям, полученным для полной закрутки потока в трубе с учетом изменения величины Φ_* за счет вдува. Особенности локальной, интегральной и турбулентной структуры потока, характеристики пограничного слоя при вдуве в закрученный поток рассмотрены в работе [1].

Течение в сужающемся коническом канале характеризуется ускорением потока и перестройкой структуры закрученного потока. На рис. 7 представлены профили осевой скорости в коническом канале с углом входа $2\beta = 24^\circ$. Здесь $m = (d_k/d_0)^2$, где d_k и d_0 – диаметр выходного и входного сечения конического канала, \bar{Re}_{d_0} – среднерасходное число Рейнольдса на входе в канал. В исследованиях для выравнивания азимутальной неравномерности потока перед коническим каналом (сразу после завихрителя) устанавливался цилиндрический участок длиной $\bar{x} = 0,2$, поэтому вход в конический канал соответствует координате $\bar{x} = -0,2$.

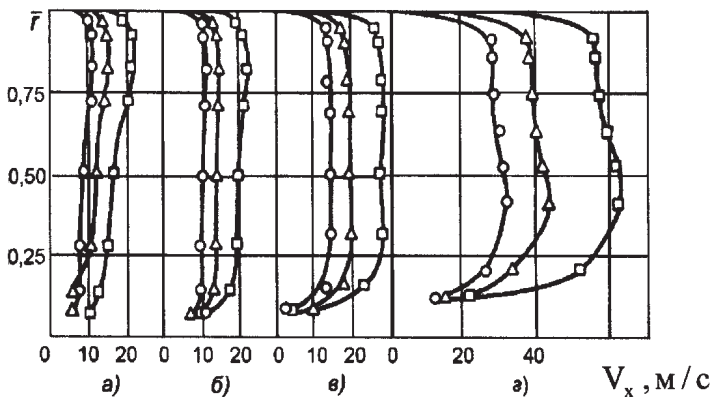


Рис. 7. Трансформация осевой компоненты скорости по длине сужающегося конического канала: $\varphi_n = 45^\circ, k = 3; 2\beta = 24^\circ; m = 0,25; \circ - \bar{Re}_{d_0} = 5,3 \cdot 10^4; \Delta - \bar{Re}_{d_0} = 7,5 \cdot 10^4; \square - \bar{Re}_{d_0} = 10,8 \cdot 10^4; a - \bar{x} = -0,2; б - \bar{x} = -0,125; в - \bar{x} = 0,425.$

По мере увеличения продольной координаты вследствие сужения канала происходит увеличение осевой скорости, причем особенно интенсивно в центральной области канала ($r/R = 0,25 \dots 0,50$). Это приводит к постепенному вырождению максимума осевой скорости около стенки и его формированию в центральной области. Вращательная скорость по длине конического канала увеличивается и в произвольном сечении может быть найдена из уравнения $V_\varphi(r) = V_{\varphi_0}(r)(R/R_0)$, которое характеризует сохранение циркуляции вращательной скорости. Здесь R_0 и R – радиус конического канала на входе и в произвольном сечении канала; $V_{\varphi_0}(r)$ и $V_\varphi(r)$ – радиальный профиль вращательной скорости на входе ($\bar{x} = -0,2$) и в произвольном сечении канала. Радиус максимального значения вращательной скорости определяется выражением $\bar{r}_{\varphi m} = \bar{r}_{\varphi m}^0 \cdot (F_0/F)$, где $\bar{r}_{\varphi m}^0 = r_{\varphi m}^0 / R_0$, F_0 – относительный радиус максимального значения вращательной скорости (с учетом диафрагмирования канала) и площадь канала на входе; $\bar{r}_{\varphi m} = r_{\varphi m} / R$; F – то же в произвольном сечении канала. Как следует, осевая скорость по длине канала возрастает быстрее, чем вращательная, поэтому угол закрутки потока уменьшается во всех сечениях конического канала для всех значений r .

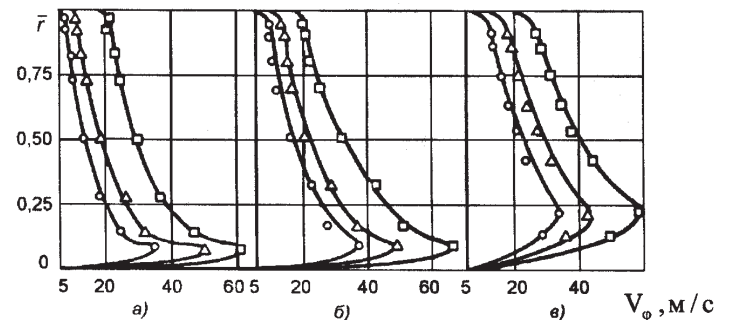


Рис. 8. Трансформация вращательной компоненты скорости по длине сужающегося конического канала: $\varphi_n = 45^\circ, k = 3; 2\beta = 24^\circ; m = 0,25; \circ - \bar{Re}_{d_0} = 5,3 \cdot 10^4; \Delta - \bar{Re}_{d_0} = 7,5 \cdot 10^4; \square - \bar{Re}_{d_0} = 10,8 \cdot 10^4; a - \bar{x} = -0,2; б - \bar{x} = -0,125; в - \bar{x} = 0,425.$

Степень воздействия сужения канала на локальные характеристики закрученного потока зависит от геометрических характеристик канала и интенсивности закрутки потока. Уменьшение модуля канала m приводит к более резкому проявлению особенностей, обусловленных сужением канала. Изменение угла 2β при $m = \text{const}$ слабо отражается на распределении локальных параметров потока в сечениях с одинаковым значением отношения R/R_0 . Увеличение интенсивности начальной закрутки потока при $m = \text{const}$ усиливает эффекты, обусловленные сужением канала.

Изменение интенсивности закрутки потока по длине сужающего канала определяется уравнением $\Phi_* = \Phi_{*вх} \cdot \exp(-p \cdot \bar{x})$, где $p = 0,27 + 2\beta - 0,11 \cdot \Phi_{*вх}$ (угол β в радианах), а связь между локальным и интегральным параметрами закрутки – уравнением $\text{tg}\varphi_w = 1,47 \cdot \Phi_* - 0,07$, которое практически соответствует уравнению $\text{tg}\varphi_w = 1,13 \cdot \Phi_*^{0,82}$ для цилиндрического канала длиной $l/d = 150$.

Течение сжимаемого закрученного потока в сопле Лавалья характеризуется специфическими особенностями. Так как ускорение потока более заметно в приосевой области сопла, то переход через скорость звука на оси сопла происходит гораздо раньше критического сечения, а у поверхности сопла – сразу за критическим сечением. Сверхкритическое течение закрученного потока характеризуется течением с преобладанием вращательного движения на оси сопла, а дозвуковое – течением с преобладанием поступательного движения. Переход от одного типа движения к другому происходит скачкообразно после достижения определенного значения параметра закрутки. Более подробно особенности закрученного потока в сопле Лавалья рассмотрены в работе [2].

На рис. 9 представлены результаты обобщения представленных в литературе теоретических и экспериментальных данных по коэффициенту расхода μ_Φ сверхзвукового сопла Лавалья. Здесь $a_* = (\kappa - 0,5)^{0,5} (V_{\varphi w} / a_0)$ – параметр закрутки потока Магера; κ – показатель адиабаты; $V_{\varphi w}$ – вращательная скорость на стенке сопла; a_0 – скорость звука, соответствующая

полной температуре потока. Большой разброс данных свидетельствует о значительном влиянии способа закрутки на коэффициент расхода сопла. Наибольшее влияние на этот коэффициент оказывает закрутка по закону постоянства циркуляции с преобладанием в ядре потока вращательного движения, а наименьшее – закрутка по закону «твердого тела».

Таким образом, за счет изменения закона закрутки на входе в сопло расход газа может изменяться в широких пределах при неизменном полном давлении на входе в сопло. Этот факт был использован в малоразмерных соплах для изменения тяги в широких пределах при постоянном расходе. В случае нахождения источни-

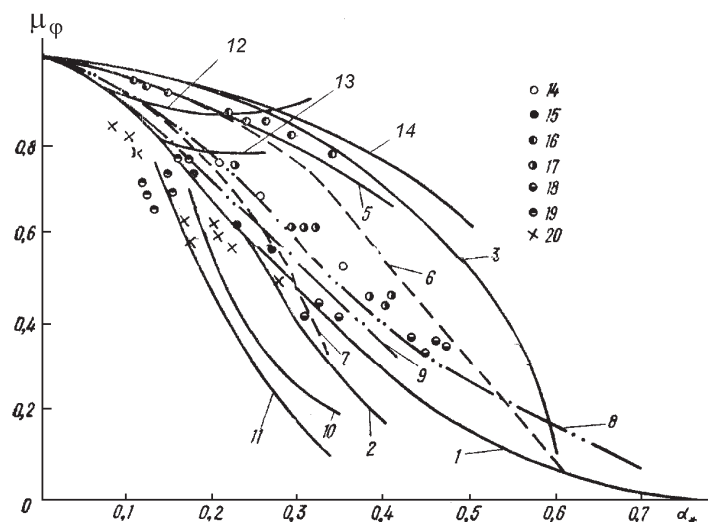


Рис. 9. Коэффициент расхода при течении закрученного потока в сверхзвуковом сопле Лавалья [2]: 1, 2 – Потенциальное вращение; 3, 4 – Квазитвердое вращение потока (винтовой поток); 6, 7 – Составной профиль; 8, 9 – Экспоненциальный закон; 10, 11 – Потенциальное вращение потока (преобладание вращения в ядре потока); 12, 13 – Потенциальное вращение потока (преобладание поступательного движения в ядре потока); 14 – Аксиально-лопаточный завихритель, $l/d = 0,7$ (ЦИАМ, Россия); 15 – Тангенциальный завихритель, $l/d = 1,5$; 16 – то же, $l/d = 0$; 17-19 – то же (17 – $l/d = 1,5 \dots 3$; 18, 19 – $l/d = 1,0$; $T_f^* = 1500$ K); 20 – то же, $l/d = 1,5$.

ка закрутки на входе в сопло опытные данные различных авторов удовлетворительно описываются уравнением $\mu_\phi = \exp(-0,78\alpha_*)$. При установке перед соплом цилиндрического участка длиной до трех диаметров входного сечения сопла коэффициент расхода уменьшается на 30...60 % и опытные данные с погрешностью ± 20 % характеризуются уравнением $\mu_\phi = \exp(-1,8\alpha_*)$.

Закрутка потока является одним из эффективных способов повышения преобразования кинетической энергии потока в потенциальную в диффузорах. На эффективность диффузора C_R наиболее заметное влияние оказывают угол раскрытия диффузора, закон закрутки на входе и режим течения [1]. Данные, представленные на рис. 10, показывают, что при $F_2/F_1 > 2,5$ эффективность диффузора с закруткой потока выше, чем при течении осевого потока. При увеличении угла закрутки ϕ_w эффективность диффузора с закруткой сначала увеличивается, а потом – уменьшается. Для угла раскрытия $2\theta = 8...30^\circ$ и закона «твердого тела» на входе оптимальное значение угла закрутки потока, соответствующее максимальному значению C_R , составляет $20...25^\circ$. Слабая закрутка при больших углах раскрытия диффузора не способствует улучшению эффективности диффузора (рис. 10; символы 4, 5). Таким образом,

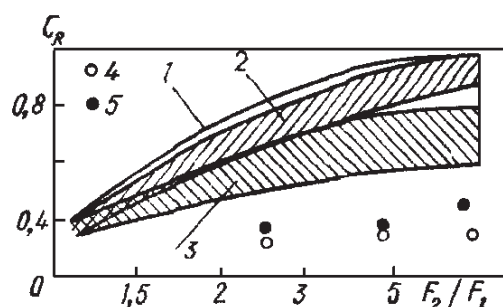


Рис. 10. Эффективность конических диффузоров с углом раскрытия $2\theta = 4...16^\circ$; 1 – идеальный диффузор ($C_R = 1 - F_1/F_2$); 2 – закрученный поток (угол закрутки на входе $\phi_w = 28...52^\circ$); 3 – осевой поток; 4, 5 – $2\theta = 31^\circ$ – осевой и закрученный поток, соответственно.

согласование угла раскрытия диффузора и угла закрутки потока играет важную роль при оптимизации диффузоров с закруткой потока.

На рис. 11. приведены опытные данные, которые характеризуют потери полного давления при течении закрученного потока в 90° повороте, установленном на выходе из цилиндрического канала с наклонно-тангенциальной закруткой потока [3]. При $G_d/G_\Sigma = 0$ (нет дополнительной подачи воздуха в торцевой области канала) сопротивление завихрителя составляет $0,5...0,6$, что почти в два раза меньше, чем для осевого потока (для осевого потока сопротивление диффузора составляет $1,0$). При $b_1 = 59$ мм (длина тангенциального завихрителя) с увеличением расхода дополнительного потока потери возрастают и при $G_d/G_\Sigma \approx 0,13$ наблюдается локальный максимум. При дальнейшем увеличении отношения G_d/G_Σ коэффициент расхода вновь уменьшается. При $b_1 = 47$ мм коэффициент сопротивления сохраняется примерно постоянным до значения $G_d/G_\Sigma \approx 0,12$, а затем возрастает. В этом случае сопротивление диффузора с закруткой потока меньше, чем при течении осевого потока до значений $G_d/G_\Sigma \approx 0,18$. Неоднозначный характер поведения коэффициента сопротивления выходного поворота для различной степени закрутки потока на входе связан со сложным характером взаимодействия основного и дополнительного закрученных потоков.

Использование параметра подобия Φ_* и учет особенностей гидродинамики закрученного потока позволили на единой методологической основе обобщить опытные данные по теплообмену при различных граничных условиях. На рис. 12 представлены обобщающие уравнения, характеризующие относительную функцию теплообмена при различных способах и законах начальной закрутки потока [1 - 4]. Здесь $\psi_\phi = (St/St_0)_{Re_T^{**}}$; St – число Стантона, вычисленное по осевой скорости закрученного потока около стенки канала в соответствии с уравнением $V_{xm}/w_{cp} = 0,92 + 0,55 \cdot \Phi_*$ ($\Phi_* > 0,2$); Re_T^{**} – число Рейнольдса по толщине потери

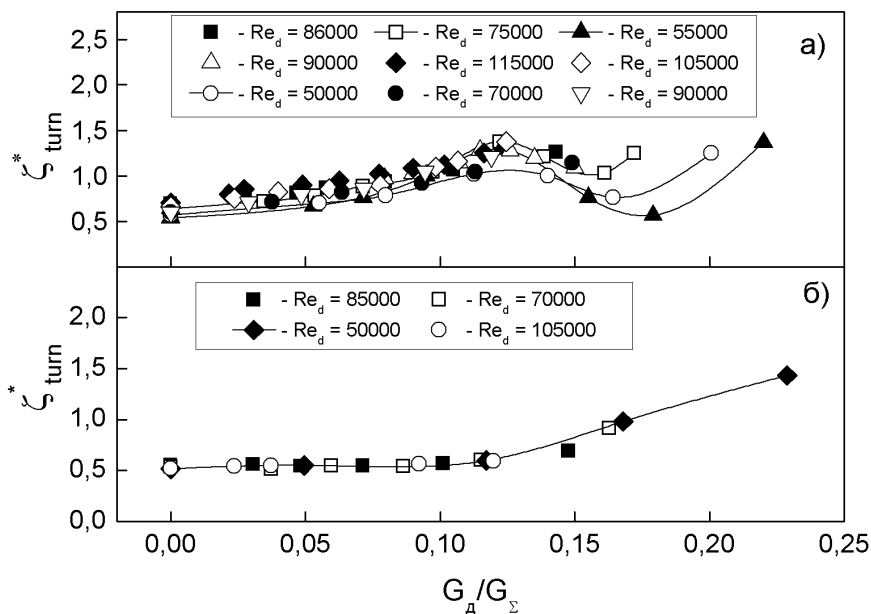


Рис. 11. Потери полного давления в диффузоре с закруткой потока:
 а) и б) – ширина тангенциального завихрителя $b_1 = 59$ и 47 мм, соответственно;
 высота тангенциального завихрителя – $1,0$ мм.

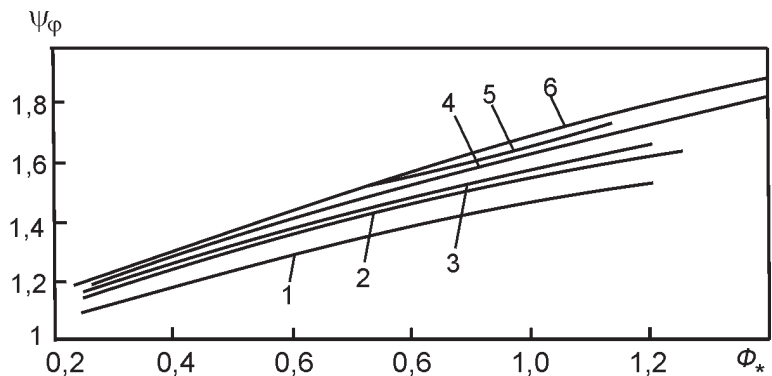


Рис. 12. Относительная функция теплообмена при течении закрученного потока в трубе [1, 2]: 1 – АЛ-завихритель, открытая труба, $l/d = 150$; 2 – АЛ-завихритель, частичная закрутка на входе (диафрагма на выходе), $l/d = 15$; 3 – АЛ-завихритель, полная закрутка на входе (диафрагма на выходе), $l/d = 15$; 4 – Ш-завихритель с центральным телом и отверстием у оси, $l/d = 20$; 5 – АЛ-завихритель, пористая труба (вдвух воздуха, диафрагма на выходе), $l/d = 12,5$; 6 – Ш-завихритель с центральным телом, $l/d = 20$.

энергии; w_{cp} – среднерасходная осевая скорость. Осредняющее уравнение для данных, представленных на рис. 12, имеет следующий вид $\psi_\phi = 1 + 0,58 \cdot (\Phi_* - 0,10)^{0,8}$, т.е. переход к осевому стабилизированному течению завершается при $\Phi_* \approx 0,10$. При использовании фактора интенсификации теплообмена ϵ_ϕ , где

$\epsilon_\phi = (Nu_x / Nu_{x0})_{Re_x}$, рекомендуется использовать уравнение $Nu_x = Nu_{x0} \cdot (1 + 0,5 \cdot \Phi_*)^{0,75}$. Здесь в числе Рейнольдса для числа Nu_{x0} используется максимальное значение осевой скорости у поверхности канала V_{x0} .

В практических расчетах часто использу-

ется подход, основанный на теории винтовой линии тока, когда в уравнении подобия для плоской пластины в числах Рейнольдса и Нуссельта в качестве определяющей длины используется длина винтовой линии, а в качестве характерной скорости – суммарная скорость закрученного потока вблизи поверхности канала. Оценки, сделанные в работах [1, 5], показывают, что такой подход является приемлемым только при очень слабой закрутке потока ($\Phi_* < 0,2$). При $\Phi_* > 0,2$ дополнительное влияние на теплообмен оказывает вихревое перемешивание закрученного потока (сомножитель в уравнении подобия для винтовой теории), которое определяется уравнением (рис. 13) $\varepsilon_* = 1 + 0,5 \cdot (\Phi_* - 0,18)^{1,06}$.

В работе [1] выполнено развитие асимптотической теории пограничного слоя ($Re^{**} \rightarrow \infty$ на случай закрученного потока. В соответствии с этой теорией относительная функция закрутки, характеризующая теплообмен, описывается уравнением:

$$\psi_\varphi = (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{0,5} \cdot [1 - 0,5 \cdot b_* / (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{0,25}]^{-2},$$

где b_* – параметр, учитывающий пространственную природу турбулентности закрученного потока. В области $\Phi_* < 0,7$ численное значение этого параметра определяется уравнением $b_* = 0,24 \cdot \Phi_*^{0,46}$. Профиль скорости в пограничном слое закрученного потока описывается уравнением:

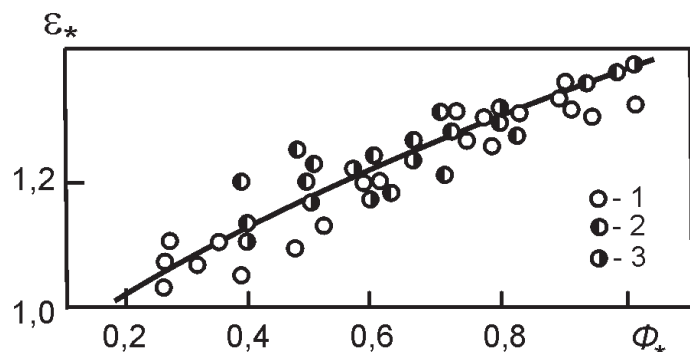


Рис. 13. Влияние вихревого перемешивания на теплообмен в трубе с закруткой потока.

Аксиально-лопаточный завихритель:

1 – $\varphi_n = 45^\circ$, $k = 1$; 2 – $\varphi_n = 45^\circ$, $k = 3$;

3 – $\varphi_n = 15^\circ$, $k = 1$. Линия – обобщающее уравнение $\varepsilon_* = 1 + 0,5 \cdot (\Phi_* - 0,18)^{1,06}$.

$$\omega_x = [1 - \exp(-b_* \cdot \omega_0 / \gamma)] / [1 - \exp(-b_* / \gamma)],$$

где $\gamma = (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{0,5}$, ω_0 – профиль скорости при отсутствии закрутки; $\omega = V_x / V_{xm}$; V_{xm} – максимальное значение осевой компоненты скорости около поверхности. Как следует, под воздействием закрутки потока профиль осевой скорости в пограничном слое становится более заполненным.

При выполнении приближенных расчетов в области $Re_d = 10^4 \dots 10^6$ средняя турбулентная вязкость закрученного потока для различных завихрителей может определяться из уравнения [2]: $\mu_T / \mu = 1,78 \cdot 10^{-3} \cdot Re_d^{0,93}$ где Re_d – число Рейнольдса по диаметру канала.

Выше были рассмотрены примеры трехмерного закрученного потока с преобладанием осевой и вращательной скорости. На торцевой поверхности вихревой камеры при течении закрученного потока от периферии камеры к ее центру трехмерный пограничный слой закрученного потока характеризуется преобладанием вращательной и радиальной скорости, направленной к оси камеры. При этом в пограничном слое около торцевой поверхности вихревой камеры возможны два режима течения. Развивающийся режим характеризуется отличной от нуля радиальной скоростью в ядре потока, при этом часть потока проходит вне пограничного слоя, а вращательная скорость по радиусу камеры изменяется в соответствии с законом сохранения циркуляции. Область развивающегося течения формируется, начиная с места подачи потока в вихревую камеру. Развиваемый режим характеризуется нулевой радиальной скоростью в ядре потока, когда весь закрученный поток проходит через пограничный слой. Граница между развивающимся и развитым режимами течения определяется уравнением $\bar{r}_s^* = 1 - 0,42 Ro^{1,25} Re_k^{0,25}$. Здесь $Re_k = V_k \cdot R_k / \nu$ – число Рейнольдса на входе в камеру радиусом R_k ; $Ro = Q_k / V_k R_k^2$ – число Россби; Q_k , V_k – объемный расход газа и скорость в щелях тангенциального завихрителя.

Локальный теплообмен на торцевой поверхности вихревой камеры определяется уравнением [2, 3]:

$$St = C \cdot Re_x^{-0,48} \cdot \varepsilon_R^{0,15} \cdot \varepsilon_\alpha^{0,8},$$

где $St = \alpha / \rho C_p V_{\phi m}$ – число Стантона; ε_R – число подобия, характеризующее закрутку потока; $\varepsilon_\alpha = \operatorname{tg} \varphi / (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)^{0,5}$ – число подобия, характеризующее пространственную структуру пограничного слоя; $V_{\phi m}$ – максимальное значение вращательной скорости; $\varphi = \operatorname{arctg}(V_\varphi / V_r)$ – угол закрутки потока в пограничном слое. Для развивающегося течения $C = 2,59$, а для развитого – $C = 1,62$.

Суммарный коэффициент поверхностного трения определяется уравнением:

$$C_{f\Sigma} / 2 = C Re_x^{-0,67} \cdot \varepsilon_R^{0,15} \cdot \varepsilon_\alpha^{0,8},$$

где $C = 26,6$ – для развивающегося и $C = 15,3$ – для развитого режима;

$C_{f\Sigma} / 2 = \tau_{\Sigma w} / \rho V_{\phi m}^2$, $Re_x = V_{\phi m} (R_k - r) / \nu$ – радиальное число Рейнольдса.

Как следует из этих уравнений, опытные данные по трению и теплообмену в развитом режиме закрученного течения в среднем на 40 % выше, чем в развивающемся режиме. Уравнения, характеризующие распределение вращательной и радиальной скорости в пограничном слое, максимальное значение вращательной скорости и угол закрутки потока в пограничном слое приведены в работах [2, 3].

Большой цикл исследований выполнен в области газожидкостных вращающихся потоков, который подробно представлен в работе [4]. Получены новые данные, характеризующие линейную скорость вращения барботируемого потока, особенности диспергирования воздуха во вращающийся газожидкостный поток, устойчивость и брызгоунос вращающегося газожидкостного слоя, динамику «всплытия» газового пузырька во вращающемся слое и объемное газосодержание. Подробно изучены теплообмен, гидравлическое сопротивление, особенности массообмена во вращающихся газожидкостных потоках и получены основные обобщающие уравнения.

Обширный цикл исследований выполнен в области двухфазных закрученных потоков типа «газ-твердые частицы» применительно к ротационным фильтрам, в которых сепарация

взвешенных твердых частиц осуществляется вращающимся пронизываемым цилиндром [7] и при микроизмельчении твердых продуктов в вихревой камере. Изучены вопросы формирования гидравлических потерь внутри вращающегося пронизываемого цилиндра, ламинарно-турбулентная неустойчивость и движение взвешенных частиц около внешней поверхности вращающегося пронизываемого цилиндра, особенности протекания жидкости через вращающуюся сетку, расчет пограничного слоя на поверхности вращающегося пронизываемого цилиндра с учетом кривизны линий тока. Выполнено численное моделирование вязкой жидкости в окрестности вращающегося цилиндра, рассмотрены основы расчета ротационного фильтра усовершенствованной конструкции и другие вопросы.

Полученные данные по физической структуре и теплообмену в закрученных и вихревых потоках способствовали созданию новых вихревых технологий аэротермодинамики, защищенных авторскими свидетельствами и патентами Украины и России. В работах [4 – 9] рассмотрены некоторые результаты практического использования закрученных потоков, которые включают вихревые и циклонные системы охлаждения лопаток газовых турбин, вихревые теплообменные аппараты, ротационные фильтры, вихревые измельчители, вихревые камеры для экологически чистого сжигания отработанного моторного масла, двухстадийной газификации биомассы и некоторые другие.

Выполненные работы определили перечень вопросов дальнейшего исследования. Главные из них – сжимаемые потоки, более совершенные трехмерные модели турбулентности, гидродинамика и теплообмен в расширяющихся и сужающихся каналах, вихревых камерах различной конфигурации, теплообмен и гидродинамика двухфазных потоков в системе «газ-твердые частицы» в условиях неизотермичности, теплообмен и гидродинамика в трубах при различных законах начальной закрутки, разработка новых вихревых технологий аэротермодинамики.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта Ф 40-7/003 Государственного фонда фундаментальных исследований Украины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Щукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах // М.: Машиностроение.– 1982.– 200 с.
2. Халатов А.А. Теория и практика закрученных потоков // К.: Наукова думка.– 1989.– 198 с.
3. Халатов А.А., Шевчук И.В., Авраменко А.А. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 3. Закрученные потоки // К.: Изд. ИТТФ НАНУ.– 2000.– 476 с.
4. Халатов А.А., Борисов И.И., Шевцов С.В. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Том 5. Теплообмен и теплогидравлическая эффективность вихревых и закрученных потоков // К.: Изд. ИТТФ НАН Украины.– 2005.– 500 с.
5. Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 7. Вихревые технологии аэротермодинамики в

энергетическом газотурбостроении // К.: Изд. ИТТФ НАН Украины.– 2008.– 292 с.

6. Халатов А.А., Романов В.В., Борисов И.И., Дашевский Ю.Я., Северин С.Д. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 9. Теплообмен и гидродинамика при циклонном охлаждении лопаток газовых турбин // К.: Изд. ИТТФ НАН Украины.– 2010.– 317 с.

7. Мочалин Е.В., Халатов А.А. Теплообмен и гидродинамика в полях центробежных массовых сил. Т. 8. Гидродинамика закрученного потока в ротационных фильтрах // К.: Изд. ИТТФ НАН Украины.– 2010.– 427 с.

8. Халатов А.А. Физическая структура поверхностно-вихревых систем. Проблемы газодинамики и тепломассообмена в аэрокосмических технологиях. Т. 1 // М.: Изд. Дом МЭИ. 2009.– С. 263-261.

9. Халатов А.А., Дашевский Ю.Я., Изгорова И.А. Новые вихревые технологии аэротермодинамики для энергетического газотурбостроения. Ч. 1. Циклонное охлаждение лопаток // Пром. теплотехника.– Т. 30.– № 4.– 2008.– С. 14-28.

Получено 01.09.2011 г.

УДК 536.423.1: 536.24.023

Антипов В.Г.

Институт технической теплофизики НАН Украины

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ОБЛАСТИ НЕРАВНОВЕСНОГО КИПЕНИЯ В ПАРОГЕНЕРИРУЮЩЕМ КАНАЛЕ

Часть 2. Граница перехода к равновесному кипению

На основі отриманих експериментальних даних пропонуються співвідношення для визначення границь області нерівноважного кипіння, які можуть бути використані для теплогідравлічних розрахунків елементів енергетичних установок.

На основе полученных экспериментальных данных предлагаются соотношения для определения границ области неравновесного кипения, которые могут использоваться для теплогидравлических расчетов элементов энергетических установок.

Relations for the boundaries of the nonequilibrium boiling area are proposed. The obtained results were confirmed by experimental data and can be used for thermal and hydraulic calculation of elements of power plants.

h – энтальпия, кДж/кг;

P – избыточное давление в контуре, МПа;

q – тепловой поток, кВт/м²;

r – удельная теплота парообразования, кДж/кг;