

УДК 532.55+536.24

Кинематическая структура течений и теплоотдача в плоских диффузорном и конфузорном каналах*

Р.Р. Шакиров, И.А. Давлетшин, Н.И. Михеев

*Институт энергетики и перспективных технологий
ФИЦ «Казанский научный центр РАН», Казань*

E-mail: radiffshakirov@mail.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований кинематической структуры потока и теплоотдачи в градиентных течениях. Полевым методом измерений (SIV) получены профили скоростей и характеристик турбулентности в характерных сечениях диффузорного и конфузорного каналов. По результатам тепловых измерений получены распределения коэффициента теплоотдачи на стенке плоского диффузора (конфузора) в широком диапазоне режимных параметров. Проведен анализ механизмов формирования теплоотдачи в градиентных течениях. Показано, что для диффузорного канала теплоотдача на стенке в целом зависит от параметров течения на входе в диффузор. Для конфузорного канала эта связь может быть определена с использованием локальных значений продольной скорости потока.

Ключевые слова: градиентные течения, диффузор, конфузор, структура потока, теплоотдача.

Введение

Течения с продольным градиентом давления реализуются в каналах с переменной по длине площадью поперечного сечения [1]. Научный и практический интерес в таких течениях представляют процессы, связанные, прежде всего, с изменением интегральных характеристик (теплоотдача, гидравлическое сопротивление). Сильный положительный градиент давления может привести к возникновению полного отрыва пограничного слоя от стенок, а отрицательный, напротив, к затуханию турбулентности — реламинаризации. В частности, расчетные исследования гидродинамических и тепловых процессов в плоском диффузоре свидетельствуют, что коэффициент трения остается на уровне соответствующих безградиентных значений [2]. При этом коэффициент теплоотдачи показывает заметный прирост. Данный эффект объясняется повышением степени турбулентности потока в условиях положительного градиента давления. В потоках с отрицательным градиентом давления (в конфузорах, сужающихся соплах) картина в некотором роде обратная. При умеренных градиентах давления (углах сужения) наблюдается задержка ламинарно-турбулентного перехода. С достижением определенного уровня градиента

* Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-19-00507).

давления этот переход может и вовсе не состояться. Дальнейший рост градиента давления может приводить к реламинаризации турбулентного пограничного слоя [3–5].

В последние годы большое развитие получили оптические методы исследований в гидродинамике. На основе измерений, выполненных методом цифровой трассерной визуализации (PIV), для разных классов задач исследуются кинематические структуры течений: поля скоростей, турбулентности, завихренности. Такие исследования для градиентных потоков были проведены в работах [6, 7]. В частности, для получения информации о структуре течений выполнялись масштабные измерения с привлечением 16-ти камер для PIV-съемок [7]. Тем не менее, прогнозирование характеристик потока в условиях градиента давления по-прежнему вызывает множество трудностей. Получить пограничный слой, обладающий самоподобием, возможно лишь в редких случаях, когда возникает динамическое равновесие сил [8]. Таким образом, экспериментальные исследования кинематической структуры и теплоотдачи в градиентных потоках способны дать новую информацию по закономерностям гидродинамических и тепловых процессов в этих сложных течениях.

Постановка эксперимента

Исследования гидродинамических и тепловых процессов в диффузорном и конфузоре проводились на экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 1. Поток рабочей среды (воздуха) в экспериментальной установке создавался турбокомпрессором, установленным за рабочим участком. На вход канала подавался воздух с параметрами окружающей среды с неопределенностью расхода не более 0,25 %.

В цикле тепловых экспериментов нижняя стенка канала 4 являлась теплообменной. Для гидродинамических экспериментов с применением оптических измерений полей скорости использовались стенки из прозрачных материалов (стекла и поликарбоната). При этом в обоих циклах экспериментов канал имел одинаковую форму.

Рабочий участок представлял собой плоский канал длиной 1820 мм и шириной 150 мм. Диффузор и конфузор создавались путем отклонения верхней стенки канала на $\varphi = 2,5^\circ$. Высота входного сечения диффузора составляла $H_0 = 28$ мм, конфузора — $H_0 = 105$ мм. На входе в канал было установлено плавное в вертикальной плоскости входное устройство 1. Измерение температур воздушного потока на входе в канал выполнялось при помощи платинового термометра сопротивления Pt100 2. Их значение в экспериментах составляло примерно 20 °С.

Процесс теплообмена между стенкой и потоком воздуха в экспериментах был организован путем нагрева всей теплообменной стенки постоянным электрическим током

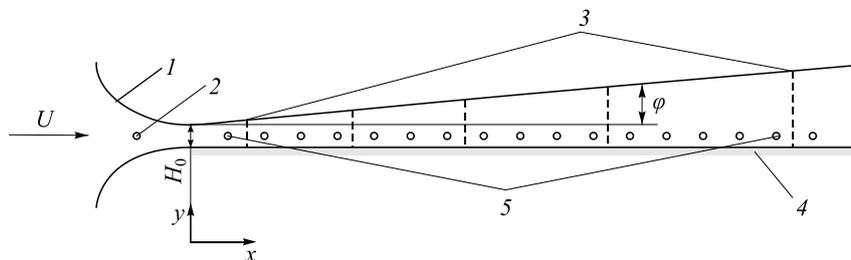


Рис. 1. Схема диффузорного канала.

1 — входное устройство, 2 — термометр, 3 — сечения для измерений полей скорости потока, 4 — теплообменная стенка, 5 — штуцеры отбора давления.

от аккумуляторов с ЭДС $E = 24$ В. При этом обеспечивались граничные условия, близкие к $q_w = \text{const}$. В экспериментах плотность теплового потока на стенке q_w достигала ≈ 1000 Вт/м².

Авторами проводились измерения распределений коэффициента теплоотдачи по длине канала. Методика измерений позволяла осуществлять нагрев теплообменной поверхности с одновременным определением ее локальных температур в координатах стенки, расположенных с шагом по длине $\Delta x = 9,5$ мм. Предложенный способ обеспечивал неопределенность измерений коэффициента теплоотдачи в исследованиях $\Delta\alpha/\alpha \sim 0,05$. Подробное описание методики измерений коэффициента теплоотдачи и ее успешного применения в сложных течениях приведены в работах [9, 10].

С целью выявления основных механизмов процессов конвективного переноса теплоты было проведено исследование кинематической структуры течений в отдельной серии экспериментов в характерных сечениях канала в осевой плоскости. Измерения поля скоростей и характеристик турбулентности потока рабочей среды в диффузоре выполнялись оптическим методом SIV (Smoke Image Velocimetry), основанным на результатах цифровой обработки видеосъемки структуры течения. Проведенный ранее анализ [11] показал, что при измерениях среднеквадратичное отклонение величин компонент скорости потока составляет 0,03 м/с.

Кинематическая структура течения

На характерных режимах течений в диффузоре и конфузоре были проведены исследования кинематической картины. По результатам измерений получены профили продольных U и поперечных V скоростей, турбулентных пульсаций продольной U' и поперечной V' составляющих скорости, рейнольдсовых напряжений $U'V'$ в характерных сечениях канала (рис. 2). При этом степень турбулентности потока на входе в канал составляла $\sim 2\%$. На графиках представлены параметры потока в диффузоре, нормированные по величине скорости на входе U_0 , а для конфузора — по локальным значениям продольной скорости в сечении x — U_x . Поперечная координата y нормирована по локальным значениям высоты канала h , при этом $y = 0$ на графиках соответствует нижней стенке канала. При измерениях особое внимание уделялось структуре потока вблизи нижней (теплообменной) стенки — профили построены от стенки до оси канала. Такой подход использовался с целью поиска взаимосвязей между гидродинамическими и тепловыми процессами в канале.

Результаты измерений показали, что профили продольных скоростей вниз по потоку в диффузоре приобретают менее наполненный характер, а в конфузоре форма профилей остается примерно одинаковой (рис. 2а). Особенности профилей поперечной скорости V (рис. 2б) в основном связаны со следующим. На графиках система координат привязана к нижней стенке, поэтому движение в ядре потока формально всегда будет иметь вертикальную составляющую с тенденцией к росту при удалении от стенки. При этом величина V/U в ядре потока в соответствии с геометрией каналов имеет порядок $\text{tg}(\varphi/2)$.

Пульсации продольной скорости U' (рис. 2с) в пристеночной области диффузора в целом согласуются с уровнями турбулентности в аналогичных течениях, измеренными другими авторами. В частности, в работе [12] максимумы этих пульсаций в пограничном слое были определены как $U'U \sim (0,08 - 0,12)$. Полученные в настоящей работе пульсации U' имеют такие же уровни в пристеночной области потока — $U'U/U_0^2 \sim 0,01$. В конфузоре область повышенной степени турбулентности локализована в пристеночной зоне.

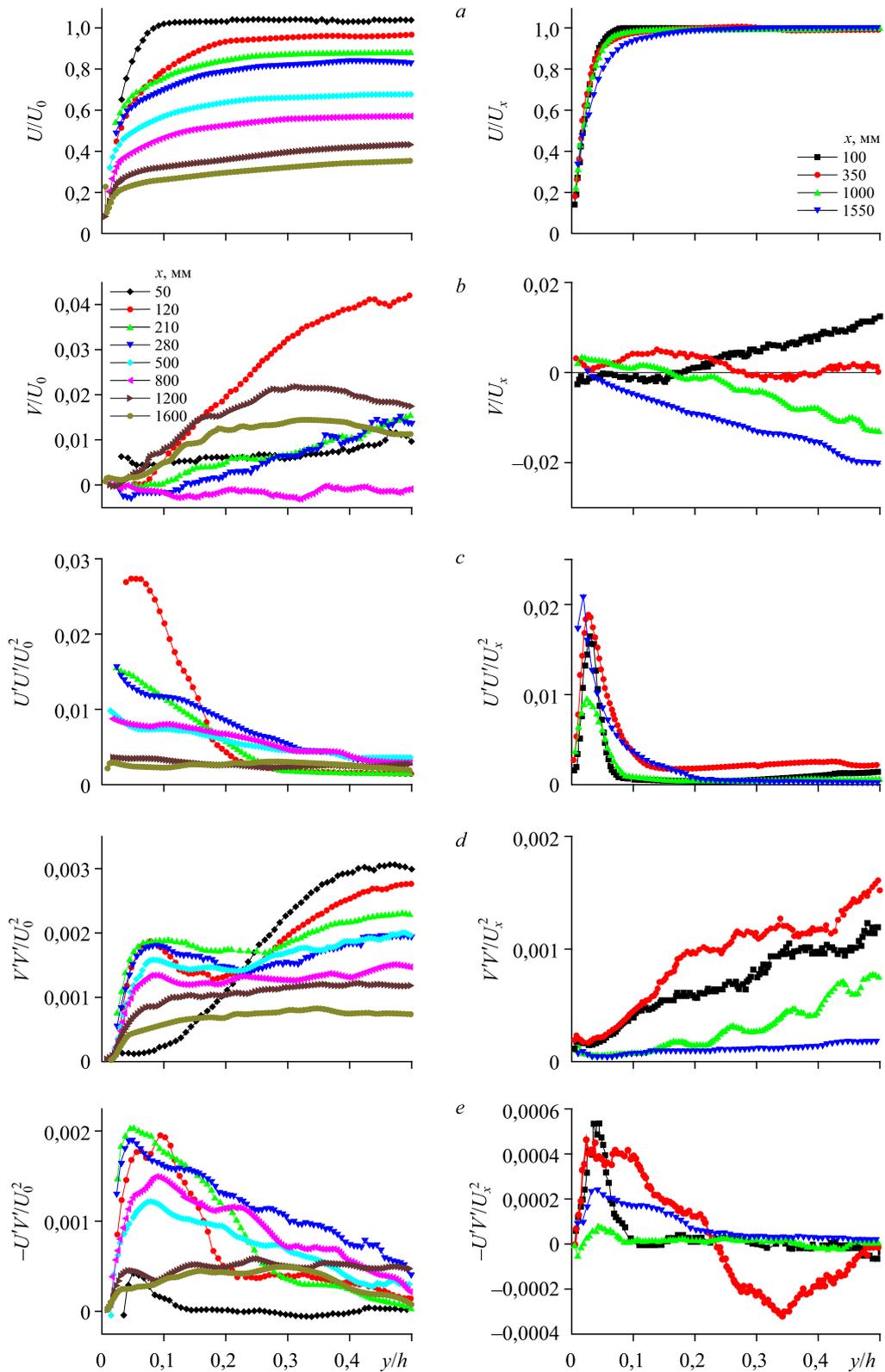


Рис. 2. Профили скоростей потока и характеристик турбулентности в диффузоре (слева) и конфузоре (справа) при $Re_0 = U_0 H_0 / \nu = 1,58 \cdot 10^4$.

Как это характерно для пограничных слоев, турбулентные пульсации поперечной скорости V' демонстрируюткратно меньшие по сравнению с U' значения (рис. 2d). В целом профили V' показали сопоставимые по величине максимумы в пристеночной области и в центральной части диффузора, а в конфузоре наблюдается примерно монотонный рост от стенки к ядру потока. Полученные профили реинольдсовых напряжений $U'V'$ для диффузора также показали согласование с данными других авторов (рис. 2e). В работе [8] реинольдсовы напряжения в диффузорном канале были определены на уровне $U'V'/U_\infty^2 \sim -0,002$ (U_∞ — скорость в ядре потока). Уровень напряжений в конфузоре оказался заметно меньше.

Теплоотдача

Тепловые измерения были направлены на получение распределений коэффициента теплоотдачи по длине диффузора/конфузора при различных режимных параметрах потока. В литературе зачастую процессы в диффузорах и конфузорах принято ассоциировать с процессами в каналах постоянного сечения [2]. Однако в плоских диффузорах гидродинамические и тепловые процессы даже по формальным признакам возможно рассматривать применительно лишь к самой стенке. Полученные экспериментальные данные по теплоотдаче на стенке плоского диффузора и конфузора показали возможность аналогии с имеющимися представлениями и соотношениями о распределении коэффициента теплоотдачи на пластине, обтекаемой безградиентным потоком (рис. 3). При этом оказалось, что данные по диффузору хорошо обобщаются при использовании в качестве определяющего параметра скорости потока на входе U_0 . Соответственно числа Рейнольдса и Стантона следует представлять в виде $Re = U_0x/\nu$ и $St = \alpha/(\rho c U_0)$. При этом непосредственно самой информации о распределении локальных значений скорости потока по длине канала не требуется (рис. 3a).

Несколько иная картина наблюдается в конфузоре (рис 3b). Обобщение данных по распределению коэффициента теплоотдачи здесь возможно с использованием в качестве определяющего параметра локальной среднерасходной скорости потока в текущем сечении U_x . Числа Рейнольдса и Стантона будут иметь вид: $Re_x = U_x x/\nu$ и $St_x = \alpha/(\rho c U_x)$.

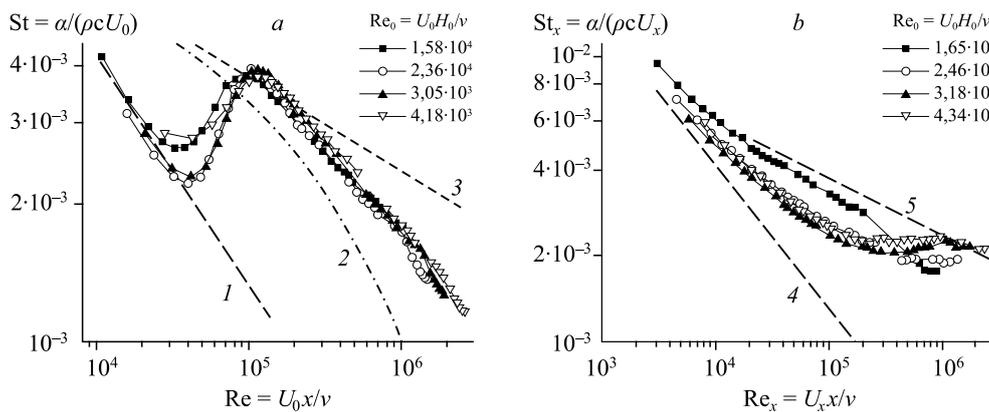


Рис. 3. Теплоотдача на стенке диффузора (a) и конфузора (b).

$$St = 0,332Re^{-0,5}Pr^{-0,67} (1), 0,0308Re^{-0,2}Pr^{-0,6} (3), \\ St_x = 0,0308Re_x^{-0,2}Pr^{-0,6} (2), 0,332Re_x^{-0,2}Pr^{-0,6} (4), 0,0308Re_x^{-0,2}Pr^{-0,6} (5).$$

На рис. 3 для сравнения пунктирными линиями приведены распределения числа Стантона на пластине при ее безградиентном обтекании для ламинарного и турбулентного режимов течения. Из графиков видно, что значения St в ламинарном режиме близки к соответствующим величинам безградиентного потока. Для исследованной формы диффузора распределения в турбулентном режиме показали, что $St \sim Re^{-0.4}$. Здесь можно вести речь об интенсификации теплообмена, если в качестве определяющей скорости рассматривать ее локальные значения по длине диффузора. В то же время при использовании входной скорости распределения оказались ниже безградиентного распределения St . В конфузорном канале с ростом Re_x значения числа Стантона продемонстрировали тенденцию приближения к безградиентному распределению.

Анализ экспериментальных данных показал, что использование локальных реинольдсовых напряжений может дать наилучшую корреляцию с локальным коэффициентом теплоотдачи St . Для диффузорного канала эта связь может быть выражена соотношением $St = 0,031(-U'V'/U_0^2)^{0,35}$, а для конфузорного — $St_x = 0,033(-U'V'_x)^{0,28}$. В приведенных соотношениях в качестве характерных значений $U'V'$ взяты их максимальные по модулю величины из соответствующих профилей вблизи теплообменной стенки (рис. 2e). Данное положение в определенной степени указывает на справедливость аналогии Рейнольдса в исследованных течениях.

Заключение

Экспериментальные исследования, проведенные в диффузорном и конфузорном каналах, показали, что распределения коэффициента теплоотдачи могут быть представлены по аналогии с безградиентным распределением на пластине. Установлено, что для диффузорного канала процесс теплообмена на стенке в основном определяется параметрами течения на входе в диффузор. Для конфузорного канала эта связь может быть определена на основе локальных значений продольной скорости потока. Получено, что распределения St в диффузоре и конфузоре в ламинарном режиме близки к соответствующим величинам безградиентного потока. В диффузоре распределения коэффициента теплоотдачи на турбулентном режиме согласуются со степенной зависимостью $St \sim Re^{-0.4}$. В конфузорном канале с ростом числа Рейнольдса значения числа Стантона показали близость к безградиентному распределению для турбулентного режима.

Список литературы

1. Дейч М.Е., Зарянкин А.Е. Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин // М.: Энергия, 1970. 384 с.
2. Лущик В.Г., Решмин А.И. Интенсификация теплообмена в плоском безотрывном диффузоре // Теплофизика высоких температур. 2018. Т. 56, № 4. С. 589–596.
3. Kays W.M., Kearney D.W., Moffat R.J. The turbulent boundary layer-experimental heat transfer with strong favorable pressure gradients and blowing // No. NASA-CR-110653. 1970. 205 p.
4. Blair M.F., Werle M.J. Combined influence of free-stream turbulence and favorable pressure gradients on boundary layer transition and heat transfer // United Technologies Research Center East Hartford Ct. 1981. No. UTRC/R81-914388-17.
5. Volchkov E.P., Makarov M.S., Sakhnov A.Yu. Heat transfer in the boundary layer with asymptotic favorable pressure gradient // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2012. Vol. 55. P. 1126–1132.
6. Atkinson C., Buchner A.J., Eisfelder M., Kitsios V., Soria J. Time-resolved PIV measurements of a self-similar adverse pressure gradient turbulent boundary layer // 18th Intern. Symp. on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon (Portugal), July 4–7, 2016. Springer-Verlag London Ltd, 2016. P. 1–13.
7. Hain R., Scharnowski S., Reuther N., Kahler C.J., Schroder A., Geisler R., Atkinson C.H. Coherent large scale structures in adverse pressure gradient turbulent boundary layers // 18th Intern. Symp. on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon (Portugal), July 4–7, 2016. Springer-Verlag London Ltd, 2016. P. 1–23.

8. **Devenport W.J., Lowe K.T.** Equilibrium and non-equilibrium turbulent boundary layers // Progress in Aerospace Sci. 2022. Vol. 131. P. 100807-1–100807-50.
9. **Davletshin I.A., Mikheev A.N., Mikheev N.I., Shakirov R.R.** Heat transfer and structure of pulsating flow behind a rib // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2020. Vol. 160. P. 120173-1–120173-11.
10. **Davletshin I.A., Dushina O.A., Mikheev N.I., Shakirov R.R.** Heat transfer and flow structure in a plane diverging channel // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 2022. Vol. 189. P. 122744-1–122744-11.
11. **Михеев Н.И., Душин Н.С.** Метод измерения динамики векторных полей скорости турбулентного потока по видеосъемке дымовой визуализации // Приборы и техника эксперимента. 2016. Т. 59, № 6. С. 114–122.
12. **Skaare P.E., Krogstad P.A.** A turbulent equilibrium boundary layer near separation // J. Fluid Mechanics. 1994. Vol. 272. P. 319–348.

*Статья поступила в редакцию 24 июня 2022 г.,
после доработки — 1 июля 2022 г.,
принята к публикации 2 сентября 2022 г.*