

УДК 536.24

В. Н. Афанасьев, С. А. Бурцев,
К. С. Егоров, А. Ю. Кулагин

ЦИЛИНДР В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЫ

Представлены результаты экспериментального исследования взаимодействия цилиндра с тепловым и динамическим пограничными слоями на пластине при различных граничных условиях.

**E-mail: Serg7573@pochta.ru; egorovks@power.bmstu.ru;
aykulagin@me.com**

Ключевые слова: пограничный слой, интенсификация теплоотдачи, коэффициенты сопротивления и теплоотдачи, профили скорости и температуры, турбулентность, теплообменные аппараты.

С ростом энергетических мощностей и объема производства значительно увеличиваются габаритные размеры применяемых теплообменных аппаратов, что повышает требования к эффективности и надежности их работы. Существенного улучшения характеристик теплообменных устройств, включая массогабаритные параметры, уменьшение металлоемкости и температуры поверхностей, рост надежности и ресурса работы, можно достичь, используя оптимальные для конкретного случая методы интенсификации теплообмена.

Вопросы интенсификации конвективной теплоотдачи были и остаются самыми сложными, по крайней мере, это самая актуальная задача теории процессов переноса в движущейся среде, о чем говорит повышенный интерес к ней [1–13]. Для конвективного теплообмена интенсификацию определяют как повышение коэффициента теплоотдачи путем использования различных видов воздействия на поток. Особую остроту интенсификация конвективного теплообмена приобретает при применении газообразного теплоносителя, для которого характерна пониженная интенсивность процессов переноса.

Постановка задачи о теплообмене в движущейся среде приобретает особый смысл, если ее рассматривают в совокупности с задачей о затрате энергии на продвижение теплоносителя. Нормальным считается достижение возможно более высокой интенсивности теплообмена при возможно меньшей затрате энергии на прокачку теплоносителя.

Глубокая родственность обеих задач проявляется в том, что в простейших условиях действует особого рода соотношение — аналогия Рейнольдса, которое устанавливает прямую связь между интенсивностью теплообмена, с одной стороны, и интенсивностью диссипатив-

ных эффектов (ответственных за расходование мощности на перемещение теплоносителя), с другой:

$$St = c_f/2. \quad (1)$$

Процессы переноса теплоты и количества движения осуществляются одними и теми же носителями, но это еще не определяет вида зависимости между интенсивностью теплообмена и гидродинамическим сопротивлением. Очевидно, что существенное влияние должны оказывать распределения температуры и скорости, формирующиеся в пределах области переноса. Соотношение, выраженное в форме аналогии Рейнольдса (1), получается только в том случае, когда поле температуры у стенки подобно полю скорости:

$$\frac{u}{u_\infty} = \frac{T - T_{ст}}{T_\infty - T_{ст}}. \quad (2)$$

Это требование с достаточной точностью удовлетворяется для безградиентного течения теплоносителя вдоль поверхности, не обладающей продольной кривизной (например, течение внутри прямых труб и каналов постоянного сечения, продольное обтекание плоских поверхностей при $Pr = 1$).

При усложнении физической обстановки процесса аналогия Рейнольдса теряет силу, а соотношение между расходуемой мощностью и достигаемой интенсивностью теплообмена становится менее благоприятным и должно быть заменено более сложными зависимостями. К сожалению, пока не существует теории, которая дала бы возможность определить вид этих зависимостей для различных конкретных условий и позволила найти общее решение, из которого они получились бы как частные случаи. Таким образом, аналогия Рейнольдса получила смысл ограничения особого рода, которым устанавливается нижний, физически возможный предел для затрачиваемой мощности при данной интенсивности конвективного теплообмена. Тем самым утверждалось, что именно в этих простейших условиях, когда действует аналогия Рейнольдса, реализуется наивыгоднейшее соотношение между интенсивностью теплообмена и расходуемой мощностью.

Более детальное и глубокое изучение механизма процессов переноса показало, что такая концепция аналогии Рейнольдса неудовлетворительна [3–6]. В определенных случаях она верна и правильно характеризует некоторые стороны рассматриваемого процесса, однако при нарушении подобия полей скорости и температуры аналогия становится недействительной и начинают действовать другие соотношения. Ухудшить условия процесса гораздо легче, чем их улучшить. Любые изменения физической обстановки, обусловленные случайными причинами и приводящие к нарушению подобия распределений

температуры и скорости, практически всегда вызовут изменения рассматриваемого соотношения в неблагоприятную сторону. Только определенные, специально созданные воздействия могут привести и приводят к желаемому результату:

$$(St/St_0) > (c_f/c_{f0}), \quad (3)$$

где St и c_f — коэффициенты теплоотдачи (число Стантона) и трения для данных условий, а St_0 и c_{f0} — то же для стандартных условий соответственно.

Методы интенсификации, обеспечивающие неравенство (3), особенно эффективны [1–12], но их осуществление сопряжено с трудностями — интенсифицирующие воздействия должны вызывать в пристенной области усиленное обновление среды, энергичное замещение одних ее элементов другими, которые благодаря различному характеру распределений температуры и скорости выполняют функцию носителей теплоты более эффективно, чем функцию носителей количества движения. Чем существеннее это различие, тем благоприятнее соотношение между интенсивностью теплообмена и гидродинамическим сопротивлением и наоборот.

Обычно для увеличения теплоотдачи используется турбулентный режим течения теплоносителя, поэтому знание гидродинамической структуры турбулентного потока и особенностей теплообмена в нем позволяет установить области, в которых увеличение интенсивности турбулентных пульсаций окажет наибольшее влияние на интенсификацию теплоотдачи, а следовательно, поможет выбрать места и методы воздействия на поток. Как правило, это области, довольно близко прилегающие к стенкам. Турбулентная теплопроводность в них по сравнению с ее значениями в ядре потока мала, а плотность теплового потока близка к максимальной (при теплообмене со стенкой). В работах, посвященных различным способам интенсификации теплообмена [1–12], рассматриваются основные методы, направленные на разрушение или искусственную турбулизацию пограничного слоя, поскольку при взаимодействии теплопередающей поверхности с омывающим ее потоком газа или жидкости гидродинамическое сопротивление и сопротивление теплоотдаче оказывает именно пограничный слой, нарастающий на данной поверхности. Несмотря на свою незначительную толщину по сравнению с характерными внешними размерами обтекаемого тела, пограничный слой играет основную роль в процессах динамического и теплового взаимодействия потока жидкости с поверхностью.

Главной задачей интенсификации конвективного теплообмена является такое воздействие на пограничный слой, которое сделало бы его более тонким или частично разрушило. Увеличение скорости набегающего потока уменьшает толщину пограничного слоя, но

связано с быстрым ростом гидродинамического сопротивления, т.е. использование этого метода интенсификации ограничено ростом энергозатрат.

В каналах некруглой формы, имеющей узкие углы, например в тесных пучках труб или стержней при их продольном обтекании, в треугольных и других каналах структура потока при переходном и турбулентном течении меняется не только по нормали к стенке, но и по периметру канала. Наряду с турбулентным течением в ядре потока и около стенки в широких частях канала, в углах могут быть зоны со слабой турбулентностью или даже с ламинарным режимом течения. На эти зоны приходится существенная часть поверхности канала. Поэтому при разработке методов интенсификации теплообмена в таких каналах нужно не только искать пути дополнительной турбулизации пристенной области в широких частях канала, но и специфические пути для турбулизации потока в угловых зонах.

При обтекании теплообменных поверхностей более сложных конфигураций, чем гладкая стенка, возможны ситуации, приводящие к существенному усилению теплообмена при незначительном возрастании поверхностного трения, т.е. выполняется условие (3).

Определенная система физических представлений и понимание физической природы интенсификации теплообмена позволяют рационально использовать в конструкциях теплообменников интенсифицирующие эффекты. Однако окончательный выбор метода интенсификации должен проводиться на основе полного сравнительного расчета теплообменных аппаратов (ТОА), их конструктивной проработки, требований эксплуатации, надежности, экономических расчетов и т.п.

Конвективный перенос количества движения, теплоты и вещества является доминирующим во многих технических устройствах, а одним из важнейших разделов теории теплообмена является теория пограничного слоя, без которой невозможны современные методы расчета гидродинамики и теплообмена при движении различных устройств в вязкой неизотермической среде. Невозможность непосредственного использования уравнений для получения точных решений процессов переноса в пограничном слое привела к созданию различных методов их теоретического и экспериментального исследования.

Как показывает анализ теоретических исследований, все предложенные методы расчета в той или иной степени используют аналогию Рейнольдса. Из анализа допущений, при которых получается эта аналогия, ясно, что она не справедлива для отрывных течений. Очевидно, что в зоне отрыва и вблизи нее ни о каком подобии профилей скорости и температуры не может быть и речи.

Со времени изобретения первых ТОА теплоотдающие поверхности в них изготавливали из труб малого диаметра, которые и в настоящее

время используют в больших объемах при изготовлении ТОА. В таких устройствах приходится рассчитывать теплоотдачу пучка труб, характер обтекания которых очень сложен и зависит как от компоновки пучка, так и от относительного поперечного и продольного шагов труб. Вследствие различных условий обтекания труб коридорного и шахматного пучков характер распределения местных коэффициентов теплоотдачи и сопротивления по поверхности труб в этих двух случаях неодинаков, но и эти параметры для различных трубных пучков относительно хорошо изучены экспериментально и получены критериальные зависимости для их определения.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что на интенсивность теплоотдачи кроме критериев Re и Pr существенное влияние оказывает начальная турбулентность набегающего потока, повышение которой на 2,5 % (в пучках труб это увеличение значительно выше) при турбулентном течении приводит к увеличению почти на 80 % коэффициента теплоотдачи. Кроме того, при проектировании теплообменных устройств учитывается гидравлическое сопротивление пучка, его засоряемость, а также термические напряжения материала, связанные с резким изменением теплоотдачи вдоль поверхности и т.п. Взаимодействие же пучков труб с корпусом ТОА исследовано недостаточно. Нет ясности в том, как будет взаимодействовать пограничный слой, развивающийся на боковых стенках теплообменника, со следом от цилиндра (труб) при различных расстояниях между ними и как это отразится на коэффициентах теплоотдачи и сопротивления. Особенно это важно при относительно небольших числах Рейнольдса, т.е. в начальный момент перехода режима течения в пограничном слое к турбулентному.

Помещенные в поток, а тем более в пограничный слой, формирующийся на стенках теплообменных устройств, трубы существенно турбулизируют поток и пограничный слой. А так как любая дополнительная турбулизация потока связана с дополнительными затратами энергии, то очень важно при разработке и создании ТОА правильно выбрать место и взаимное расположение взаимодействующих поверхностей, т.е. наиболее эффективным было бы такое их расположение, которое бы обеспечило наибольшую интенсификацию теплообмена при умеренном росте сопротивления.

Экспериментальное исследование. Объектом исследования является структура теплового и динамического пограничных слоев, развивающихся на плоской пластине, и изменение этой структуры при взаимодействии пограничного слоя со следом от цилиндра при различных расстояниях между пластиной и цилиндром.

Экспериментальные исследования проводятся на малой дозвуковой низкотурбулентной аэродинамической трубе открытого типа, работающей по принципу всасывания, подробно описанной в работе [13].

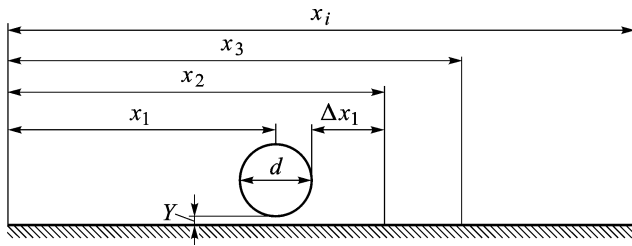


Рис. 1. Схема расположения цилиндра относительно пластины

Таблица 1

Координаты исследуемых сечений

Координаты сечения	Номер сечения								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x_i , мм	170	177,5	182,5	187,5	200	220	270	570	920
$\Delta x_i/d$	0	1	2	3	5,5	9,5	15,5	79,5	149,5

На рис. 1 и в табл. 1 приведена схема расположения цилиндра относительно стенки, координаты сечений, в которых проводились замеры профилей скорости и температуры, безразмерное расстояние от среза цилиндра в первом сечении до исследуемого сечения (число калибров). Эксперименты проводились при безградиентном обтекании пластины и $q_{ст} = \text{const}$. Вначале были исследованы пограничный слой на пластине и обтекание цилиндра в потенциальном потоке.

Плоская пластина. Пограничный слой, возникающий при безградиентном обтекании плоской пластины в продольном направлении, имеет простую структуру и хорошо изучен [13–17].

О среднем течении в пограничном слое можно судить по распределению скоростей, а о теплопереносе — по профилям температуры. Совместное измерение распределения скоростей и температур в потоке жидкости или газа дает возможность количественно проанализировать и сопоставить теплообмен в различных областях пограничного слоя, включая вязкий подслой при турбулентном течении. С этой целью проводились измерения профилей скорости и температуры вблизи стенки. На таких измерениях профилей основан количественный анализ.

Распределение скоростей и температур исследовалось в сечениях 1, 7, 8, 9 при числах Рейнольдса, близких к состоянию полностью развитого турбулентного течения в пограничном слое. Рассмотрим экспериментально полученные профили скорости (рис. 2, а) и температуры (рис. 2, б) и сравним их со степенным законом. В первых сечениях профили скорости и температуры менее заполнены, но по мере увеличения числа Re (увеличения номера сечения) они становятся более заполненными и приближаются к закону одной седьмой; это позволяет предположить, что исследуемый пограничный слой становится

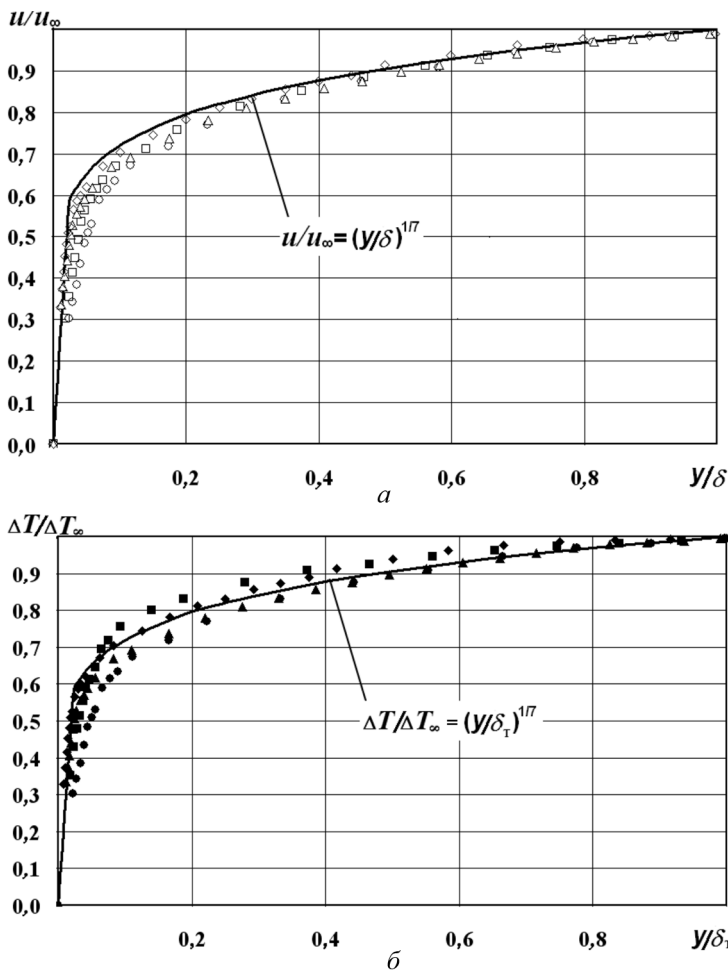


Рис. 2. Распределение скорости (а) и температуры (б) в пограничном слое:
 а – сечения 1 – \circ ; 7 – \triangle ; 8 – \square ; 9 – \diamond ; б – сечения 1 – \bullet ; 7 – \blacktriangle ; 8 – \blacksquare ; 9 – \blacklozenge

вполне развитым и турбулентным. На это указывает и значение форм-параметра $H = \delta^*/\delta^{**}$, который в данном диапазоне чисел Рейнольдса изменялся от 1,52 до 1,37, что соответствует данным из работ [3, 4, 13–18].

В табл. 2 приведены подробные результаты экспериментальных исследований динамического и теплового пограничных слоев на пластине. Локальные значения коэффициента трения в турбулентном пограничном слое находили путем использования косвенного метода определения напряжения трения на стенке по логарифмической части профиля скорости (метод Клаузера [18]).

На рис. 3 показаны экспериментальные зависимости локальных коэффициентов трения и числа Стантона от числа Рейнольдса, построенного по толщине потери импульса и энергии соответственно. Значения локальных коэффициентов трения и теплоотдачи (числа Стантона)

Результаты экспериментальных исследований динамического и теплового пограничных слоев

Номер сечения	$u_\infty, \text{ м/с}$	$\Delta T_\infty, \text{ }^\circ\text{C}$	$\delta, \text{ мм}$	$\delta^{**}, \text{ мм}$	H	Re^{**}	$c_f \cdot 10^3$	$\delta_T, \text{ мм}$	$\delta_T^{**}, \text{ мм}$	Re_T^{**}	$q_{ст}, \text{ Вт/м}^2$	$St \cdot 10^3$
1	8,04	10,6	8,62	0,94	1,52	504	5,3	8,3	0,61	326	285	2,8
7	8,09	10,6	10,7	1,11	1,46	602	5,1	10,2	0,76	410	285	2,7
8	8,7	10,6	17,2	1,86	1,39	1082	4,3	15,2	1,49	870	285	2,5
9	9,08	10,7	20,1	1,96	1,37	1190	4,2	17,5	1,73	1048	285	2,4

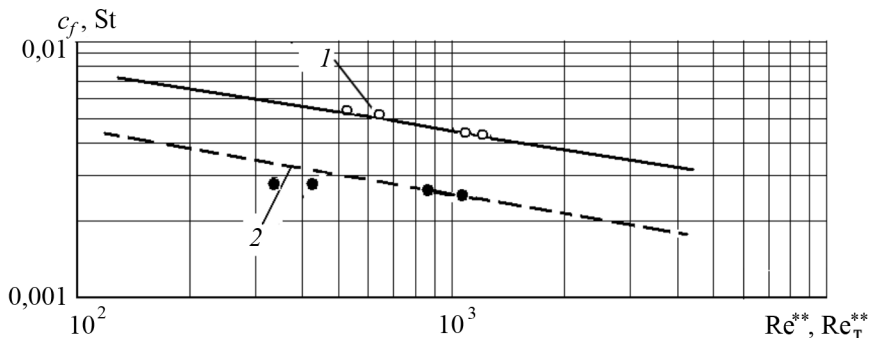


Рис. 3. Трение и теплообмен на плоской пластине:

1 — закон трения; 2 — закон теплообмена

сравниваются с известными законами трения [13–16]

$$c_f = 0,0252(Re^{**})^{-0,25} \quad (4)$$

и теплообмена

$$St = 0,0144(Re_T^{**})^{-0,25}. \quad (5)$$

Отклонения найденных значений коэффициентов трения и теплоотдачи от известных законов не превышают 10 %, что соответствует пределам точности эксперимента.

Цилиндр. Обтекание цилиндра существенно отличается от обтекания пластины. Известно [14], что при небольших числах Re течение за цилиндром ламинарное, но с увеличением числа Re (60... 5000) за цилиндром в результате отрыва потока образуются симметрично расположенные вихри, совокупность которых называется вихревой дорожкой Кармана. Обратное течение обуславливает образование правильной последовательности вихрей за телом, вращающихся попеременно — то вправо, то влево.

Положение точки отрыва зависит от режима течения в пограничном слое цилиндра. При $Re > 5 \cdot 10^3$ течение становится турбулентным и точка отрыва несколько смещается вниз по течению, это приводит к заметному снижению сопротивления при обтекании цилиндра. Для

большой части технически важных случаев числа Re весьма велики, что способствует лучшему обтеканию цилиндра потоком (точка отрыва смещается в кормовую часть) и лучшему соответствию результатов аналитических методов расчета и экспериментальных данных.

Теория пограничного слоя путем исследования структуры пограничного слоя и явления отрыва позволяет объяснить не только сопротивление трения, но и сопротивление давления и обменные процессы, имеющие место в пограничном слое. Опасность отрыва пограничного слоя всегда существует в областях возрастания давления, и она тем больше, чем резче происходит возрастание давления, т.е. возможность отрыва особенно велика при обтекании тел с тупой кормовой частью (сфера, цилиндр и т.п.).

На практике часто приходится встречаться со случаями обтекания цилиндра при $Re < 5 \cdot 10^3$ — особенно в теплообменных аппаратах при обтекании труб, непосредственно прилегающих к стенкам корпуса теплообменника.

В настоящей работе сначала исследовалось обтекание цилиндра потоком воздуха при $Re = u_\infty d / \nu = (3 \dots 4) \cdot 10^3$. В поток на расстоянии $x_1 = 170$ мм (сечение 1, рис. 4) от начала пластины и на расстоянии $Y = 20$ мм от ее поверхности устанавливался цилиндр диаметром 5 мм. Толщина динамического пограничного слоя в этом сечении $\delta = 8,6$ мм, т.е. имело место потенциальное обтекание цилиндра.

На рис. 4 в координатах $u/u_\infty = f(y)$ представлены экспериментально определенные профили скорости в исследуемых сечениях. Первое сечение проходит через середину цилиндра $x = 0,170$ мм. Видно, что происходит перестроение профиля скорости. При приближении потока к цилиндру скорость внешнего потока над и под цилиндром

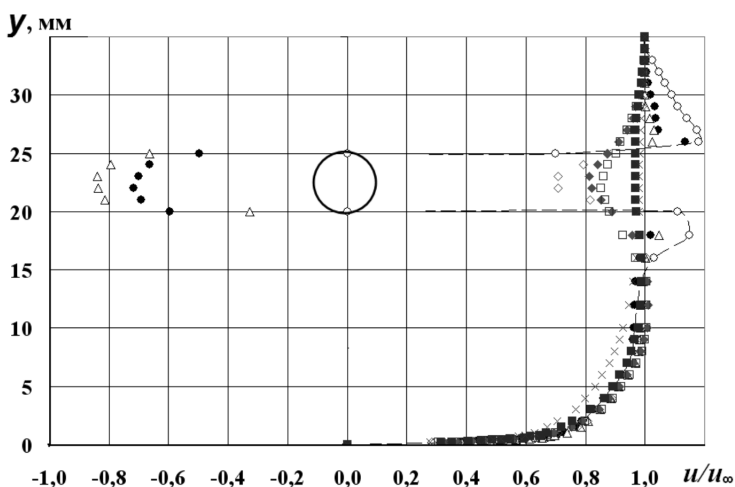


Рис. 4. Цилиндр в потенциальном потоке:

сечения 1 — \circ ; 2 — \bullet ; 3 — \triangle ; 4 — \diamond ; 5 — \blacklozenge ; 6 — \square ; 7 — \blacksquare ; 8 — \times

становится больше скорости набегающего потока, а у поверхности цилиндра резко падает (на поверхности цилиндра она равна нулю). Профили скорости достаточно симметричны относительно цилиндра. На некотором удалении от цилиндра (выше и ниже, порядка диаметра цилиндра) скорость внешнего потока над и под цилиндром принимает значение скорости набегающего потока.

Наибольший интерес представляет область в непосредственной близости от цилиндра $\Delta x/d = 1 \dots 5$. При $\Delta x/d = 1$ и 2, т.е. на расстоянии одного и двух калибров (сечения 2 и 3, сечение 4 — пропущено), где наблюдается резкая деформация профиля скорости за цилиндром, находятся отрывная и вихревая зоны, которые имеют сложное строение с возвратным течением.

На расстоянии $\Delta x/d = 5 \dots 10$ (сечения 5 и 6) влияние цилиндра уменьшается, возвратного течения нет, при $\Delta x/d = 15$ (сечение 7) еще заметно влияние цилиндра на поток, а при $\Delta x/d = 80$ (сечение 8) и тем более на расстоянии 150 калибров (сечение 9) практически не чувствуется влияния цилиндра, что соответствует известным данным [15, 16]. Для рассматриваемого случая профили температуры не приведены, поскольку цилиндр находится в изотермической области.

В результате анализа выявили, что профили скорости претерпевают существенные изменения, особенно в сечениях, непосредственно расположенных за цилиндром, где меняется не только значение скорости, но и ее направление и газ движется навстречу основному потоку, что соответствует описанной схеме.

Цилиндр в пограничном слое. На следующем этапе исследовалось влияние следа цилиндра на структуру пограничного слоя при различных расстояниях цилиндра от поверхности пластины.

Вначале были экспериментально исследованы тепловые и гидродинамические характеристики турбулентного пограничного слоя в условиях, когда цилиндр диаметром $d = 5$ мм установлен на поверхности пластины без зазора ($Y = 0$) в сечении 1, где толщина пограничного слоя составляет 8,6 мм, т.е. $\delta/d = 1,8$.

Этот случай (его можно отнести к двумерной шероховатости) достаточно хорошо изучен качественно, как обтекание уступа. Из работ [3–6, 10–12] известно, что наиболее доступным и эффективным методом управляемого воздействия на структуру турбулентного потока является создание в нем отрывных зон или других организованных вихревых структур, которые служат эффективным средством дополнительной выработки турбулентности в потоке. Структура вихревых зон до и после цилиндра существенно зависит от формы уступа, его размеров и соотношения δ/d . Чтобы успешно использовать отрывные зоны, надо знать механизм процессов в самой отрывной зоне и

механизм ее взаимодействия с основным турбулентным потоком. Качественно они изучены настолько, что можно использовать вихревые зоны для целей интенсификации теплоотдачи.

На рис. 5, *a* приведена предполагаемая схема структуры вихревых зон при течении за цилиндром, установленным на поверхности пластины. Характер процессов, имеющих место в данном случае, позволяет разбить течение на четыре зоны: I — внешний пограничный слой; II — область смещения; III — вихревое течение (зона отрыва); IV — передний и задний присоединенные вихри (застойные зоны).

Из рис. 5, *a* следует, что при обтекании цилиндра имеет место отрывное течение пограничного слоя с образованием возвратных течений III и вихрей, причем в случае цилиндра всегда будут присутствовать и присоединенные вихри — застойные зоны перед и за цилиндром IV.

Максимум выработки турбулентности за турбулизаторами (типа цилиндра) расположен примерно на уровне верхней и нижней границ цилиндра. В данном случае при $Y = 0$ максимум выработки турбулентности расположен примерно на уровне верхней границы цилиндра.

Как показано на рис. 5, *a* и указано в работах [4–7], поток, сорвавшийся с поверхности цилиндра, вновь присоединяется к поверхности пластины, образуя главную зону отрыва III. Ее длина нестабильна и определяется сечением присоединения, в котором еще заметен обратный ток в зону отрыва. Точка присоединения *A* зависит от размера цилиндра d , скорости набегающего потока, теплофизических свойств потока, а также от отношения δ/d . В данном случае расстояние до

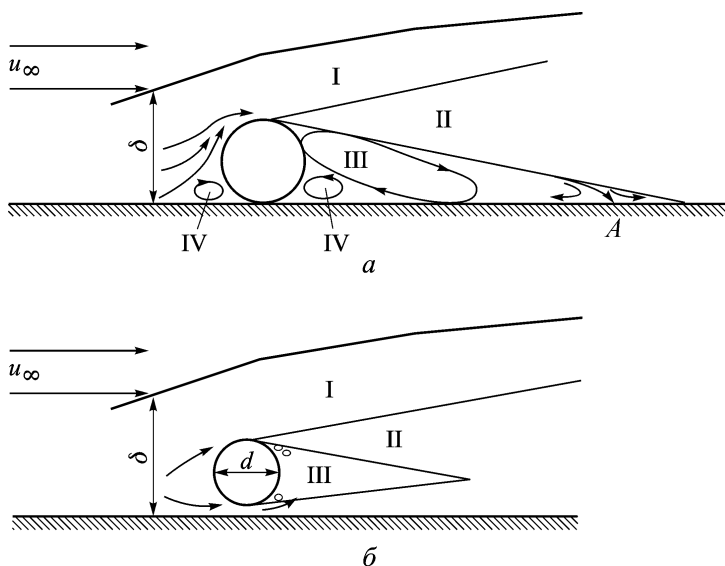


Рис. 5. Схема обтекания цилиндра при $Y = 0$ (*a*) и $Y = 1$ мм (*б*)

точки отрыва равно примерно $8d$. Это следует из результатов эксперимента и соответствует данным работ [4–7, 10, 11].

Обычно поток массы из зоны смешения II в зону отрыва III (вихревую зону) поступает главным образом из области присоединения потока к стенке в точке А. Соответствующий ему поток массы из зоны отрыва III в зону смешения II поступает на границе областей II и III ближе к цилиндру. Именно здесь большая часть энергии усредненного потока переходит в кинетическую энергию турбулентных пульсаций (происходит выработка или порождение турбулентности).

Вихревая зона III имеет сложное строение. Необратимые затраты энергии потока идут на преодоление гидравлического сопротивления цилиндра, на поддержание вихревых зон и в итоге на увеличение турбулентности потока, т.е. на увеличение энергии турбулентных пульсаций путем порождения новых пульсаций [3–6]. Энергия этих пульсаций постепенно передается все более мелким пульсациям и, наконец, переходит в тепловую энергию. Частично диссипация происходит в пределах самой вихревой зоны. Но большая часть энергии в виде кинетической энергии турбулентных пульсаций с верхней границы вихревой зоны выносится в область смешения и далее в турбулентное ядро пограничного слоя, т.е. наибольшая выработка турбулентности наблюдается на верхней границе вихревой зоны (в передней ее части), поскольку в этих местах градиент усредненной скорости и турбулентное касательное напряжение достигают максимума. Это подтверждается и экспериментально. На рис. 6 приведены профили скорости и температуры в виде зависимостей $u/u_\infty = f(y)$ и $\Delta T/\Delta T_\infty = f(y)$. Видно, что профили скорости, начиная с сечения 2 при $\Delta x/d = 1$ и далее, испытывают резкую деформацию, объясняемую отрывом потока. От точки присоединения, которая, судя по полученным данным, находится между сечениями 5 и 6, наблюдается встречное основному потоку течение с относительно высокой скоростью. Максимальная скорость встречного течения имеет место в сечениях 5 и 4 (скорость еще достаточно высокая), но далее при приближении к цилиндру скорость уменьшается и перед цилиндром, в сечении 2, встречный поток практически останавливается — скорость близка к нулю. По мере удаления от цилиндра зона отрыва уменьшается и в сечении 6 (на расстоянии порядка 8–9 калибров) она отсутствует. Необходимо отметить, что во всех сечениях профили скорости испытывают значительно большую деформацию, чем соответствующие профили температуры (см. рис. 6, б).

Перед и за цилиндром образуются застойные зоны IV, которые также нестабильны и изменяются в пределах $\pm 0,5d$. Важно отметить, что даже незначительное различие в форме и размерах турбулизаторов существенно влияет на структуру вихревых зон и их развитие.

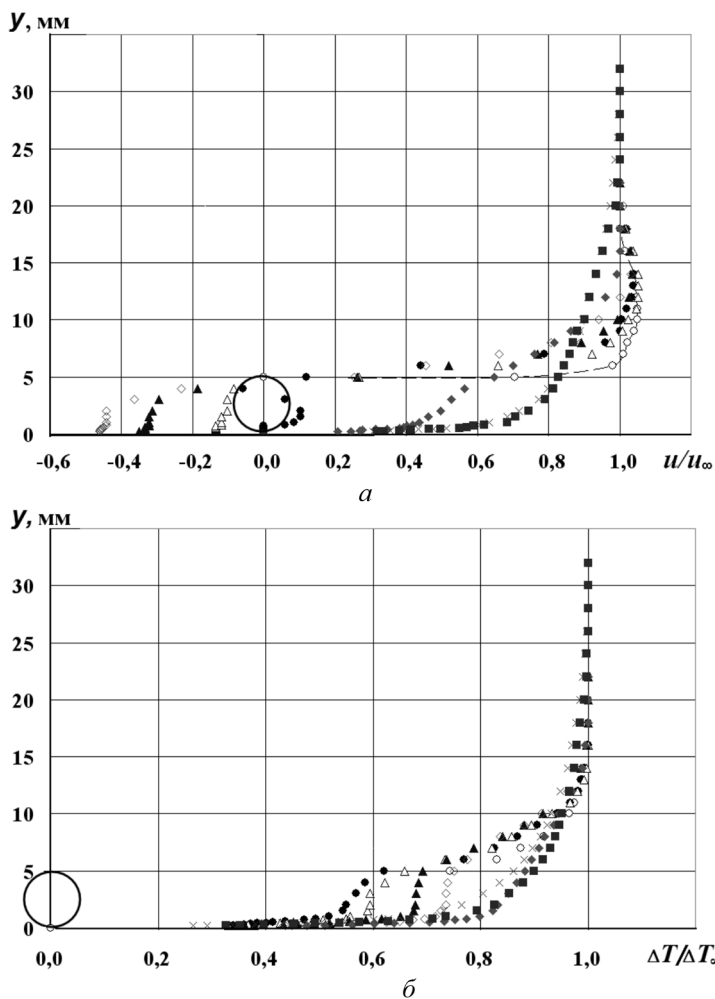


Рис. 6. Профили скорости (*а*) и температуры (*б*) в пограничном слое за цилиндром при $Y = 0$: сечения 1 – \circ ; 2 – \bullet ; 3 – \triangle ; 4 – \blacktriangle ; 5 – \diamond ; 6 – \blacklozenge ; 8 – \blacksquare ; 9 – \times

Такое расположение цилиндра ($Y = 0$), с одной стороны, приводит к интенсификации теплообмена в силу дополнительного вихреобразования, которое способствует повышению турбулентной диффузии в зоне смешения и в турбулентном ядре пограничного слоя, с другой стороны, приводит к возрастанию гидравлического сопротивления, а возникающие перед и за цилиндром застойные зоны IV (см. рис. 5, *а*) существенно ухудшают процесс теплоотдачи.

Отсюда следует, что более эффективными с точки зрения теплоотдачи будут условия, когда цилиндр находится на некотором расстоянии от поверхности пластины.

На следующем этапе цилиндр устанавливали внутри пограничного слоя на расстоянии 1 мм от стенки ($Y = 1$ мм). На рис. 5, *б* приведена предполагаемая схема течения за цилиндром для данного случая, в

которой можно выделить три зоны: I — внешний пограничный слой; II — область смешения; III — зона отрыва (вихревое течение).

Из рис. 5, б следует, что застойные зоны у стенки отсутствуют. Более того, поток перед минимальным сечением из-за сужения канала ускоряется — имеет место конфузорное течение, а за минимальным сечением из-за расширения канала между стенкой и цилиндром наблюдается диффузорное течение — поток тормозится. Как известно [3–5, 10, 11], конфузорно-диффузорный эффект часто используется для интенсификации теплообмена, поскольку трубы и каналы типа конфузор-диффузор имеют высокую тепловую эффективность. Углы раскрытия диффузоров в таких каналах подбираются из условия существования нестационарных микроотрывов потока, интенсифицирующих теплообмен, не вызывая при этом значительного повышения гидродинамического сопротивления канала, поскольку такие отрывы потока интенсифицируют теплообмен, но не приводят к появлению сопротивления давления. Небольшая кривизна поверхности обеспечивает благоприятные условия и с точки зрения работы в случае загрязненных потоков теплоносителя, поскольку имеются плавные внутренние очертания и отсутствуют циркуляционные зоны. Следует ожидать, что эффект увеличения коэффициента теплоотдачи в этой области будет по-разному проявляться в зависимости от диаметра цилиндра и его расстояния от стенки. Вероятно, существует оптимум на эти параметры.

Описанный характер течения вытекает из рассмотрения предлагаемой схемы процесса (см. рис. 5, б). Однако результаты экспериментального исследования показывают (рис. 7), что данная схема справедлива только в конфузорной части. Из рис. 7, а следует, что в сечении 1 ($x = 0,170$ м) в самом узком месте между цилиндром и стенкой, т.е. при $Y = 1$ мм, наблюдается, как и отмечалось ранее, резкое увеличение скорости, которая почти достигает значения скорости внешнего потока ($u = 0,9u_\infty$ — отметим, что это непосредственно у стенки) и, как следствие, это должно существенно интенсифицировать теплообмен.

Во 2-м сечении ($x = 0,1775$ м), т.е. сразу за цилиндром, скорость резко падает (сказывается диффузорность — расширение канала), а в следе за цилиндром наблюдается возвратное течение. Начиная с сечения 3 ($x = 0,1825$ м) и в сечениях 4 и 5 (сечение 6 отсутствует), почти до сечения 7, имеет место отрывная зона и возвратное течение у стенки, что должно существенно ухудшить процесс теплообмена. Такой результат можно было ожидать, так как реальный процесс обтекания цилиндра существенно отличается от течения в конфузорно-диффузорном канале, где углы раскрытия диффузора выбираются, как уже отмечалось, из условия организации безотрывного течения (углы

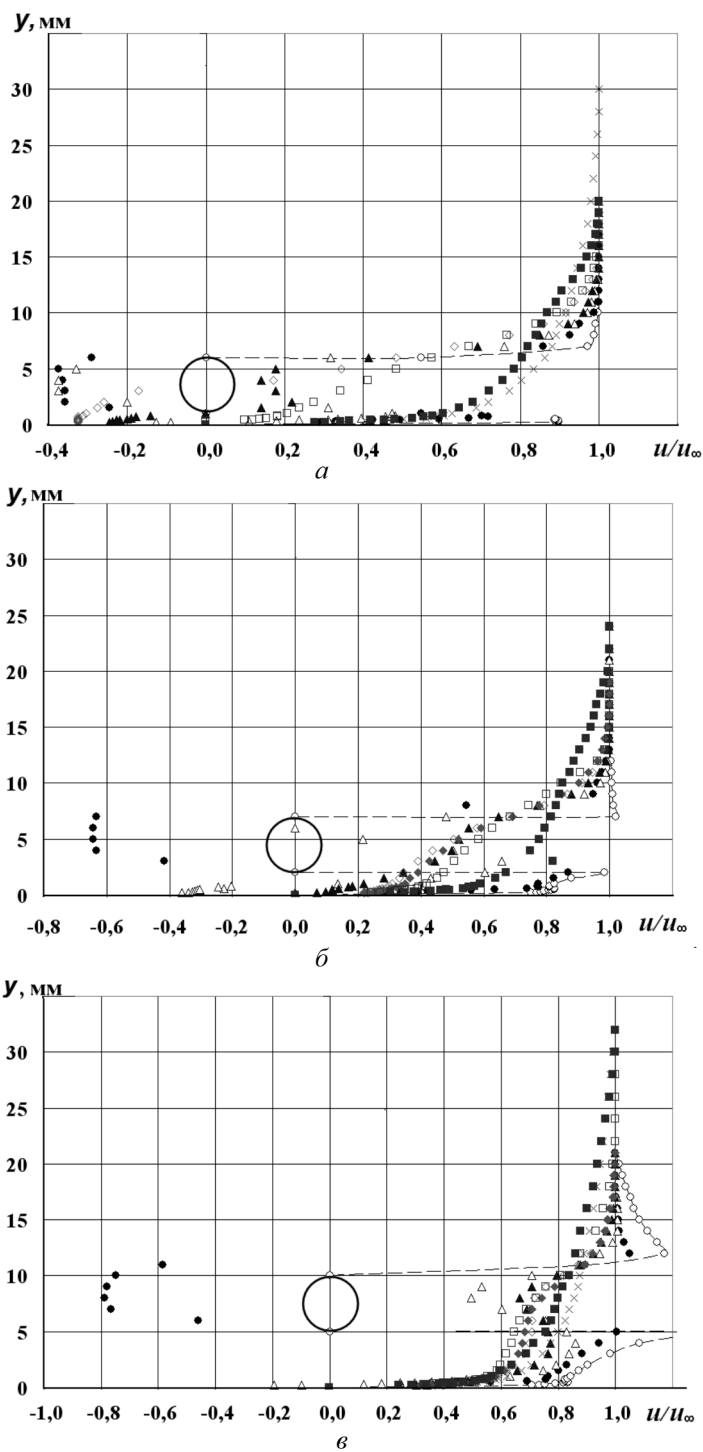


Рис. 7. Профили скорости в пограничном слое за цилиндром при $Y = 1$ (а), 2 (б) и 5 мм (e); сечения 1 — \circ ; 2 — \bullet ; 3 — \triangle ; 4 — \blacktriangle ; 5 — \diamond ; 6 — \blacklozenge ; 7 — \square ; 8 — \blacksquare ; 9 — \times

раскрытия меньше 12°). При обтекании цилиндра имеет место резкое увеличение угла раскрытия, что приводит к отрыву потока не только от поверхности цилиндра, но и на другой стороне диффузора — пластине. В 3-м сечении наблюдается отрыв потока у стенки и за цилиндром, т.е. это приводит к образованию двух встречных потоков относительно большой протяженности у стенки и за цилиндром. Такое расположение цилиндра приводит к резкому повышению сопротивления и существенному ухудшению теплообмена.

В сечении 4 ($x = 0,1875$ м) отрывная зона у стенки расширяясь сливается с отрывной зоной за цилиндром, и это резко изменяет профиль скорости, причем за цилиндром возвратного течения не наблюдается.

В следующем сечении 5 ($x = 0,200$ м) отрывная область у стенки уже занимает пространство, составляющее почти 40... 50 % пограничного слоя в этом месте.

В сечениях 7–9 постепенно влияние цилиндра уменьшается. Кроме того (см. рис. 7, а), на границах цилиндра в верхней и особенно нижней его частях имеет место резкое увеличение градиента скорости, а в отрывной зоне за цилиндром газ движется в обратном направлении со значительными скоростями, что приводит к существенной турбулизации потока на границах следа за цилиндром. Симметрии, характерной для потенциального обтекания, в распределении скоростей относительно цилиндра нет, поскольку скорости набегания потока на цилиндр в пограничном слое в верхней и нижней его частях различны.

Профили температур более консервативны и слабо изменяются в отрывной зоне.

По мере удаления цилиндра от стенки его влияние на интенсивность теплоотдачи и гидравлическое сопротивление будет уменьшаться.

Качественно картина течения, подробно описанная ранее для расстояния цилиндра от стенки $Y = 1$ мм, повторяется и при больших расстояниях цилиндра от стенки и отличается только количественно.

При расстоянии цилиндра от стенки, равном $Y = 2$ мм (см. рис. 7, б), отрывная зона у стенки расширяется по сравнению со случаем $Y = 1$ мм (сечение 3). Начиная с сечения 4 (см. рис. 7, б), отрывные зоны у стенки и за цилиндром объединяются, что существенно влияет в первую очередь на профили скорости в последующих сечениях. Начиная с сечения 8, влияние отрывов не ощущается.

При $Y = 5$ мм (рис. 7, в) уже не наблюдается объединения отрывных зон у стенки и за цилиндром, хотя и имеет место локальный отрыв потока у стенки (сечение 3), т.е. устанавливается более благоприятная обстановка у стенки. Отрывная зона с возвратным течением наблюдается только за цилиндром. Это, очевидно, зависит от расстояния цилиндра от стенки. При малых расстояниях цилиндра от стенки (до

$Y \leq d$) отрыв на стенке занимает значительную область, а при большом расстоянии, соизмеримом с диаметром цилиндра ($Y \geq d$), отрыв на стенке носит локальный характер или отсутствует.

В сечениях 3 и 4 (см. рис. 7, в) вихревая зона имеет место, а в сечениях 5–7 наблюдается характерное диффузорное течение. В сечениях 8 и 9 влияние цилиндра не ощущается, т.е. профили скорости и температуры соответствуют обычным профилям безградиентного течения.

Как показывают результаты настоящего исследования, такая картина наблюдается до тех пор, пока цилиндр находится на относительно небольшом расстоянии от стенки, примерно равном диаметру цилиндра $d = 5$ мм. Также следует отметить, что при обтекании тел плохообтекаемой формы (сфера, цилиндр и т.п.) всегда решающую роль в гидродинамике процесса играет сопротивление давления со всеми вытекающими из этого последствиями.

При расстоянии цилиндра от стенки $Y = 7$ мм цилиндр частично находится в пограничном слое, но большая его часть находится в невозмущенном потоке и картина течения во многом похожа на потенциальное обтекание, рассмотренное ранее, однако зона возвратного течения меньше, чем при $Y = 20$ мм.

То же самое имеет место и при $Y = 11$ мм, а взаимодействие следа цилиндра с внешней границей пограничного слоя практически не отражается ни на гидродинамике течения, ни на теплообмене.

Во всех случаях по мере удаления от цилиндра воздействие на профили скоростей постепенно вырождается и на расстоянии $\Delta x/d = 80$ влияние цилиндра почти незаметно, что соответствует известным данным [3, 4, 14–16], с температурой это происходит значительно раньше.

Как следует из полученных результатов и известно из работ [3–6, 13, 14], профили температуры обладают значительно большей консервативностью ко всякого рода воздействиям, оказываемым на поток, на что указывает сопоставление профилей скорости и температуры в отрывной зоне за цилиндром. При резкой деформации профиля скорости в следе за цилиндром (в условиях вихревых, отрывных течений) профиль температуры практически не меняется, поэтому в данных условиях метод гидродинамической аналогии совершенно неприемлем.

Консервативность профиля температуры объяснима: поскольку воздействие оказывается только на динамический пограничный слой (скорость на поверхности цилиндра равна нулю — эффект прилипания), то он и изменяется, а температура остается равной температуре окружающей среды.

Таким образом, экспериментально установлено, что при обтекании цилиндрических поверхностей, находящихся от стенки на расстояни-

ях, меньших, чем диаметр d , существуют отрывные зоны как за цилиндром, так и на стенке, которые в зависимости от этих расстояний могут оказывать существенные негативные воздействия не только на гидродинамику процесса, но особенно на процессы теплообмена — значительно их снижая. Это следует учитывать при разработке и создании трубчатых теплообменных аппаратов. Пограничные ряды труб необходимо располагать от стенки на расстоянии, равном диаметру труб и более.

В заключение следует отметить, что выполненные исследования необходимо продолжить, поскольку некоторые из полученных результатов носят качественный характер (поля скоростей в отрывной зоне), кроме того, используемая методика эксперимента не позволила исследовать ламинарный подслои, пульсационную структуру и корреляционные характеристики исследуемых потоков, что существенно снижает значение полученных результатов. Использование вихревых зон для интенсификации теплообмена в каналах и пограничном слое обычно связано с периодическим расположением на поверхности турбулизаторов (выступов или углублений), поэтому важно знать, как влияют форма, размеры и взаимное расположение турбулизаторов на структуру потока.

Полученные результаты расширят представление о физической сущности рассматриваемых процессов и могут послужить основой для разработки аналитических методов решения таких течений.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 08-08-00906.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б е р г л с А. Интенсификация теплообмена // Теплообмен. Достижения. Проблемы. Перспективы. – М.: Мир, 1981. – С. 145–192.
2. И н т е н с и ф и к а ц и я тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах / В.В. Дзюбенко, Ю.А. Кузма-Кичта, А.И. Леонтьев и др. Под ред. Ю.А. Кузма-Кичта. – М.: ФГТУ “ЦНИИАтоминформ”, 2008. – 532 с.
3. А ф а н а с ь е в В.Н., Л е о н т ь е в А.И., Ч у д н о в с к и й Я.П. Теплообмен и трение на поверхностях, профилированных сферическими углублениями. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1990. – 118 с. (Препр. МГТУ им. Н.Э. Баумана № 1-90).
4. Г и д р о д и н а м и к а и теплообмен при обтекании одиночных углублений на исходно гладкой поверхности / В.Н. Афанасьев, А.И. Леонтьев, Я.П. Чудновский и др. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1991. – 140 с. (Препр. МГТУ им. Н.Э. Баумана № 2-91; часть 1. – 56 с.; часть 2. – 140 с.).
5. К а л и н и н Э. К., Д р е й ц е р Г. А., Я р х о С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. – М.: Машиностроение, 1990. – 206 с.
6. У с п е х и теплопередачи, 2 // Интенсификация теплообмена / Под ред. А.А. Жукаускаса, Э.К. Калинина, ИФТ проблемы энергетики АН Лит. ССР, ИТМ им. А.В. Лыкова АН БССР. – Вильнюс “Мокслас”, 1988. – 188 с.

7. М и г а й В. К. Повышение эффективности теплообменников. – Л.: Энергия. ЛО, 1980. – 144 с.
8. Г у х м а н А. А. Интенсификация конвективного теплообмена и проблема сравнительной оценки теплообменных поверхностей // Теплотехника. – 1977. – № 4. – С. 5–8.
9. М и г а й В. К. Моделирование теплообменного оборудования. – Л.: Энергия. ЛО, 1987. – 264 с.
10. М и г а й В. К., Б ы с т р о в П. Г. Интенсификация теплообмена в волнистых трубах // Теплоэнергетика. – 1976. – № 11. – С. 74–76.
11. И н т е н с и ф и к а ц и я теплообмена в круглых трубах / В.К. Мигай, Л.П. Сафонов, В.А. Зайцев и др. // Теплообмен-ММФ. Конвективный, радиационный и комбинированный теплообмен: Проблемные доклады. – Минск, 1988. – С. 142–152.
12. А н т у ф ь е в В. М. Эффективность различных форм конвективных поверхностей нагрева. – М. – Л.: Энергия, 1966. – 184 с.
13. А ф а н а с ь е в В. Н., Т р и ф о н о в В. Л. Интенсификация теплоотдачи при вынужденной конвекции. Методические указания. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2007. – 68 с.
14. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 712 с.
15. К l e b a n o f f P. S., D i e h l Z. W. Some feature of artificially thickened fully developed turbulent boundary layers with zero pressure gradient. Report 1110, 1952.
16. К l e b a n o f f P. S. Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient. Report 1247, 1955.
17. Э к с п е р и м е н т а л ь н о е исследование турбулентного пограничного слоя на плоской пластине с нулевым градиентом давления и постоянным тепловым потоком / Е.В. Шишов, В.П. Югов, В.Н. Афанасьев и др. // Тр. МВТУ. – 1976. – № 222. – С. 121–129.
18. К л а у з е р Ф. Турбулентный пограничный слой // Проблемы механики. – 1959. – № 2. – С. 297–340.

Статья поступила в редакцию 20.04.2010

Валерий Никанорович Афанасьев родился в 1938 г., в 1968 г. окончил МВТУ им. Н.Э. Баумана. Д-р техн. наук, профессор кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 120 научных работ в области тепломассообмена, гидрогазодинамики и монодисперсных сред.

V.N. Afanas'ev (b. 1938) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1968. D. Sc. (Eng.), professor of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 120 publications in the field of heat-mass exchange, hydro-gasdynamics, and monodisperse media.

Сергей Алексеевич Бурцев родился в 1973 г., в 1999 г. окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Газотурбинные и нетрадиционные энергоустановки” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 30 научных работ в области тепломассообмена и газодинамики.

S.A. Burtsev (b. 1973) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 1999. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Gas-Turbine and Nontraditional Power Units” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 30 publications in the field of heat-mass exchange and gasdynamics.

Кирилл Сергеевич Егоров родился в 1977 г., в 2001 г. окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана. Канд. техн. наук, доцент кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 20 научных работ в области тепломассообмена.

K.S. Yegorov (b. 1977) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2001. Ph. D. (Eng.), assoc. professor of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of more than 20 publications in the field of heat-mass exchange.

Алексей Юрьевич Кулагин родился в 1986 г., в 2009 г. окончил МГТУ им. Н.Э. Баумана. Аспирант кафедры “Теплофизика” МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор пяти научных работ в области тепломассообмена.

A.Yu. Kulagin (b. 1986) graduated from the Bauman Moscow State Technical University in 2009. Post-graduate of “Thermal Physics” department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of 5 publications in the field of heat-mass exchange.
