

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПЕТРА ВЕЛИКОГО»

На правах рукописи



ГУСАКОВ АНДРЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ПРИ ОБТЕКАНИИ ЦИЛИНДРА:
СОВМЕЩЕНИЕ PIV-МЕТОДА И ГРАДИЕНТНОЙ ТЕПЛОМЕТРИИ**

01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель:
доктор технических наук,
доцент В.Ю. Митяков

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ

2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Глава 1 Постановка задачи и обзор литературы.....	8
1.1 Выбор модели и граничных условий.....	8
1.2 Течение и теплообмен при поперечном обтекании цилиндра....	12
1.3 Экспериментальные исследования теплообмена.....	23
1.4 PIV-диагностика при поперечном обтекании цилиндра.....	33
1.5 Градиентная теплотметрия.....	37
1.6 Частотные характеристики.....	41
1.7 Интенсификация теплообмена.....	50
Глава 2 Методика и техника эксперимента.....	56
2.1 Градиентная теплотметрия.....	56
2.2 PIV – визуализация течения.....	61
2.3 Схема эксперимента и экспериментальная установка.....	65
2.3.1 Блок-схема цилиндра.....	65
2.3.2 Модель цилиндра.....	68
2.3.3 Регистрация сигнала ГДТП.....	70
2.3.4 Аэродинамическая труба.....	70
2.3.5 Измерительный PIV – комплекс ПОЛИС.....	73
2.3.6 Обработка результатов.....	75
Глава 3 Теплообмен и течение при обтекании цилиндра.....	77
3.1 Обтекание круглого гладкого цилиндра.....	77
3.1.1 Постановка задачи.....	77
3.1.2 Исследование течения и теплообмена.....	81
3.2 Исследование частоты отрыва пограничного слоя.....	94
3.3 Обтекание цилиндра с турбулизаторами.....	99
3.4 Оценка неопределенности проведенных исследований.....	103
Заключение.....	107
Основные сокращения и обозначения.....	108
Список использованной литературы.....	112
Приложения.....	120

Введение

Широкий круг задач, связанных с созданием, применением и совершенствованием теплообменников, требует для своего решения исследовать течение и теплообмен вблизи теплопередающих поверхностей. Неразрывная связь обоих процессов делает актуальными любые попытки наблюдать их и характеризовать количественно в реальном времени. Этому, однако, мешает малочисленность, а то и отсутствие современных измерительных средств – в первую очередь, быстродействующих малогабаритных датчиков. При бурном развитии цифровых технологий для обработки сигналов отставание парка датчиков становится ключевой проблемой теплофизического эксперимента.

Направление настоящего исследования, в первую очередь, методическое: создать и апробировать схему совместного и независимого исследования течения и теплообмена. В тоже время ясно, что такой подход требует для реализации комплексной и достаточно узкой области, где имеются надежные и общедоступные данные, а также выполненные новые и существенно полезные результаты.

В этом качестве выбрана задача обтекания кругового цилиндра – как элемента, присутствующего едва ли не в большинстве теплообменных устройств. Гладкий круговой цилиндр является исходной моделью (или прототипом) в попытках интенсификации теплообменом путем нанесения лунок, рельефа, применения турбулизаторов и т.п.

Таким образом, достаточно удачное решение исследуемой задачи сможет оказаться полезным и в многочисленных приложениях – в первую очередь, при создании компактных энергоэффективных и надежных теплообменников самого различного назначения.

В работе развивается мысль о совмещении преимуществ современной и хорошо развитой PIV - диагностики течений с возможностями – новыми и во многом уникальными – градиентной теплотометрии, каковая активно развивается в

Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого с 1996 года по настоящее время.

Цель работы. Целью диссертации является совместное использование PIV - метода и градиентной теплотметрии для исследования течения и теплообмена при обтекании кругового цилиндра (гладкого и с турбулизаторами) в различных геометрических условиях и при различных гидродинамических режимах.

Основные задачи. Достижение поставленной цели требует:

- реализовать, усовершенствовать и апробировать методику совместного применения PIV-технологий и градиентной теплотметрии;
- получить результаты в традиционной постановке опытов и сопоставить их с общепризнанными данными литературных источников;
- дать трактовку, полную или предварительную, наблюдаемым эффектам;
- исследовать обтекание цилиндра со стержнями - турбулизаторами и показать возможности экспериментального подхода к оптимизации исследуемого объекта;
- оценить метрологические характеристики и достоверность предлагаемого подхода.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

- впервые в трехмерной постановке и реальном времени исследуется обтекание цилиндра (под различными углами атаки, в разных гидродинамических режимах) и теплообмен на его поверхности;
- получены частотные характеристики для местной плотности теплового потока, позволяющие верифицировать результаты численного моделирования;
- получены новые данные об интенсификации теплообмена на поверхности цилиндра с помощью стержней - турбулизаторов, даны рекомендации по выбору геометрических параметров такой системы.

Достоверность и обоснованность научных положений определяется:

- использованием PIV-методики и градиентной теплометрии – двух технологий, получивших признание у широкого круга специалистов и многократно апробированных при решении (раздельном и независимом) сходных задач теплофизического эксперимента;
- применением современных и аттестованных средств обработки и регистрации сигналов, оценкой метрологических показателей эксперимента в соответствии с действующими российскими и международными стандартами;
- сопоставлением и удовлетворительным соответствием полученных результатов данным, содержащимся в надежных и получивших признание источниках;
- получением уравнений подобия, близких по структуре и значениям эмпирических констант тем, которые приняты в современной расчетной практике.

Практическая значимость работы состоит в том, что предложен новый подход и инструментарий для исследования процессов течения и теплообмена в лабораторном и промышленном эксперименте. Кроме того, усовершенствован способ интенсификации теплообмена с помощью стержней - турбулизаторов.

Автор защищает:

- методический подход, позволяющий совместное изучение обтекания и теплообмена в режиме реального времени;
- методику и аппаратуру для исследования течения и теплообмена при обтекании цилиндра, полученные при совместном применении PIV - технологии и градиентной теплометрии;
- новые результаты, полученные при экспериментах на гладком круговом цилиндре и цилиндре со стержнями - турбулизаторами.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующий семинарах и конференциях:

- 1) Andrey A. Gusakov, Artem S. Kosolapov, Dmitriy M. Markovich, Andrey V. Mityakov, Vladimir Y. Mityakov, Sergey A. Mozhayskiy, Alexander S. Nebuchinov, Sergey Z. Sapozhnikov «Simultaneous PIV and Gradient Heat

Flux Measurement of a Circular Cylinder in Cross-Flow», Applied Mechanics and Materials Vol. 629, Switzerland, 2014.

- 2) Д.М. Маркович, А.С. Небучинов, А.А. Гусаков, А.В. Митяков, В.Ю. Митяков, С.А. Можайский, С.З. Сапожников «Совмещение PIV-технологии и градиентной теплотометрии при исследовании течения и теплообмена в сферической лунке», VI Российская национальная конференция по теплообмену, г. Москва.
- 3) Маркович Д.М., Небучинов А.С., Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В., Башкатов А.В., Гусаков А.А., Зайнуллина Э.Р., Косолапов А.С., Можайский С.А., Сероштанов В.В. «Исследование теплообмена при обтекании массива лунок с совместным использованием PIV диагностики и градиентной теплотометрии», Всероссийская конференция XXXI «Сибирский теплофизический семинар», г. Новосибирск, 2014.
- 4) С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков, А.В. Митяков, С.А. Можайский, А.А. Гусаков «Градиентная теплотометрия: идеи, реализация, результаты», VIII школа-семинар молодых ученых и специалистов академика РАН В.Е. Алемасова «Проблемы тепломассообмена и гидродинамики в энергомашиностроении», г. Казань, 2014.
- 5) А.А. Гусаков, В.Ю. Митяков, С.А. Можайский «Исследование течения и теплообмена цилиндра с помощью PIV-диагностики и градиентной теплотометрии», Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, 2014.
- 6) заседания кафедры «Теоретические основы теплотехники» СПбПУ (2012 - 2015).

Личный вклад диссертанта определяется тем, что он участвовал в формировании темы исследования, предложил схему экспериментального стенда, реализовал предложения и получил надежные результаты; участвовал в обсуждении и предложил трактовку наблюдаемых закономерностей; оптимизировал систему интенсификации со стержнями-турбулизаторами; обобщил и систематизировал результаты исследований.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 11 печатных работах, в т.ч. в 4 изданиях, входящих в перечень ВАК. Результаты диссертационной работы обсуждались на 5 всероссийских конференциях.

Объем работы: 137 страниц основного текста, 87 рисунков, 6 таблиц, 2 приложения. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, приложений и списка литературы.

Значительная часть работы выполнялась при поддержке и в рамках грантов РФФИ 13-08-00887 А «Комплексное исследование процессов теплообмена и течения в системах с вихрегенераторами», 15-08-03945 А «Исследование гидродинамики и теплообмена на основе комплексного использования PIV - диагностики и градиентной теплометрии».

ГЛАВА 1 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Выбор модели и граничных условий

Круговой цилиндр как модель, используемая для исследования гидродинамики и теплообмена, пользуется давней и заслуженной популярностью. Вот некоторые причины этого.

Труба круглого сечения – распространенный элемент теплообменников; достаточно часто поток жидкости обтекает трубу по нормали или под острым углом к образующей. В трубных пучках эффекты загромождения рассматриваются как «добавки» к закономерностям, установленным для одиночной трубы.

Симметрия и простота формы позволяет удобно «стыковать» экспериментальные данные с расчётными, а при численном моделировании – строить удобные сетки.

Все поверхности выпуклые, что облегчает PIV-диагностику (см. главу 2).

Модель можно считать базовой при развитии эксперимента: обтекании цилиндров некругового профиля, цилиндров с облуненной поверхностью, искусственной шероховатостью, турбулизаторами и т.д.

Существует большая, если не избыточная, база данных по гидродинамике и теплообмену на поверхности цилиндра, обтекаемого потоком жидкости при различных режимах – ламинарном, переходном, турбулентном – и в различных температурных диапазонах.

Большинство исследований связано с обтеканием цилиндра, длина которого настолько больше диаметра, что задачу можно считать двумерной. Это полностью верно при обтекании потоком, нормальным образующей; при обтекании под острым углом возникает движение жидкости вдоль образующей, и здесь важно избежать концевых эффектов. Практически это означает то же самое: длина цилиндра должна заметно превосходить его диаметр.

Введем обозначения и систему координат, которых будем придерживаться в дальнейшем (рисунок 1.1). Цилиндр диаметром d имеет длину $l \gg d$. Поток жидкости со средней скоростью $\bar{w}$ набегает на цилиндр под углом $0 < \beta \leq \frac{\pi}{2}$ к его оси и образующим. Местные характеристики определяются для условной точки M , находящейся на поверхности цилиндра; угловая координата φ отсчитывается от лобовой образующей $A-A$ ($\varphi = 0^\circ$) до кормовой образующей ($\varphi = \pi = 180^\circ$). Температура поверхности на $T_w = \text{idem}$ для всех $0 \leq \varphi \leq \pi$, температура потока $T_f = \text{const.}$

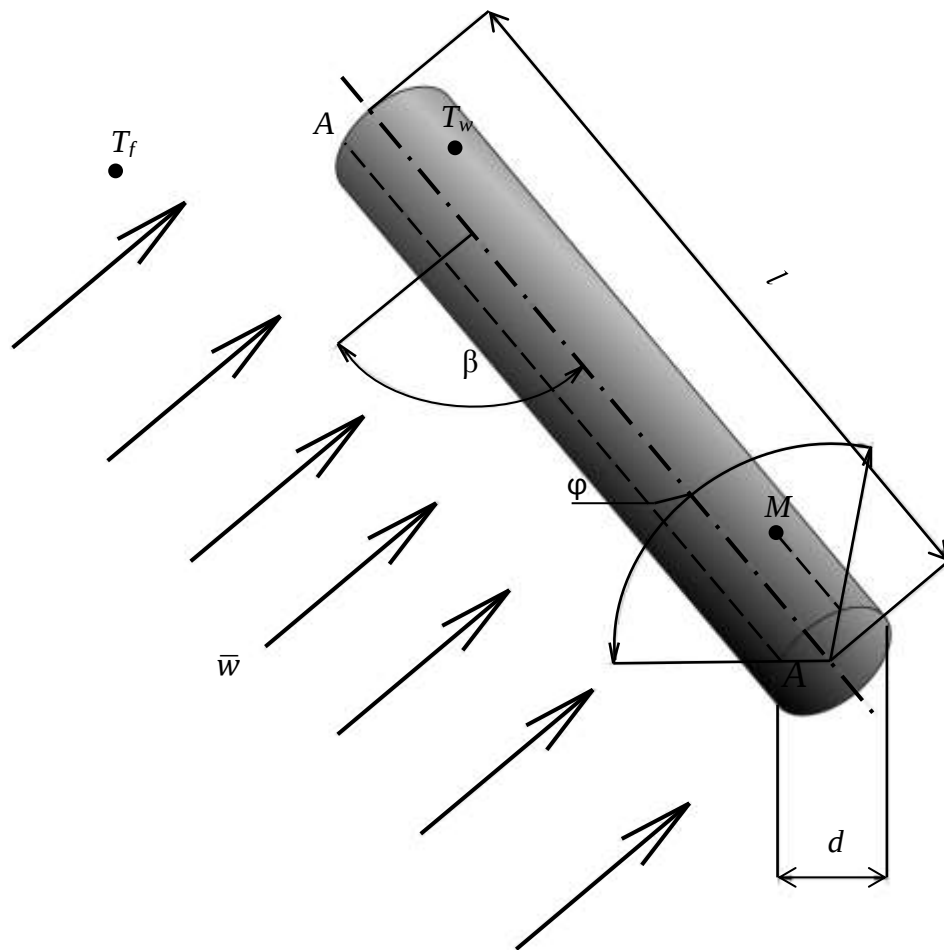


Рисунок 1.1 — Схема опыта (гладкий цилиндр)

Подавляющее большинство исследований выполнено при обтекании цилиндра под прямым углом ($\beta = \frac{\pi}{2}$); в то же время, задачи нашей работы предполагают иной вариант ($\beta < \frac{\pi}{2}$), поскольку только в этом случае возникает заметное течение вдоль образующей, влияющее на местные и средний коэффициенты теплоотдачи.

Изотермическое течение ($T_w = T_f$) реализуется для сопоставления с многочисленными данными литературы, а также как базовый вариант, когда в серии опытов различие температур является единственным параметром.

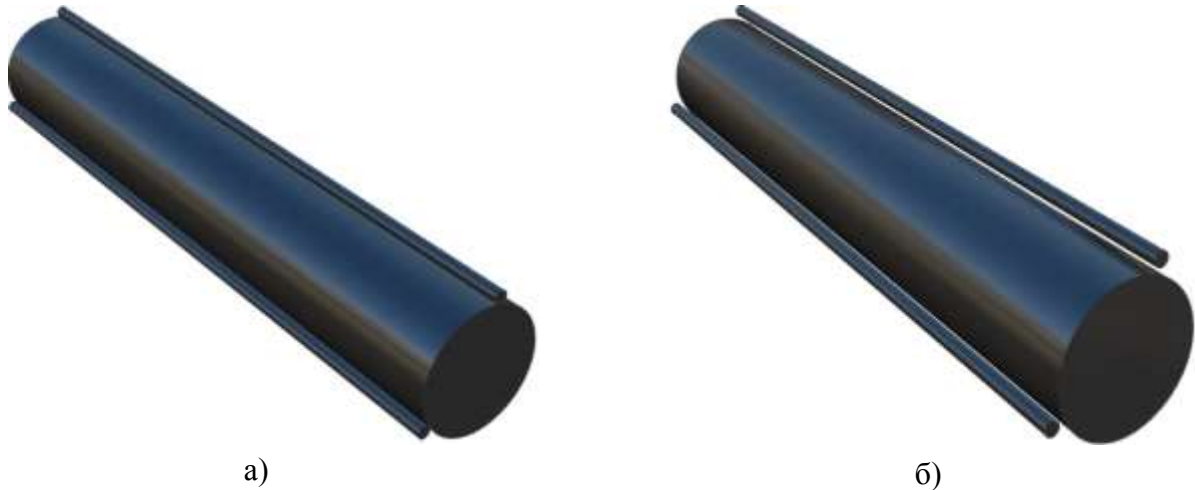
В работе рассмотрен один из видов интенсификации теплообмена как пример того, что геометрию системы можно достаточно просто оптимизировать в ходе эксперимента (см. главу 3). Интенсификаторами служат стержни диаметром $d_0 \ll d$ и длиной $l_0 \approx l$ (рисунок 1.2, а, б). Они параллельны образующей цилиндра и разнесены относительно лобовой точки на угол $\pm \psi$. Стержни либо прилегают к образующей (рисунок 1.2, а), либо отстоят от поверхности на величину $\delta \ll d$. Предметом подбора служат все три параметра d_0, δ, ψ ; задача, строго говоря, достаточно сложна, но эксперимент позволяет получить практически полезный и, главное, контролируемый результат при фиксации одного из факторов (например, d_0).

Важнейшим является выбор граничных условий. В литературе рассматривают два варианта:

- $T_w = \text{const}$ – постоянная температура на поверхности может быть равна температуре жидкости ($T_w = T_f$) либо отличается от нее ($T_w \leq T_f$); чаще встречается вариант $T_w > T_f$, что упрощает эксперимент.

- $q_w = \text{const}$ – постоянная плотность теплового потока на поверхности. Знак перед q_w безразличен для воздуха и двухатомных газов. При использовании жидкости и сред с числом Прандтля, зависящим от температуры, требуется учесть

поправку Михеева $\left(\frac{\text{Pr}_f}{\text{Pr}_w}\right)^{0.25}$, где Pr_f, Pr_w – числа Прандтля при температуре жидкости, равной T_f и T_w , соответственно.



а) – без зазора, б) – с зазором

Рисунок 1.2 – Цилиндр с турбулизаторами

Оба вида граничных условий часто упоминают «через запятую», в чем присутствует немалое лукавство. Они лишь модельные упрощения, не связанные, в большинстве случаев, с прикладными задачами теплообмена. Например, условие $T_w = \text{const}$ приближенно реализуется при подаче в полость трубы жидкости или пара в состоянии насыщения при постоянном давлении. На практике такое встречается достаточно редко. Условие $q_w = \text{const}$ еще более искусственно, и указать область, где оно наблюдается трудно.

Причина того, почему почти все исследования выполнены при $q_w = \text{const}$, очевидны:

- условие легко реализуется при электрическом нагреве модели;
- для измерений используют термоприемники (термопары, термометры сопротивления, термоиндикаторы, тепловизоры, радиометры и т.д.).

В то же время, уравнения подобия практически всегда записывают при $T_f = \text{const}$, $T_w = \text{const}$; сопоставление расчетных данных с результатами эксперимента, выполненного при других граничных условиях, выглядит нестрогим. Иногда утверждают, что вид граничных условий не влияет на результат, но доказательств не приводят.

Такой подход оправдан – или был оправдан до последнего времени – отсутствием стабильных, быстродействующих и малогабаритных датчиков теплового потока.

Создание и развитие градиентной теплотметрии (см. главу 2) изменило положение дел.

1.2 Течение и теплообмен при поперечном обтекании цилиндра

Задача привлекает исследователей достаточно давно; побудительным мотивом послужила низкая эффективность теплообмена в промышленных котлах, тепловоспринимающая поверхность которых в 20-х годах прошлого века почти всегда состояла из 1 - 2 рядов труб. Наиболее ранней работой, которую удалось обнаружить, была статья М.В. Кирпичева [15], вышедшая в 1926г. Вот как автор описывает конструкцию цилиндра, использованную в его опытах: «Испытуемое тело состояло из цилиндрической трубки, откачанной до высокого вакуума, на которую параллельно образующей наклеивалась платиновая полоска. Под полоской в одном или нескольких ее местах помещалась контрольная термopара из тонких (диаметром 0,1 мм) проволок железа и константана. Полоска включалась в цепь батареи и нагревалась током.

Эта платиновая полоска выполняла одновременно три функции. Измеряя силу тока i в цепи и падение вольтажа v в полоске, можно было найти тепло Q , подведенное к ней в единицу времени. Затем, по ее омическому сопротивлению $R = v/i$ можно было определить ту температуру T , до которой она была нагрета; и, наконец, зная ее поверхность H и температуру потока воздуха t , можно было вычислить коэффициент теплоотдачи от поверхности полоски воздуху:

$$k = \frac{Q}{H(T - t)}.$$

Тепло, развиваемое током, не все отдается через поверхность платиновой полоски. Часть его утекает через края полоски в стекло трубки, через заднюю поверхность полоски вовнутрь трубки и через провода, примыкающие к полоске. Первая утечка уменьшалась компенсационным кольцом из двух платиновых полосок, охватывающих основную полоску с боков и поддерживаемых при одинаковой с ней температуре путем нагревания током от особой батареи. Вторая и третья доводились до небольшой величины высоким вакуумом трубки и большой длиной полоски по сравнению с ее шириной».

Превосходен анализ результатов: « ... произведенные до сего времени опыты с достаточной отчетливостью выяснили изменение теплопередачи в функции от угла поворота трубки относительно потока воздуха, а также от скорости и завихренности этого воздуха. Именно, радиальная диаграмма теплопередачи имеет вид сердцеобразной кривой. Под углом в 45° к направлению потока теплопередача для круглого цилиндра оказалась наибольшей, а задняя половина его имела в два раза худшую теплопередачу. Возрастание теплопередачи со скоростью подчиняется формуле, аналогичной формуле Нуссельта для потока газа в трубке. Опыты показали также значительное возрастание теплопередачи с увеличением турбулентности потока. Ставя перед трубкой устройства, искусственно завихряющие поток, удавалось увеличить теплопередачу более чем в два раза. Правда, энергия, расходуемая на создание потока, возрастала при этом весьма значительно. Последний результат представляет большой технический интерес. Остается невыясненным вопрос, одинаково ли в обоих случаях (увеличения скорости или турбулентности потока) возрастает с теплопередачей и затрата энергии на тягу. Ответ на него существенно повлияет на характер тех изменений, которые могут быть сделаны в конструкциях дымоходов печей и котлов».

А.С. Синельников и А.С. Чащихин [42] в 1932 г. исследовали зависимость коэффициентов теплоотдачи на поверхности круглого цилиндра от угла атаки

воздушного потока, менявшегося в пределах от 65 до 90°. Поток воздуха создавался аэродинамической трубой с сечением канала 0,7×0,3 м; цилиндр ($d = 23$ мм, $l = 645$ мм) поворачивался на специальном ремне. Авторы пишут: «Экспериментальная труба представляла собою электрический калориметр, выполненный следующим образом: на фарфоровую трубку в качестве нагревательной обмотки была навита нихромовая лента, покрытая сверху слоем асбеста в 3 мм. Полученный таким образом нагреватель был заключен в латунный кожух $d = 23$ мм, поверхность которого и являлась теплоотдающей поверхностью. Для уменьшения тепловых утечек вследствие теплопроводности, крепления трубы в рамке были сделаны на теплоизоляторах; а для уменьшения дополнительного охлаждения по торцам латунный кожух выполнен разрезным. Принятые меры обеспечили прямолинейное распределение температур по длине трубы и дали возможность относить все подсчеты в средней ее части длиной в 445 мм. Во время опытов производились измерения скорости и температуры воздуха, температуры поверхности теплоотдающей трубы и количества переданной теплоты. Температура воздуха измерялась ртутным термометром, скорость – трубкой Прандтля. Для определения температуры поверхности трубы в латунном кожухе были заделаны три термоэлемента медь - константан ($d = 0,20$ мм), причем холодные спаи помещались в потоке воздуха на расстоянии одного метра от исследуемой трубы. Благодаря этому непосредственно отсчитывались действующие разности температур. Количество теплоты, переданной рабочей части трубы длиной в 445 мм, измерялось прецизионным ваттметром. Опыты велись при постоянной температуре трубы для всех ее положений относительно направления потока». Средний коэффициент теплоотдачи определялся с поправкой на радиационную составляющую; среднее значение числа Нуссельта (в современных обозначениях) при $\beta = 90^\circ$

$$Nu = 0,39 Re^{0,56},$$

где $Nu = \frac{\alpha d}{\lambda_x}$ – число Нуссельта; $Re = \frac{wd}{\nu}$ – число Рейнольдса.

В работе получена также зависимость $\alpha(\beta)$ при различных скоростях потока w (рисунок 1.3).

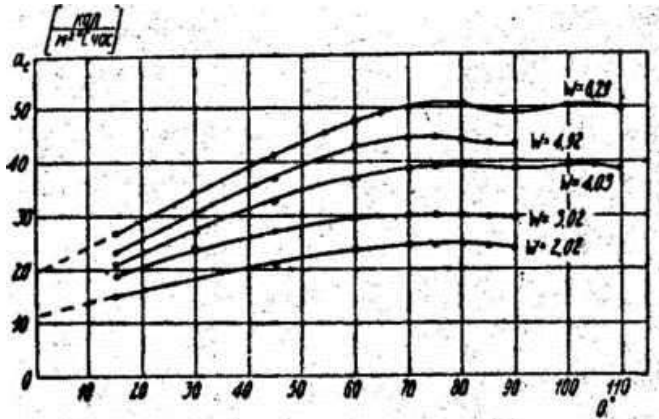


Рисунок 1.3 – Зависимость коэффициента теплоотдачи α_c от угла β [42]

Максимум величины α достигался дважды (второй экстремум был гораздо более пологим); углы, соответствующие максимуму, составляли $75...105^\circ$: в опытах можно было поворачивать цилиндр на угол, больший прямого. Попутно авторы установили, что гидравлическое сопротивление при $\beta < 90^\circ$ снижается, но обосновать связь теплообмена и сопротивления не смогли.

В работе 1934 г. [10] А.А. Гухман ссылается на тот же график $\alpha(\beta)$ и приводит картины обтекания цилиндра, полученные теплеровской диагностикой для чисел Рейнольдса, равных $0,7 \cdot 10^4$, $3 \cdot 10^4$ и $5 \cdot 10^4$. Он пишет: «Спектр обтекания в условиях нормальной турбулентности отличается большей отчетливостью. Вихревые полосы, сходящие с цилиндра, резко очерчены. Ясно видны места отрыва струй. В противоположность этому, фотографии, характеризующие картины обтекания цилиндра возмущенным потоком, менее отчетливы. Вследствие значительной турбулентности потока вихревой след сильно размыт. Местоположение точек отрыва струй не может быть указано сколько-нибудь отчетливо. Однако самый факт значительного их смещения, в особенности при больших Re , обнаруживается с достаточной ясностью.»

Уровень знаний той эпохи вполне характеризует еще одна цитата: «В этой связи надлежит прежде всего рассмотреть вопрос о влиянии угла атаки на интенсивность теплообмена.

В широких технических кругах принято считать, что при увеличении угла атаки (т. е. угла, образуемого осью цилиндра и направлением потока) от 0 до 90° происходит неизменное возрастание интенсивности теплообмена, которая достигает своего наибольшего значения в условиях „поперечного потока”. Этот взгляд основан только на том факте, что коэффициент теплоотдачи в случае поперечного потока больше, чем в случае потока, направленного вдоль оси трубы. Между тем процесс обтекания цилиндра отличается столь значительной сложностью, что какие бы то ни было априорные суждения должны быть признаны крайне рискованными. Не подлежит сомнению, что интенсивность теплоотдачи отдельных элементов поверхности, находящихся в существенно различных гидродинамических условиях, не одинакова. Однако наши знания по этому вопросу весьма недостаточны, так как опытные данные о распределении теплоотдачи по поверхности цилиндра вследствие крайней трудности эксперимента не точны и должны расцениваться как предварительные результаты».

В дипломной работе Л.М. Моложен [25, 13], выполненной в 1936 году под руководством А.А. Гухмана, исследовано обтекание круглого цилиндра под углом к образующей, а результаты сопоставлены с обтеканием цилиндра эллиптического сечения. Было установлено наличие продольного течения: «... в лобовой части слабое, при $\beta \geq 50^\circ$ выраженное; коэффициент сопротивления падал до $\beta = 60^\circ$ медленно, а далее быстро.

Коэффициент теплоотдачи достигает максимума в области $\beta = 60...70^\circ$, превышая значение, достигнутое при $\beta = 90^\circ$ примерно на 20%. При $Re = 10^4$, $\beta \geq 60^\circ$ продольное течение усиливается, а коэффициент теплоотдачи заметно снижается; для больших значений β эффект с очевидностью ослабевает».

В дальнейшем выполнено весьма много исследований, данные которых обобщены в монографии А.А. Жукаускаса [12]. Рассмотрим, хотя бы тезисно, ту часть результатов, которая представляет интерес в нашей работе – как материал для обсуждения того, насколько корректен новый подход.

Итак, существующие представления сводятся к следующему.

Поперечное обтекание цилиндра зависит, в первую очередь, от числа Рейнольдса.

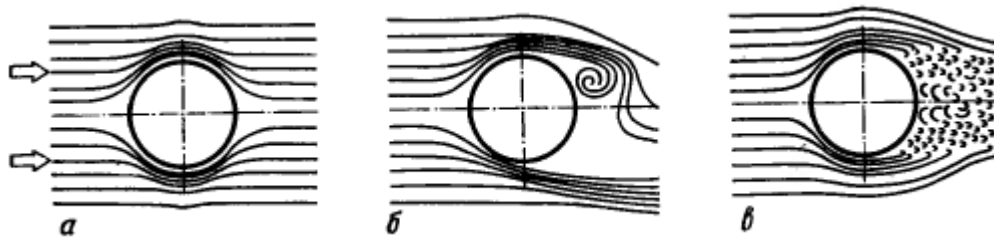


Рисунок 1.4 – Картина обтекания цилиндра при $Re \approx 1$ (а), $Re < 2 \cdot 10^5$ (б) и $Re > 4 \cdot 10^5$ (в) [12]

При $Re < 1$ инерционные силы меньше сил вязкости, поток отделяется от цилиндра вблизи кормовой точки (рисунок 1.4, а). При $Re > 40$ вихри начинают отрываться, образуя дорожку Кармана, устойчивую на большом удалении от цилиндра.

В переходном режиме ($150 < Re < 300$) след становится трехмерным, а далее полностью турбулизируется; картина сохраняется вплоть до критического значения $Re = 2 \cdot 10^5$, при котором регулярность схода вихрей нарушается.

Отрыв пограничного слоя обусловлен силами трения, изменением давления и скорости потока. В лобовой части давление падает, скорость возрастает, частицы преодолевают силы трения и движутся вдоль поверхности. Над кормовой частью давление возрастает, скорость падает, энергия рассеивается на трение, поэтому движение останавливается, меняется на обратное – и вызывает отрыв пограничного слоя. При докритических числах Рейнольдса отрыв происходит при $\varphi \approx 80^\circ$. При критических числах Рейнольдса отрыв смещается к $\varphi \approx 140^\circ$, что вызвано турбулизацией пограничного слоя: он получает

дополнительную энергию за счет турбулентных пульсаций скорости (рисунок 1.4, в).

Периодичность отрыва вихрей, образующих дорожку Кармана, определяется числом Струхала

$$Sh = \frac{f \cdot d}{\bar{w}},$$

где f – частота схода вихрей, Гц; $\bar{w}$ – средняя скорость потока, $\frac{м}{с}$.

При $10^4 < Re < 1,2 \cdot 10^6$ $Sh \approx 0,2$. С частотой, соответствующей этому значению числа Струхала, колеблются все параметры потока.

Коэффициент теплоотдачи в лобовой точке цилиндра α_0 , обтекаемого воздухом, находят из уравнения подобия

$$Nu_{df} = 1,14 Re_{df}^{0,5} \cdot Pr_f^{0,35},$$

где $Nu_{df} = \frac{\alpha_0 d}{\lambda_f}$ – число Нуссельта; $Pr_f = \frac{\nu}{a_f}$ – число Прандтля; все параметры воздуха определяют при температуре T_f .

С учетом параметра турбулентности Tu можно полагать, что

$$Nu_{df} = 0,43 Re_{df}^{0,6} \cdot Pr_f^{0,35} Tu^{0,15}.$$

Изменение местного коэффициента теплоотдачи в зависимости от угла φ представлено на рисунке 1.5; вклад турбулентности отражает рисунок 1.6.

В уравнение подобия $Nu = C \cdot Re^m \cdot Pr^n$ входят коэффициенты, зависящие как от угла φ , так и от показателя турбулентности Tu . Для лобовой части цилиндра $m = 0,5$, если $Tu < 1\%$; с возрастанием Tu до 20% $m = 0,65$. В кормовой части $m = 0,5 \dots 0,8$; в среднем принимают $m = 0,73$.

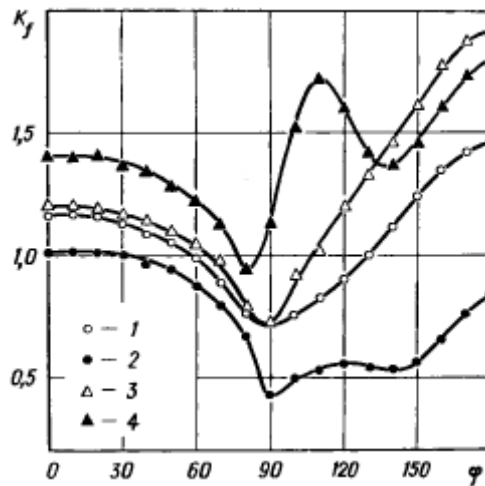
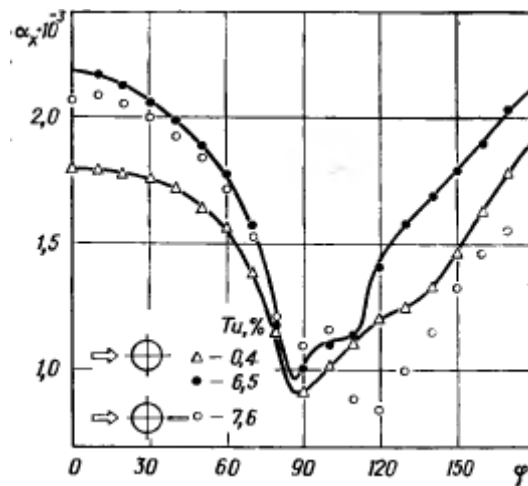


Рисунок 1.5 – Распределение местной теплоотдачи на цилиндре при различных числах Re [12]



Число Рейнольдса, степень турбулентности внешнего потока и число Прандтля: Re_f , Tu , Pr_f равны соответственно $5,7 \cdot 10^3$, 0,5%, 112, трансформаторное масло (1); $4,9 \cdot 10^4$, 0,52%, 0,7, воздух (2); $6,8 \cdot 10^4$, 1% (3), 6,8% (4), 6,1 вода. $K_f = Nu_f Re_f^{-0.5} Pr_f^{-0.37} (Pr_f / Pr_w)^{-0.25}$

Рисунок 1.6 – Влияние турбулентности внешнего потока и характера отрыва вихрей на местную теплоотдачу [12]

«Приведенные закономерности изменения местной теплоотдачи при докритических и критических числах Re позволяют составить общую картину обтекания цилиндрических тел. При низких числах Re (кривая 1 рисунок 1.7) теплоотдача лобовой части цилиндра максимальна, однако с развитием ламинарного пограничного слоя она постепенно уменьшается. При более высоких числах Re (кривая 2) после отрыва ламинарного пограничного слоя ($\varphi = 80^\circ$) в

вихревой зоне теплоотдача постепенно увеличивается. В критическом режиме обтекания отмечены два минимума теплоотдачи (кривая 3): первый – при отрыве ламинарного пограничного слоя в виде пузыря ($\varphi \approx 80^\circ$) и развитии турбулентного пограничного слоя, второй – при отрыве турбулентного пограничного слоя.

В сверхкритическом режиме обтекания ($Re_f \approx 2 \cdot 10^6$) первый минимум теплоотдачи (кривая 4) соответствует непосредственному переходу ламинарного пограничного слоя в турбулентный ($\varphi \approx 40^\circ$), а второй – отрыву турбулентного пограничного слоя. Однако следует отметить, что местоположение непосредственного перехода ламинарного пограничного слоя зависит от величины числа Re и степени турбулентности внешнего потока.

Из рисунка 1.8 видно, что в сверхкритическом режиме обтекания с повышением турбулентности внешнего потока первый минимум теплоотдачи цилиндра смещается к лобовой критической точке и область, охваченная ламинарным пограничным слоем, сужается».

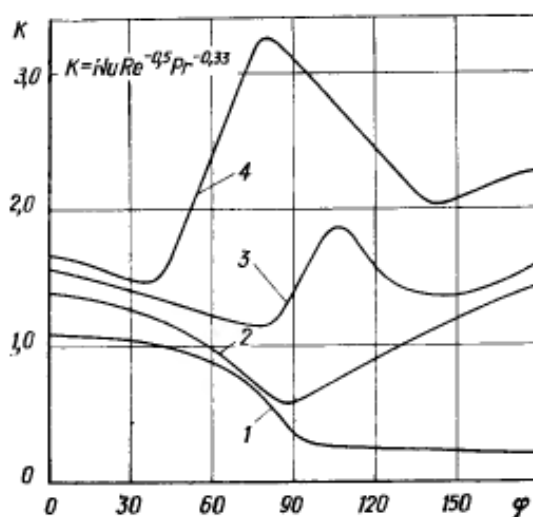


Рисунок 1.7 – Изменение местной теплоотдачи круглого цилиндра в широком интервале чисел Re [12]

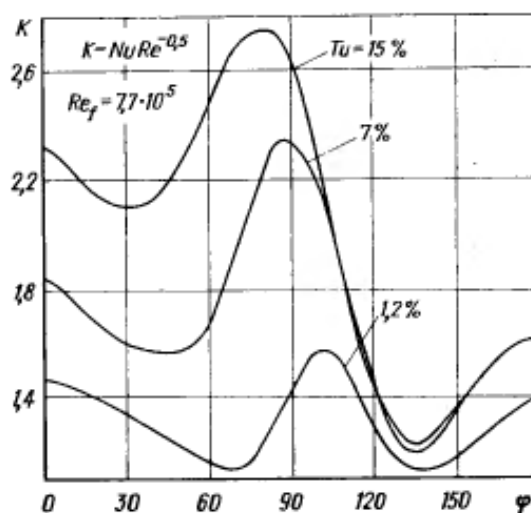
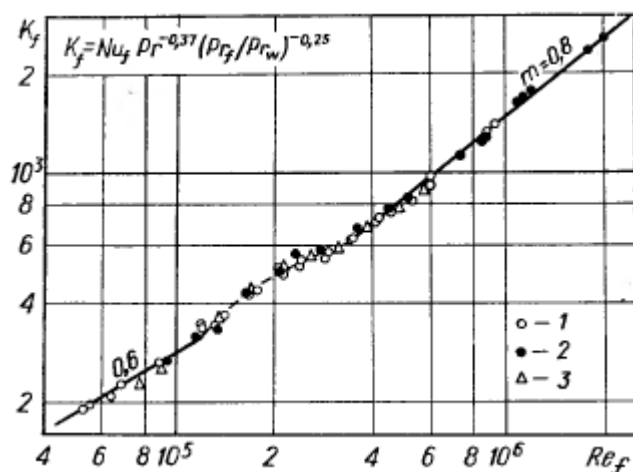


Рисунок 1.8 – Зависимость теплоотдачи цилиндра от турбулентности при сверхкритических числах Re в потоке воздуха [12]

При оценке среднего коэффициента теплоотдачи α установлено, что данные, полученные при условиях $T_w = \text{const}$ и $q_w = \text{const}$, разнятся мало; опытные данные А.А. Жукаускаса представлены на рисунке 1.9. Снова приведем цитату:

«... представлены наши опытные данные [12] по средней теплоотдаче круглых цилиндров в потоках воздуха и воды, полученные в интервале Re_f от $4 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^6$, при граничном условии $q_w = \text{const}$. В критическом режиме обтекания ($Re \approx 2 \cdot 10^5$) средняя теплоотдача значительно повышается (пунктир). Результаты, полученные при $Re_f > 3,5 \cdot 10^5$, ложатся на одну общую кривую, тангенс угла наклона которой равен 0,8. Таким образом, в сверхкритическом режиме обтекания интенсивность теплоотдачи значительно повышается и подчиняется новой закономерности, согласно которой показатель степени при Re_f уже равен 0,8. Интересно заметить, что показатель степени при Re_f для сверхкритического режима обтекания цилиндра соответствует значению показателя степени в случае турбулентного обтекания пластины. В интервале чисел Re_f от $1,5 \cdot 10^5$ до $3,5 \cdot 10^5$ результаты отклоняются от общих

закономерностей теплоотдачи. Это обусловлено особенностями критического режима обтекания – увеличением частоты отрыва вихрей, образованием отрывного пузыря и появлением неустойчивости течения».



1,2 – вода, цилиндры $d = 30,7$ и 50 мм;

3 – воздух, цилиндр $d = 32$ мм

Рисунок 1.9 – Средняя теплоотдача в потоках воды и воздуха [12]

Автор разбивает кривую $K_f(Re_f)$ на четыре зоны; расчетные формулы сведены в таблицу 1.1.

Таблица 1.1 – Формула для расчета средней теплоотдачи цилиндра

Зона	Рекомендуемая формула	Интервал значений Re_f
I	$Nu_f = 0,76 Re_f^{0,4} Pr_f^{0,37} (Pr_f / Pr_w)^p$	$10^2 - 4 \cdot 10^3$
II	$Nu_f = 0,52 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,37} (Pr_f / Pr_w)^p$	$4 \cdot 10^3 - 10^5$
III	$Nu_f = 0,26 Re_f^{0,6} Pr_f^{0,37} (Pr_f / Pr_w)^p$	$10^5 - 2 \cdot 10^6$
IV	$Nu_f = 0,023 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4} (Pr_f / Pr_w)^p$	$2 \cdot 10^6 - 10^7$

Заметим, что в монографии А.А. Жукаускаса рассмотрено обтекание цилиндра под углом $\beta = 90^\circ$. В обзоре не отражены новые способы исследования,

к которым относятся PIV-технология и градиентная теплометрия, а также использование турбулизаторов.

1.3 Экспериментальные исследования теплообмена

Представленные ниже работы послужили ориентиром для наших исследований по следующим причинам.

1) Задача рассматривается в сходной или идентичной геометрической постановке, оценивается сходный набор величин.

2) Угол атаки $\beta = 90^\circ$ в большинстве случаев, но в работе [86] рассмотрено обтекание при $\beta = 90 \dots 60^\circ$.

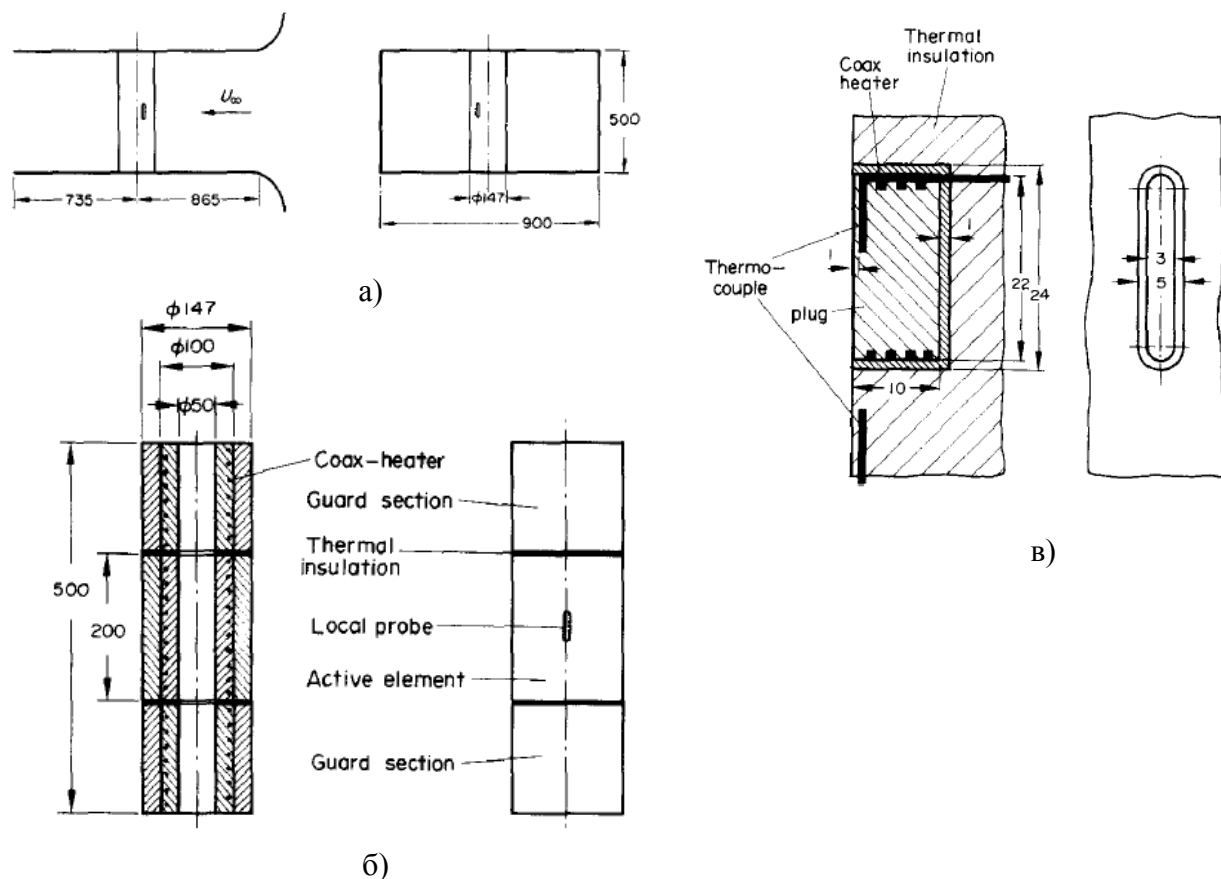
3) Использованы измерительные средства и приборы предыдущих поколений, что дает основание для объективного сопоставления с нашими данными.

«Самой ранней из современных» (1974) стала работа Э. Ахенбаха [56]. Исследовался теплообмен на поверхности цилиндра при числах Рейнольдса $Re = 3 \cdot 10^4 \dots 4 \cdot 10^6$, а также распределение статического давления и касательных напряжений трения. Опыты проводились в двух аэродинамических трубах, причем турбулентность Tu во всех случаях не превышала 0,45%.

Схема монтажа в аэродинамической трубе и конструкция модели, а также все важные размеры представлены на рисунке 1.10, а, б. На рисунке 1.10, в показан локальный зонд для изучения теплообмена, разработанный автором. Принцип его действия мало отличается от известного датчика теплового потока Гардона [5], но постоянная времени оказывается существенно меньшей.

Охранные нагреватели уменьшали перепад температуры на активном элементе до $\pm 0,1 \text{ К}$; перепад температур между поверхностью и невозмущенным потоком менялся от 5 до 75 К.

Местный зонд покрывал азимутальный угол φ на $2..3^\circ$, что вполне допустимо. Тепловой поток определялся по предварительной калибровке и связывался с разностью показаний двух термодатчиков.

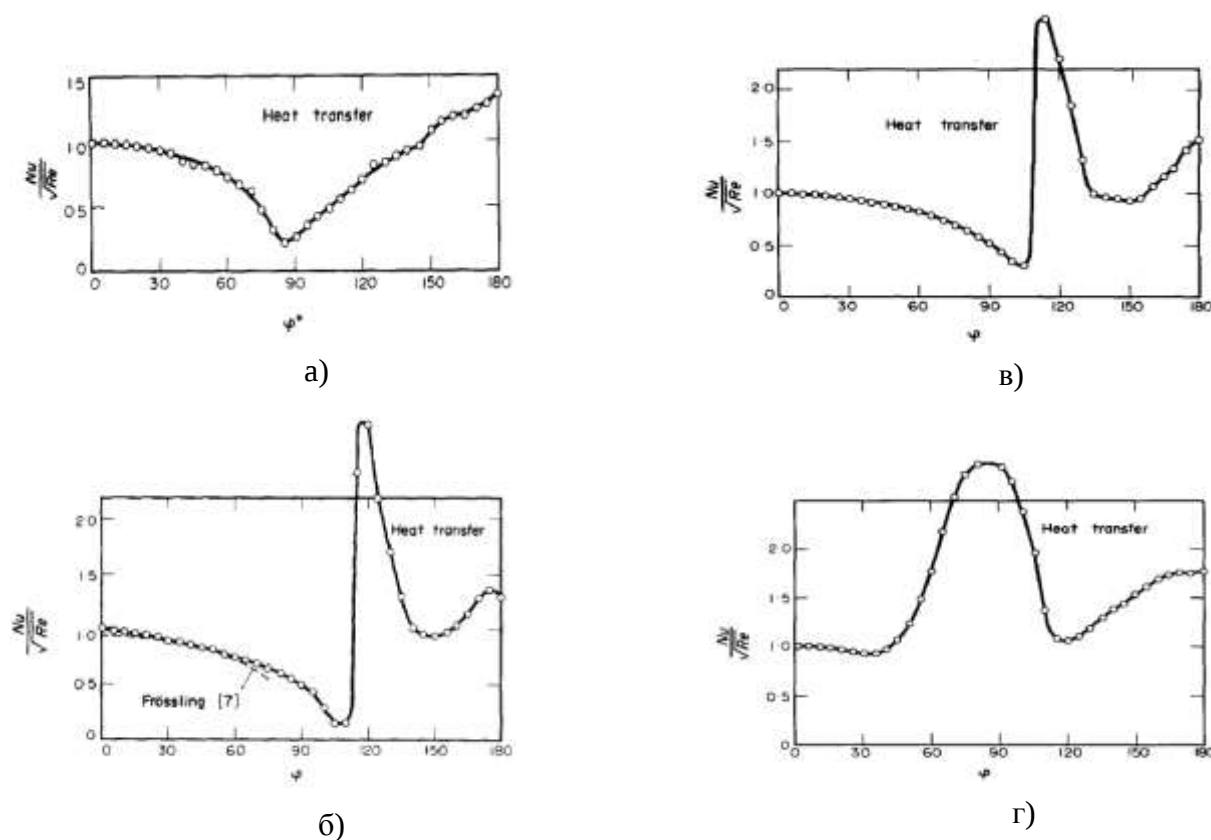


Надписи: coax-heater – коаксиальный нагреватель, guard section – охранный секция,
thermal insulation – теплоизоляция, local probe – местный зонд,
active element – активный (нагретый) элемент; thermocouple – термодатчики,
plug – пробка, вставка

Рисунок 1.10 – Расположение модели в аэродинамической трубе (а), конструкция модели (б) и местного зонда для изучения теплообмена (в) [5]

Таким образом, нагрев постоянным тепловым потоком дополнялся измерением местной плотности теплового потока. На наш взгляд, это можно делать только при тщательном поддержании и контроле условий $T_w = \text{const}(\varphi)$, о чём в работе не упоминается; автор ограничивается тем, что цилиндр выполнен из меди с теплопроводностью $\lambda = 370 \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$; расчет показывает, что в условиях

эксперимента отношение среднего перепада температуры на поверхности модели к перепаду $T_w - T_f$ не превышает 6,4%.



а) – докритический режим ($Re = 10^5$), б) – критический режим ($Re = 4 \cdot 10^5$),

в) – закритический режим ($Re = 1,27 \cdot 10^6$), г) – переходный режим ($Re = 4 \cdot 10^6$)

Рисунок 1.11 – Изменение теплообмена в зависимости от азимутального угла φ [5]

Результаты измерений представлены на рисунке 1.11; они согласуются с данными, обобщенными в разделе 1.2.

Соответствуют сложившимся представлениям и результаты, представленные на рисунке 1.12.

Таким образом, наиболее интересна в работе попытка измерить местную плотность теплового потока оригинальным датчиком. Сведений о его динамических характеристиках (и, как следствие, о возможности измерения пульсаций теплового потока) в работе не приводится.

В работе Э. Спэрроу и А.А. Янес Морено [86] изучен теплообмен на поверхности цилиндра, обтекаемого при угле атаки $\beta \leq 90^\circ$.

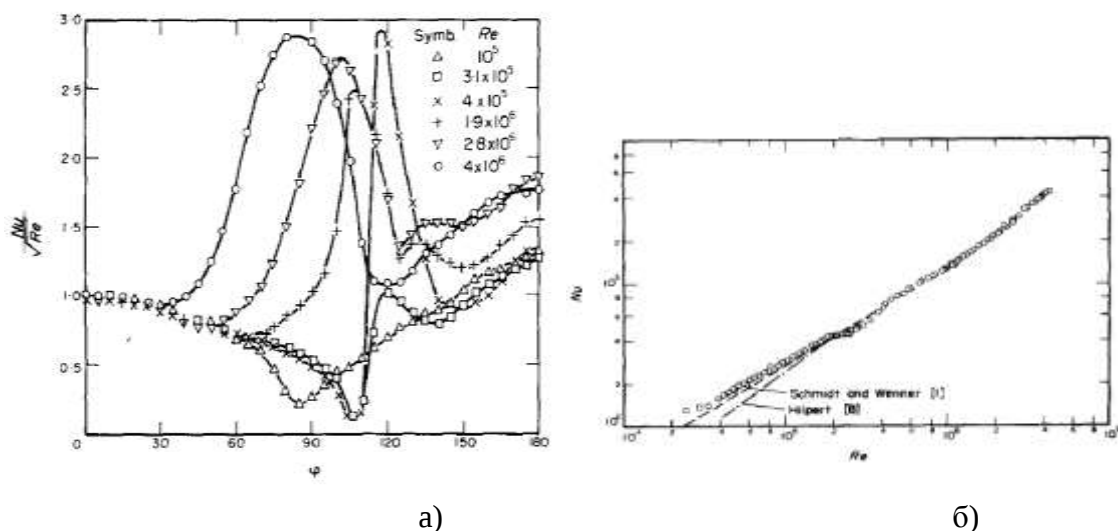
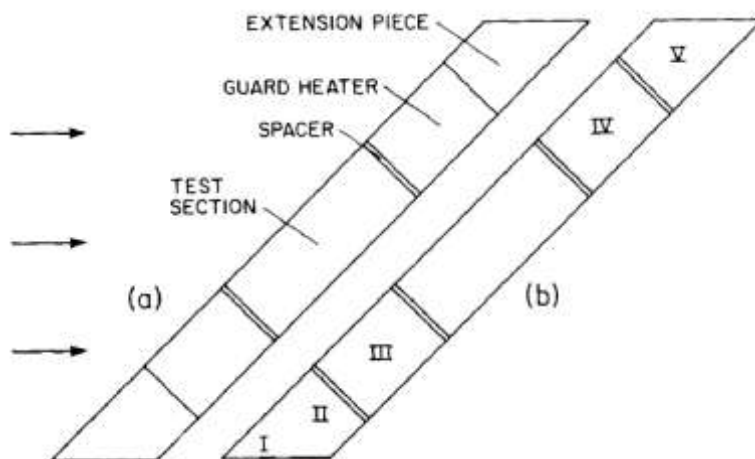


Рисунок 1.12 – Влияние числа Рейнольдса на местный (а) и средний (б) коэффициент теплоотдачи [86]

Отличие в обозначениях (важное для понимания рисунков) состоит в том, что авторы считают углом атаки $\theta = \frac{\pi}{2} - \beta$. Число Рейнольдса менялось в пределах $Re = 9 \cdot 10^3 \dots 7 \cdot 10^4$, угол атаки $\theta = 0 \dots 60^\circ$. Схема модели представлена на рисунке 1.15.

Дополнительные части задавали угол θ и менялись от опыта к опыту (что неудобно); диаметр цилиндра равнялся 50,8 мм, полная длина стержня – 292,1 мм – соответствовала габариту аэродинамического канала. Стенки цилиндра имели толщину 9,53 мм; они выполнялись из меди и алюминия, что, по мнению авторов, позволяло выравнивать поле температуры. Нагрев осуществлялся с помощью омических проволочных нагревателей. Температуру на поверхности контролировали 15 предварительно откалиброванных термопар. По 3 термопары установлено в каждый из охранных нагревателей (углы φ , где заделаны спаи, соответствовали углам, где установлены спаи на опытной секции). Спаи

размещались на глубине 0,5 мм от поверхности цилиндра. Разделители и дополнительные части выполнялись из теплоизолирующего материала Delrin.



a) – обтекание при $\theta = 45^\circ$; b) – цилиндр с охранными нагревателями I – V

Надписи: extension piece – дополнительная часть, guard heater – охранный нагреватель, spacer – разделитель, test section – опытная секция

Рисунок 1.13 – Схема (вид сбоку) цилиндрических моделей, использовавшихся в экспериментах [86]

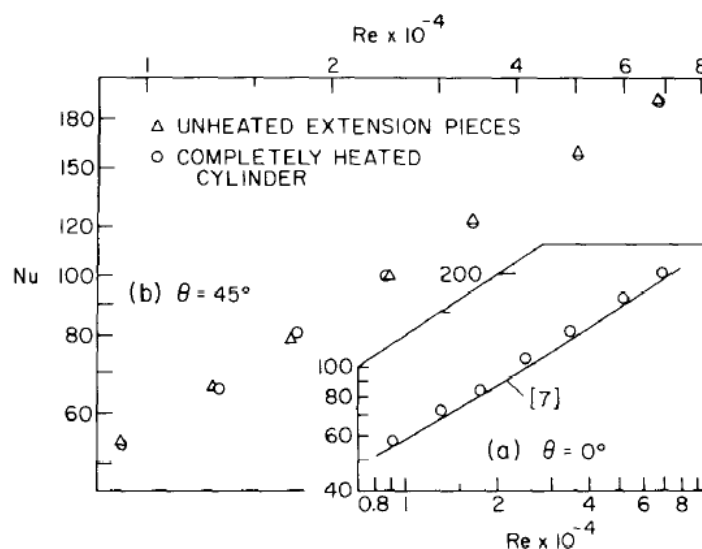
Температуру набегающего потока контролировали двумя термопарами, расположенными по бокам цилиндра в средней его части и скорость потока измеряли зондами, расположенными по бокам цилиндра в 250 мм от лобовой точки. Турбулентность потока в аэродинамической трубе $Tu \approx 0,5\%$. Аппаратура позволяла измерять термоЭДС до уровня 1 мкВ, а перепады давления – до 100 Па.

При $\theta \neq 0^\circ$ возникают течения вдоль образующих цилиндра; это потребовало создать модель, нагреваемую по всей длине (рисунок 1.13). Здесь дополнительные части – с I по V – выполнены из алюминия и снабжены дополнительными термопарами и нагревателями. Таким образом, расширена область «охранного» нагрева, а разделители, как считают авторы, повышают равномерность поля температуры (что спорно). Нижняя дополнительная часть снабжена двумя независимыми участками нагрева; почему это повышает точность эксперимента – неясно.

Для визуализации течения использовалась пленка масла с ламповой сажей; в 1986 г. эта техника была одной из основных – если не единственной – в подобных экспериментах.

В опытах измерялся только средний (по поверхности) коэффициент теплоотдачи; радиационными потерями (оцененными в 0,2%) авторы пренебрегли. Для $\theta \neq 0^\circ$ вводилось модифицированное число Рейнольдса; в наших обозначениях оно имеет вид

$$Re_N = Re \cdot \sin \beta.$$

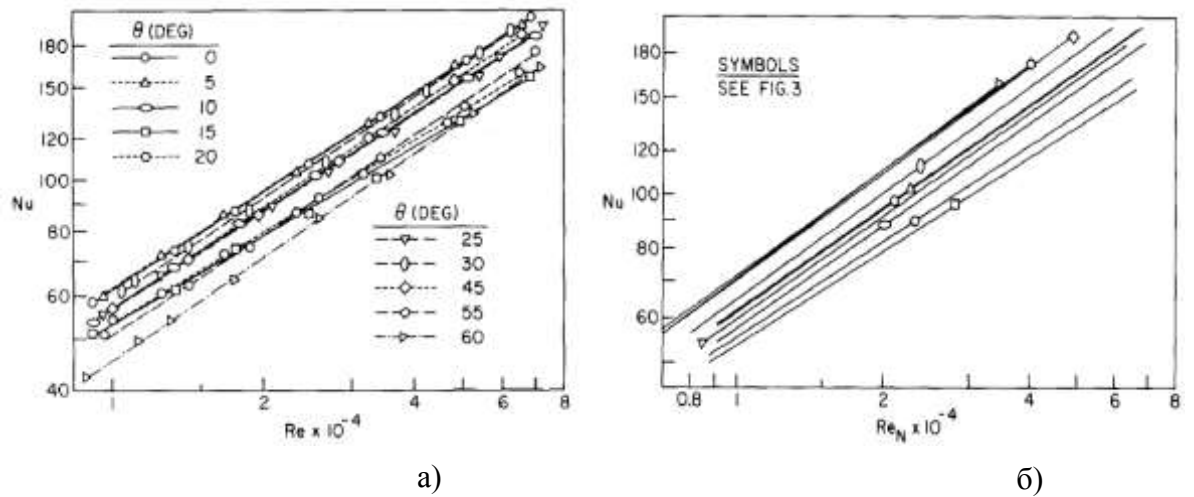


Надписи: unheated extension pieces – необогреваемые дополнительные части; completely heated cylinder – полностью обогреваемый цилиндр

Рисунок 1.14 – Число Нуссельта для $\theta = 0^\circ$ (a) и $\theta = 45^\circ$ (b) [86]

Результаты опытов представлены на рисунке 1.14; они соответствуют существующим представлениям, а отсутствие сплошного нагрева практически не влияет на теплообмен. Авторы делают вывод о слабом влиянии граничных условий на число Нуссельта. Ламповая сажа выявила переходы вдоль оси цилиндра, но судить о влиянии процессов не позволила.

Наиболее интересны результаты, полученные при $\theta = 0^\circ$. На рисунке 1.15,а представлены данные по теплообмену, обобщенные традиционным уравнением подобия $Nu = C \cdot Re^n$; коэффициенты C и n представлены в таблице 1.2.



Обозначения углов θ на рисунках совпадают

Рисунок 1.15 – Изменение числа Нуссельта в зависимости от чисел Рейнольдса Re (а) и Re_N (б) [86]

Расположение прямых на рисунке 1.15, а свидетельствует о слабом влиянии угла θ на теплообмен; зависимость $C(\theta)$ немонотонна, а $n(\theta)$ – монотонна (таблица 1.2). Авторы «выравнивают» рисунок, переходя к аргументу Re_N (рисунок 1.15, б).

Таблица 1.2 – Коэффициенты C и n для различных значений угла θ [86]

θ (deg.)	C	n
0	0.207	0.618
5	0.217	0.614
10	0.200	0.614
15	0.302	0.561
20	0.270	0.574
25	0.187	0.620
30	0.172	0.634
45	0.161	0.636
55	0.152	0.630
60	0.113	0.651

Гораздо информативнее рисунок 1.16, где по оси ординат отложено $\frac{Nu}{Nu_0}$ – соотношение чисел Нуссельта при $\theta \neq 0^\circ$ и $\theta = 0^\circ$, соответственно.

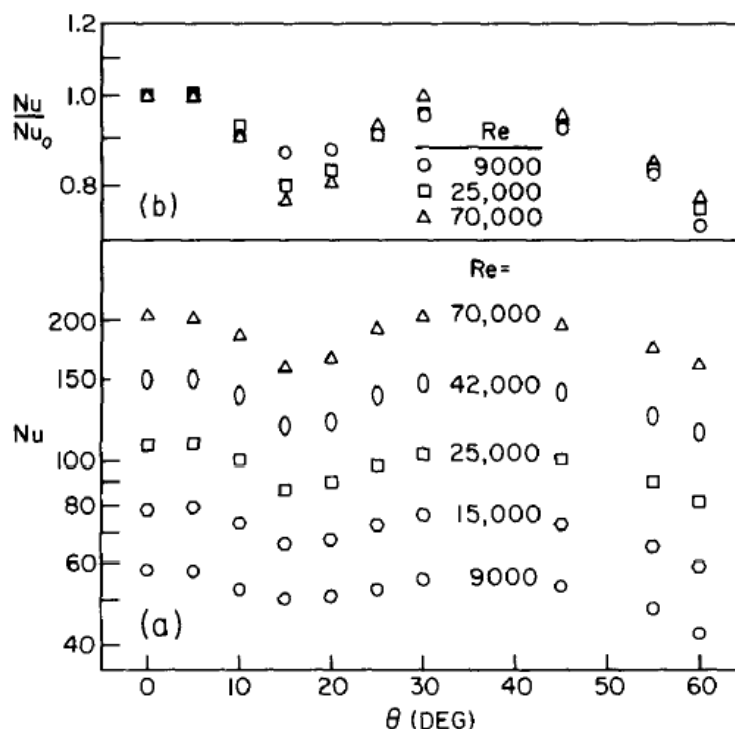
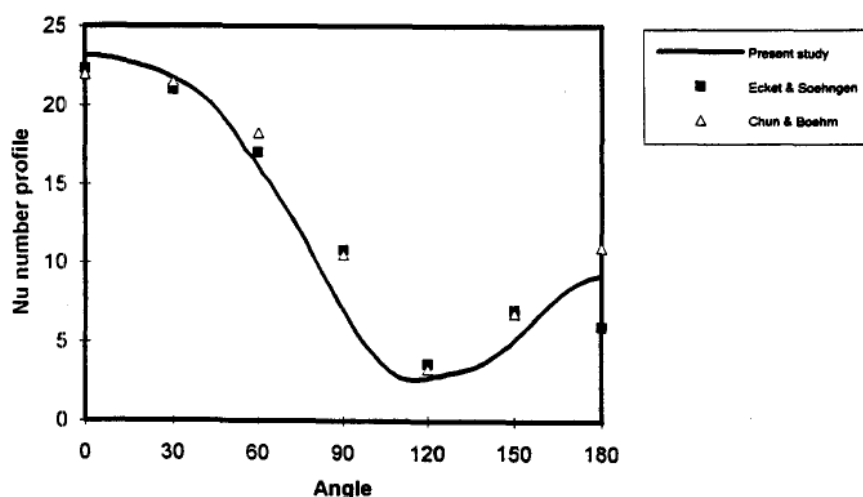


Рисунок 1.16 – Относительное изменение числа Нуссельта [86]

Работа Д.А. Камински, Кс.Д. Фу и М.К. Йенсена [73] не выходит за пределы ламинарного режима, но учитывает радиационную составляющую теплового потока и дополнена численным моделированием. Исследуется обтекание различными средами, в том числе продуктами сгорания пропана, при числах Рейнольдса около 500 и температуре потока, достигающей до 1219 К. Эксперимент здесь используется, в основном, для получения опорных точек и верификации численного моделирования. Модель располагалась перпендикулярно набегающему потоку в двух аэродинамических трубах; она выполнялась из материала Lava, сохраняющего нулевой коэффициент расширения от 800 К и выше. Отличительная особенность – обтекание холодного цилиндра горячим потоком.

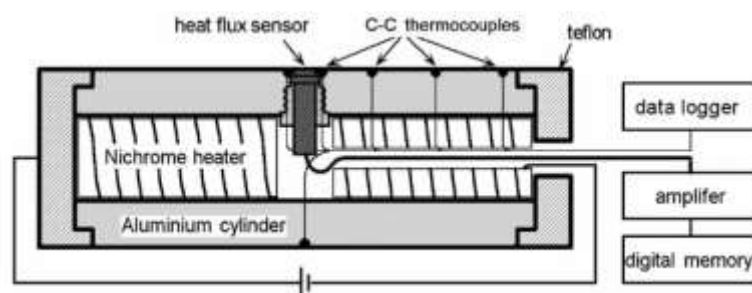
Данные, представленные на рисунке 1.17, получены без учета радиационной составляющей и соответствуют сложившимся представлениям.



Надписи: Nu number profile – профиль числа Нуссельта, Angle – угол (азимутальный),
 Present study – данная работа, Eckert & Soehngen – Эккерт и Соунген,
 Chun & Boehm – Чан и Бойн

Рисунок 1.17 – Зависимость числа Нуссельта от азимутального угла [73]

В работе Х. Накамура и Т. Игараши [78] исследованы нестационарные процессы теплообмена при $Re = 3 \cdot 10^3 \dots 15 \cdot 10^3$. Флуктуации исследовались датчиками теплового потока, а пространственно-временные характеристики – инфракрасным термографом.

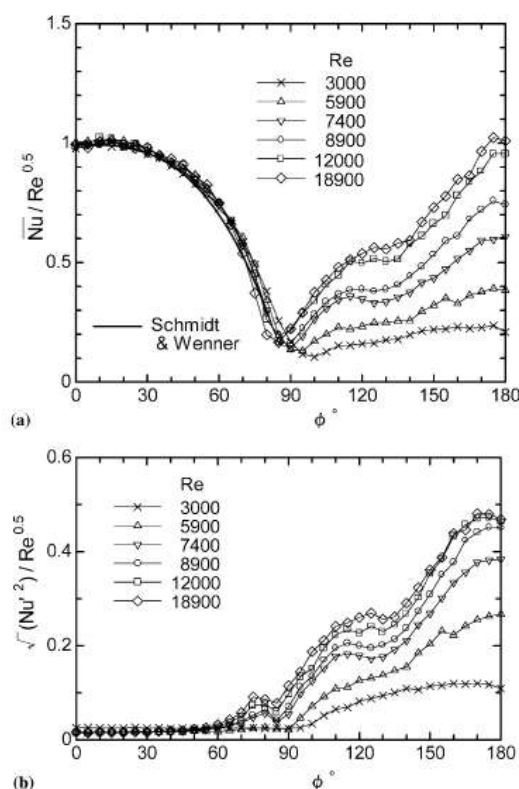


Надписи: data logger – регистратор данных, amplifier – усилитель,
 digital memory – цифровая память, heat flux sensor – датчик теплового потока,
 thermocouples – термопары, teflon – тефлон, Nichrome heater – нихромовый нагреватель,
 Aluminium cylinder – алюминиевый цилиндр

Рисунок 1.18– Конструкция модели с датчиком теплового потока [78]

Конструкция модели представлена на рисунке 1.18. В качестве датчика теплового потока HFM-7E использовано изделие фирмы Vatel (см. Приложение А, таблицу А.1), постоянная времени которого составляет около 0,3 с, что позволяет фиксировать колебания с частотой до 25 Гц.

Диаметр цилиндра 50 мм, длина 150 мм (что недопустимо мало); в потоке воздуха модель расположена горизонтально. Нагрев цилиндра ведётся при условии $T_w = \text{const}$, которое обеспечивается мощностью нагревателя.



а – пространственно-временное (среднее) число Нуссельта; б – флуктуационное число Нуссельта

Рисунок 1.19 – Зависимость числа Нуссельта от азимутального угла [78]

Контроль пространственно-временного распределения температуры с помощью инфракрасного термографа TVS-8502 фирмы Avio потребовал создания отдельной модели с особым режимом нагрева и т.д. Постоянную времени этих измерений удалось снизить до 0,15...0,3 с, при значениях коэффициента теплоотдачи $20...40 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}}$; это позволило фиксировать колебания на частотах

10...20 Гц. Неопределенность оценки $T_w - T_f$ не превышала, по данным авторов, 0,025 К, что, на наш взгляд, требует более строгого обоснования.

Результаты опытов (рисунок 1.19) в части усреднённых чисел Нуссельта совпадают с общепринятыми, а в части флуктуаций вносят существенную новизну. Характеристики пульсаций, полученных в работе, обсудим в разделе 1.5.

Общие выводы из этой части обзора сводятся к следующему.

Результаты опытов получены в правильной постановке и в условиях, когда все параметры измерялись многократно и тщательно. Это позволяет использовать их для сравнения с нашими данными.

Материалы исследования ограничены. Необходимо дополнить их изучением местных (по углу φ) чисел Нуссельта, современной визуализацией течения и анализом пульсаций воздушного потока.

Единственным способом корректно оценить местные значения числа Нуссельта является переход к граничным условиям $T_w = \text{const}$ и замене термометрии на теплотрию.

1.4 PIV-диагностика при поперечном обтекании цилиндра

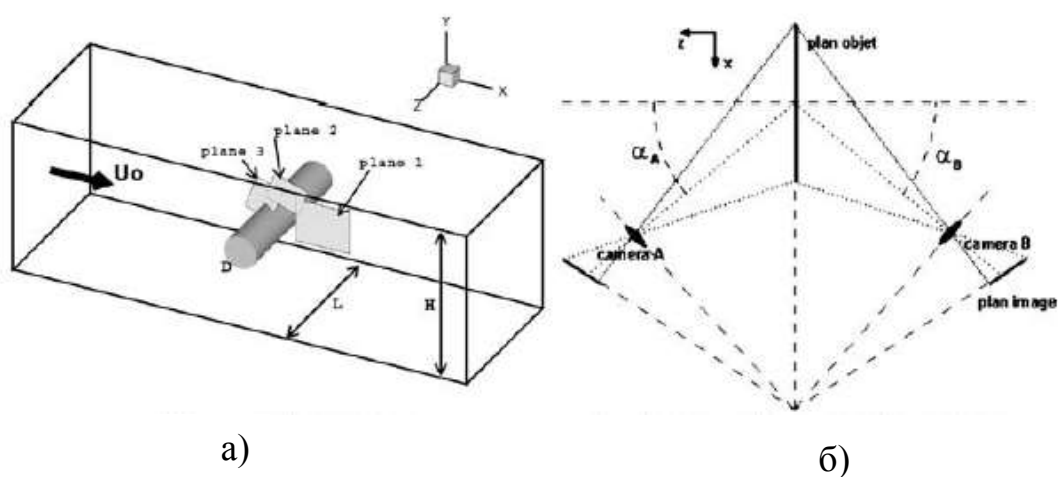
Традиционные для середины XX в. методы визуализации – метод масляных капель, метод шелковинок, метод трассеров – до сих пор сохраняют свое значение, но всё активнее замещаются новыми подходами, связанными с цифровой обработкой сигнала и применением компьютеров.

Одним из наиболее распространенных и перспективных стал метод PIV-диагностики (PIV = Particle Image Velocity), суть которого состоит в следующем. Поток жидкости или газа засеивают частицами-трассерами малого размера; при этом полагают, что скорость каждой частицы близка к скорости потока вблизи неё (торможением трассеров в потоке пренебрегают). Засеянный трассерами поток освещают парными вспышками лазера; приёмная камера фиксирует координаты трассеров в два заданных момента времени. После обработки изображений перемещение частицы вдоль выбранной координаты Δx и интервал времени Δt

дают местное мгновенное значение скорости $w \cong \frac{\Delta x}{\Delta \tau}$; далее строят поле скорости, ускорения, завихренности и т.д. Метод реализуется в двумерной и квазитрёхмерной постановках, имеет много частных вариантов, используется в различном диапазоне скоростей и т.д. Обзоры и описание теории и техники PIV-диагностики весьма многочисленны [32 и др.].

Остановимся на случаях, когда PIV-диагностика использовалась при поперечном обтекании цилиндра.

В работе Р. Перрина и др. [82] исследовался ближний турбулентный след за круглым цилиндром при высоких числах Рейнольдса. Цилиндр был относительно коротким ($h/d = 4,8$), а коэффициент загромождения потока значительным ($d/H = 0.208$, где H – высота канала). Исследования проводились при $Re = 1,4 \cdot 10^5$, близких к критическим; основным методом была PIV-диагностика в «обычном» (двумерном) и стерео - вариантах; последний представлен на рисунке 1.20.



Надписи: Plane 1,2,3 – плоскости лазерного ножа, camera A, B – камера А и В,
plan object – плоскость объекта

а – конфигурация течения, б – схема PIV-диагностики

Рисунок 1.20 – Эксперимент, реализованный в работе [82]

Смысл величин, обозначенных буквами, ясен из рисунка. Топология линий тока и изолиний двух компонент ($\bar{U}$ и $\bar{V}$) скорости представлена на рисунке 1.21.

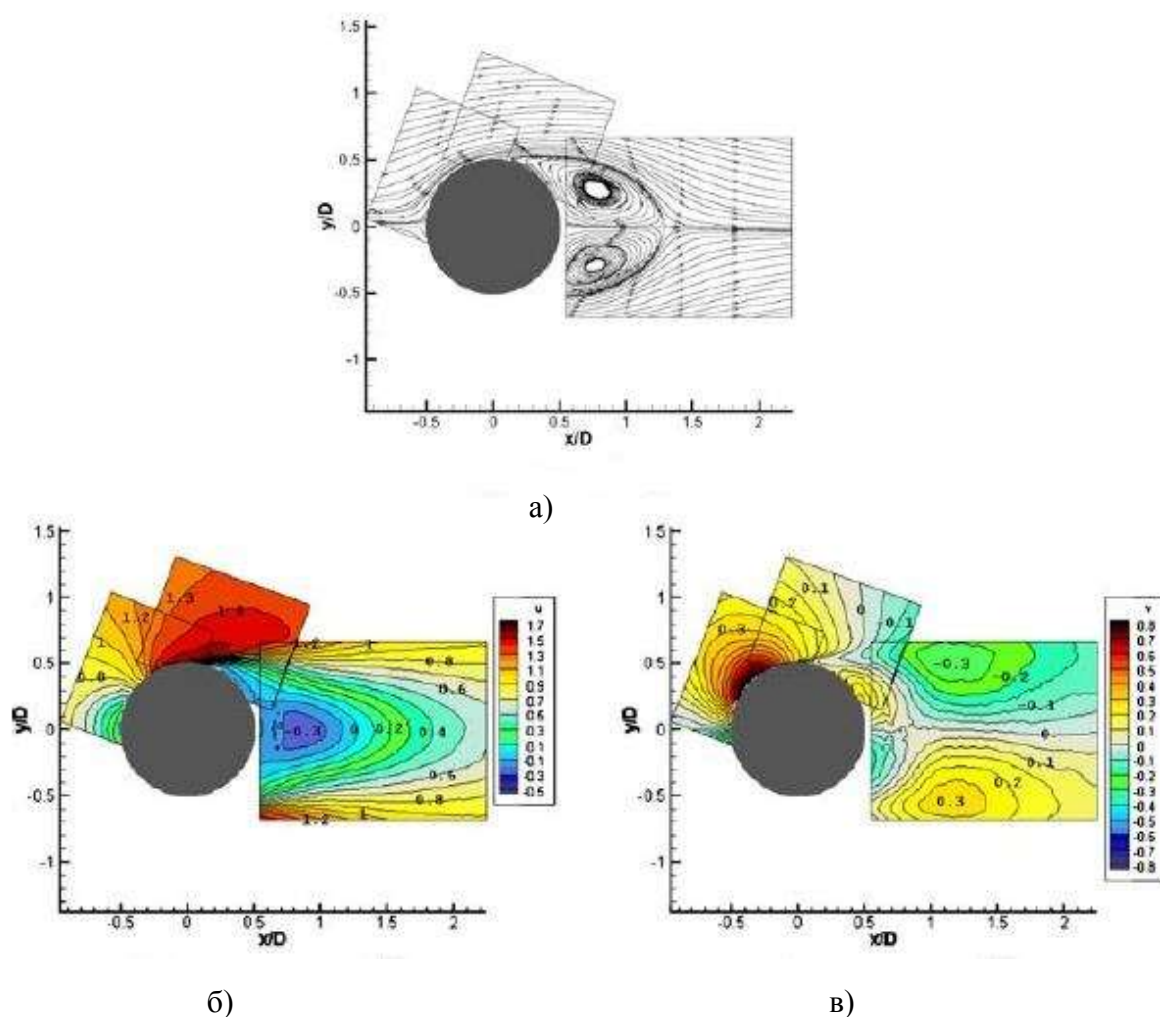
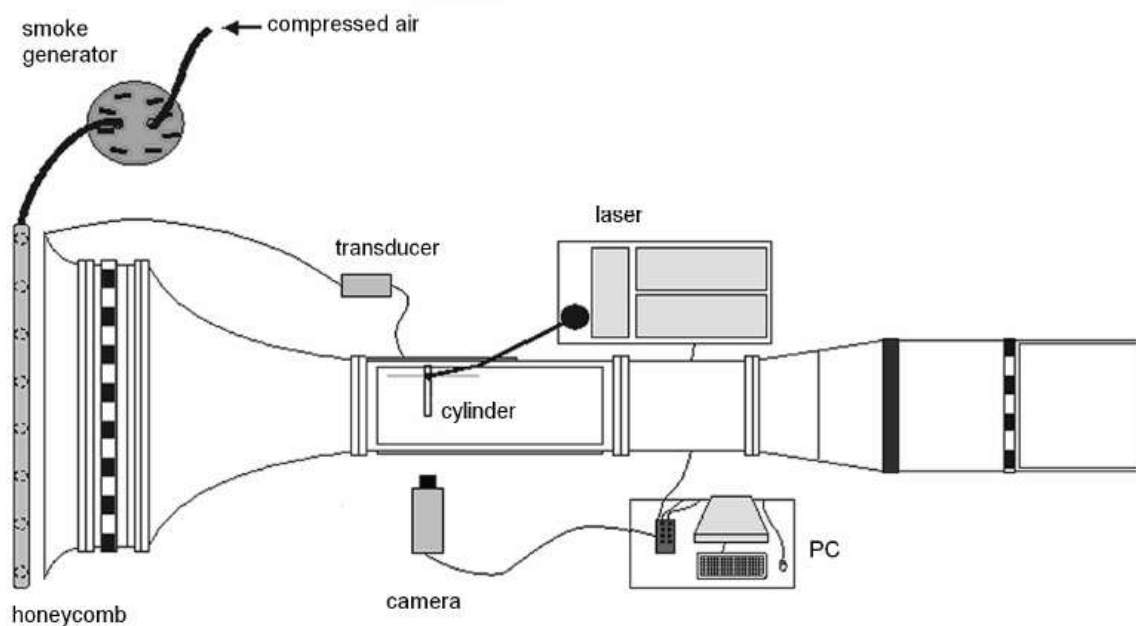


Рисунок 1.21 – Линии тока (а) и поля компонент скорости $\bar{U}$ и $\bar{V}$ (б,в) [82]

В работе исследованы пульсации давления, турбулентная кинетическая энергия и другие параметры. Температура потока и модели не отличались, поэтому переход к тепловым задачам исходно исключался. Результаты работы подтверждают, что стерео – PIV-диагностика позволяет исследовать большинство параметров, связанных с обтеканием цилиндра.

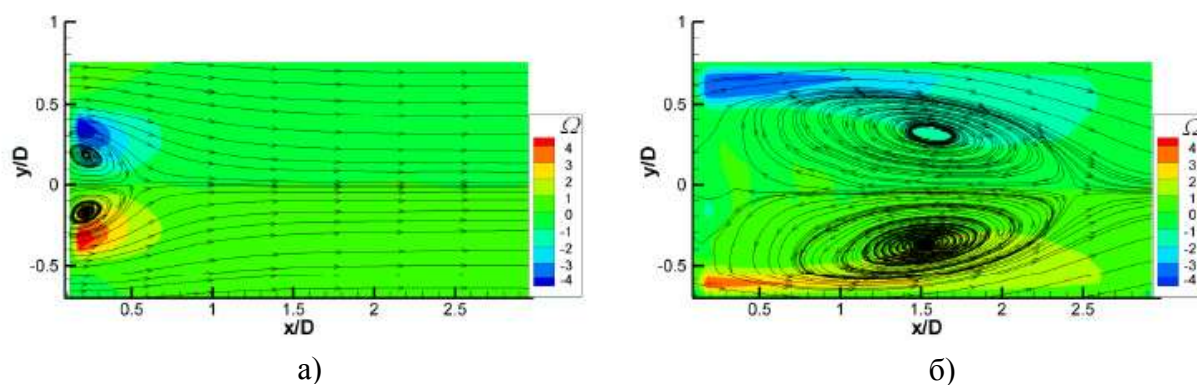
В работе Р. Джордано и др. [68] методом PIV исследуются вихри в ближнем следе за цилиндром конечной длины при $Re = 16 \cdot 10^3$; основные результаты работы связаны с изучением дорожки Кармана. Схема

экспериментальной установки представлена на рисунке 1.22, а поле скорости на рисунке 1.23.



Надписи: smoke generator – генератор дыма, compressed air – сжатый воздух, honeycomb – хонейкомб, transducer – датчик, cylinder – цилиндр, camera – камера, laser – лазер, PC – персональный компьютер

Рисунок 1.22 – Экспериментальная установка, используемая в работе [68]



а) – на удалении $2d$ от бесконечно длинного цилиндра, б) – на удалении $0,43d$ от корневой точки цилиндра конечной длины

Рисунок 1.23 – Поля скорости в следе [68] при обтекании цилиндров

В работе исследовался набор гидродинамических параметров: кинетическая энергия, касательное напряжение трения и др. Наибольший интерес

представляет раздел, посвященный конфигурации вихрей в ближнем следе. Тепловые задачи, как и в предыдущем случае, не ставились.

Таким образом, PIV-диагностику при обтекании цилиндра можно считать апробированной; мы попытались связать ее с полем теплового потока.

1.5 Градиентная теплотметрия

Элементная база и методика градиентной теплотметрии развивается с середины прошлого века. Принцип действия, конструкция и особенности использования градиентных датчиков теплового потока (ГДТП) излагаются и обсуждаются в главе 2.

Здесь достаточно иметь в виду следующее:

1) ГДТП генерируют термоЭДС, пропорциональную тепловому потоку, проходящему через сечение датчика:

$$E = S_0 q F, \text{ мВ},$$

где S_0 – вольт-ваттная чувствительность ГДТП, мВ/Вт; q – плотность теплового потока, Вт/м²; F – площадь ГДТП в плане, м².

2) Сигнал достаточно «гладкий», омическое сопротивление ГДТП имеет порядок единиц Ом.

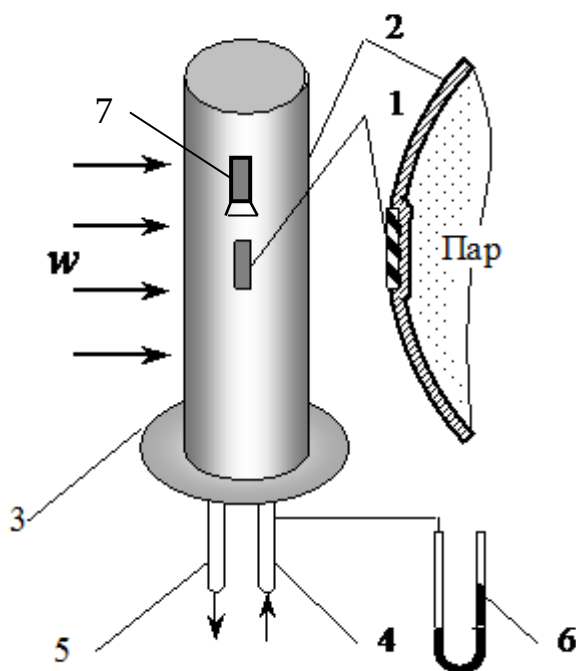
3) Постоянная времени ГДТП имеет порядок $10^{-8}...10^{-9}$ с, что позволяет считать их практически безынерционными для исследования теплообмена.

4) ГДТП градуируют по отработанной схеме; неопределенность градуировки в диапазоне температур 20...100°С не превышает 1% [69, 71, 72].

Использование ГДТП на основе анизотропного монокристаллического висмута чистоты 0,9999 для исследования теплообмена на поверхности круглого цилиндра выполнялось в различных вариантах на кафедре «Теоретические основы теплотехники» СПбПУ с 1996г. Работы С.З. Сапожникова, В.Ю. Митякова, А.В. Митякова и др. [21, 22, 23, 24, 39, 40, 41] позволили протестировать методику, подтвердили её адекватность и дали ряд новых

результатов. Ниже изложено обобщение этих результатов, представленное в монографии [41].

Модель цилиндра, использованная в опытах, представлена на рисунке 1.24.



Цифрами обозначены: 1 – ГДТП; 2 – цилиндр; 3 – стол с лимбом угломера; 4 – подвод пара; 5 – слив конденсата; 6 – U-образный манометр; 7 – датчик термоанемометра

Рисунок 1.24 – Модель цилиндра [41]

Круглые гладкостенные цилиндры 2, выполненные из нержавеющей стали, имели диаметр 25, 66 и 166 мм и длину 500 мм; толщина стенки составляла 0,1 мм.

В цилиндр 2 по трубке 4 подавали сухой насыщенный водяной пар из парогенератора; давление пара контролировалось манометром 6. По трубке 5 конденсат сливался в конденсатосборник; поверхность теплообмена имела температуру, близкую к температуре насыщения пара. Цилиндр 2 монтировался на поворотном столе 3 со шкалой, цена деления которой составляла 1° . Во время опыта цилиндр с ГДТП поворачивался вокруг оси на требуемый азимутальный угол φ , при этом за начало отсчета принималась лобовая точка ($\varphi = 0^\circ$). ГДТП

размерами $4 \times 7 \times 0,2$ мм; $5 \times 5 \times 0,2$ мм и $15 \times 2 \times 0,2$ мм устанавливались заподлицо с поверхностью цилиндров; вольт-ваттная чувствительность датчиков находилась в пределах $9,8 \dots 20,0$ мВ/Вт. Азимутальный угол, который перекрывали ГДТП, составлял для цилиндров диаметром 25 мм – $18,5^\circ$; 66 мм – $3,5 \dots 7^\circ$; 166 мм – $2,8^\circ$.

Для записи пульсаций давления на стенке цилиндра 2 был размещен приемник статического давления, подключенный к датчику мембранного типа (с частотным пределом около 30 Гц). Сигналы ГДТП и датчика давления поступали на вход светолучевого осциллографа Н-145. Ход кривых качественно соответствовал аналогии Рейнольдса.

Модель цилиндра размещалась в рабочей части аэродинамической трубы (см. раздел 2.3.4).

Местные коэффициенты теплоотдачи рассчитывались по формуле

$$\alpha_\varphi(\tau) = \frac{q_\varphi(\tau)}{T_w - T_f},$$

где $q_\varphi(\tau)$ – местные значения плотности теплового потока, измеренные при фиксированном значении φ .

Результаты опытов были обработаны как зависимости

$$Nu_\varphi|_{Re=const}(\varphi), \frac{Nu_\varphi}{\sqrt{Re}}(\varphi), \frac{Nu_\varphi}{Nu_0}(\varphi), \overline{Nu} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_\varphi d\varphi,$$

где $Nu_0(\varphi)$ – значение числа Нуссельта в лобовой точке ($\varphi = 0$), а число

Рейнольдса $Re = \frac{wd}{\nu}$ определялось по средней скорости потока w и кинематической вязкости воздуха ν , взятой при температуре T_f .

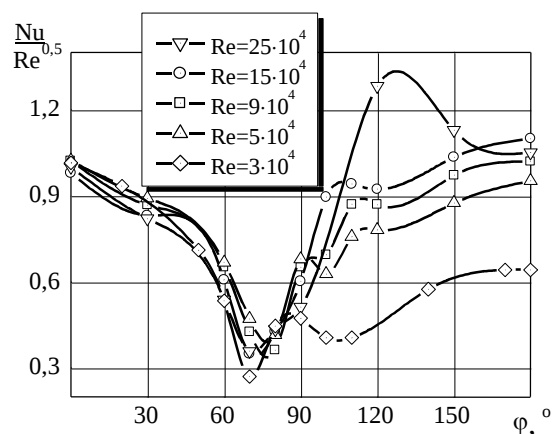


Рисунок 1.25 – Изменение местного коэффициента теплоотдачи на изотермической поверхности поперечно обтекаемого цилиндра [41]

Изменение местных коэффициентов теплоотдачи по окружности цилиндра представлено на рисунке 1.25. Полученные данные достаточно близки к результатам, хорошо известным и признанным надежными [12, 16 и мн. др.]; интересно их совпадение с данными работы [78], авторы которой использовали датчики теплового потока фирмы «Vatell», включая минимум вблизи $\varphi = 70^\circ$. В области $\varphi = 110^\circ \dots 130^\circ$ имеется, в частности, площадка; такое же изменение теплоотдачи получено и в работе [78].

Однако поддержание температуры $T_w = \text{const}$ приводит к отклонению средних по окружности коэффициентов теплоотдачи от значений, полученных при $q_w = \text{const}$.

Так, при докритическом обтекании цилиндра ($10^3 < \text{Re} < 2 \cdot 10^5$) для расчета среднего по окружности коэффициента теплоотдачи в воздухе рекомендуется (см. раздел 1.2, таблица 1.1) зависимость

$$\overline{\text{Nu}} = 0,26 \text{Re}^{0,6}.$$

В ходе обработки опытных данных работы [41] получено уравнение подобия

$$\overline{Nu} = 0,29 Re^{0,55}.$$

Сравнение показывает, что при сопоставимых температурах и числах Рейнольдса средний коэффициент теплоотдачи на поверхности изотермического цилиндра на 10...20% ниже, чем на поверхности цилиндра с постоянной плотностью теплового потока. Это соответствует, в частности, выводам известных работ [5, 12 и др.].

При высокой информативности и несомненной полезности работ, о которых шла речь, им присущи два недостатка:

1) Примитивна конструкция поворотного устройства. Желателен электрический или иной привод, что позволит более точно позиционировать датчики и снизит трудоёмкость опытов.

2) Цилиндры весьма коротки ($h/d = 20; 7,58; 3,01$, соответственно), а азимутальные углы для применяемых ГДТП велики.

Эти обстоятельства, среди иных, и дали толчок нашим исследованиям.

Отметим, что в той же серии опытов С.З. Сапожников, В.Ю. Митяков и А.В. Митяков исследовали вклад стержней-турбулизаторов; обзор этих экспериментов см. в разделе 1.7.

1.6 Частотные характеристики

Исследование пульсаций в потоке, обтекающем цилиндр, представляет собой важную и многократно – с разным успехом – решаемую задачу. Измерялись пульсации статического давления скорости, а с появлением градиентной теплотометрии – и плотности теплового потока.

В нашей работе эти эксперименты лишь дополняют сочетание PIV-диагностики и градиентной теплотометрии, поэтому ограничимся анализом работ, посвящённых поперечному обтеканию круглого цилиндра.

В работе А.Р. Хэнсона [70] исследован вихревой след за цилиндром при «косом» ($\beta < 90^\circ$) обтекании. В качестве целевой функции автор принимает либо произведение

$$\text{Sh} \cdot \text{Re} = \frac{fd}{\bar{w}} \cdot \frac{\bar{w}d}{v} = \frac{fd^2}{v},$$

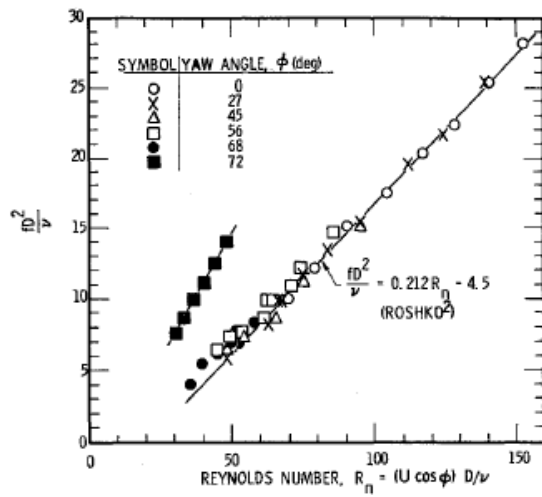
либо его аналог

$$\text{Sh} \cdot \text{Re}_N = \frac{fd^2}{v} \sin \beta;$$

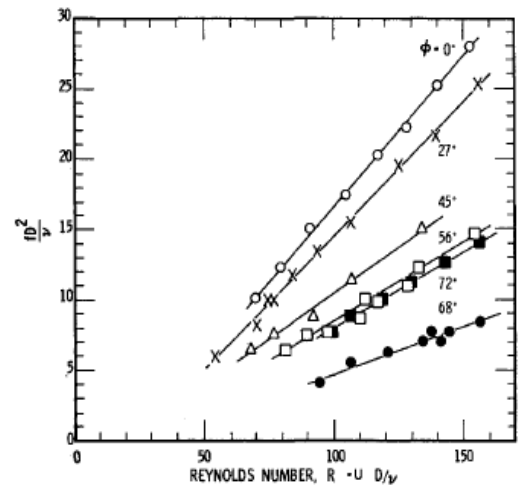
аргументом, напомним, является модифицированное число Рейнольдса $\text{Re}_N = \text{Re} \cdot \sin \beta$.

График $\frac{fd^2}{v}(\beta)$ представляет собой пучок прямых (в логарифмических осях), а графики $\frac{fd^2}{v}(\text{Re}_N)$ и $\frac{fd^2}{v} \sin \beta(\text{Re}_N)$ «собирают» их вместе – за исключением случая $\beta = 18^\circ$, выпадающего из общей закономерности. Обозначения на рисунке 1.26 отличаются от наших, но смысл их понять нетрудно. Анализ результатов в работе практически отсутствует, выпадение результатов при $\beta = 18^\circ$ не объяснено.

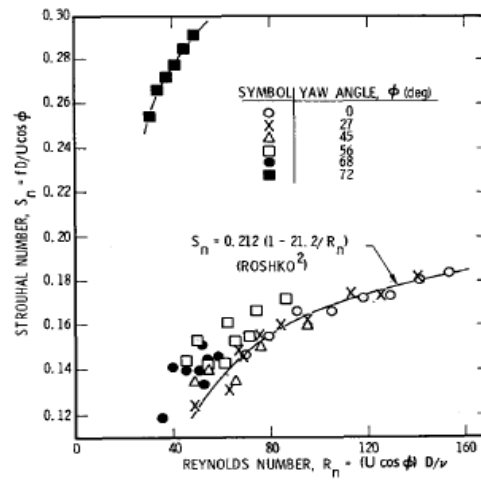
В работе Р.У. Влезие и Дж. Л. Уэя [88] также задача решается на более высоком уровне. Используя анемометр с нагретой нитью и микроканальный температурный зонд, авторы исследуют тепловой пограничный слой, порожденный местным тонкоплёночным нагревателем (рисунок 1.27).



а)



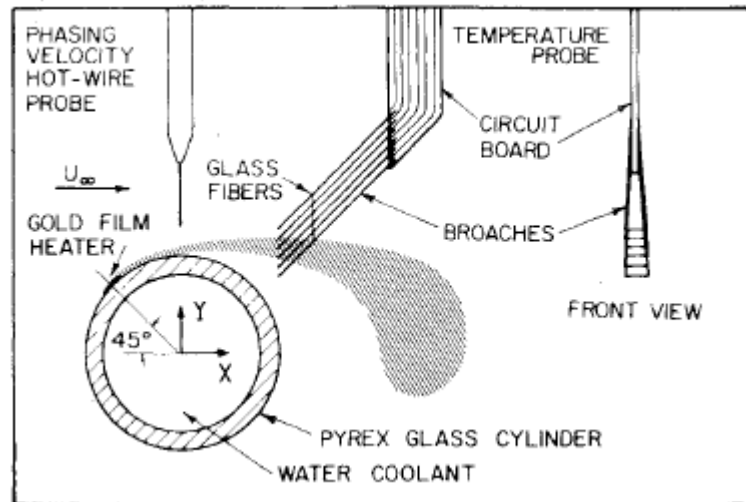
б)



в)

а – зависимость $\frac{fd^2}{v}(\text{Re}_N)$, б – $\frac{fd^2}{v}(\beta)$, в – $\frac{fd^2}{v} \sin \beta(\text{Re}_N)$

Рисунок 1.26 – Результаты опытов А.Р. Хэнсона [70]



Надписи: phasing velocity hot-wire probe – зонд анемометра с нагретой нитью; gold film heater – пленочный нагреватель; выполненный из золота; pyrex glass cylinder – цилиндр из стекла пирекс, water coolant – охлаждающая вода; temperature probe – температурный зонд; circuit board – монтажная плата; broaches – трубки, glass fibers – стеклянные волокна, front view – вид спереди

Рисунок 1.27 – Схема опыта из работы [88]

Из результатов работы наиболее интересна частотная зависимость, порождаемая «потокм мощности» (рисунок 1.28) и распределение температуры в ближнем следе.

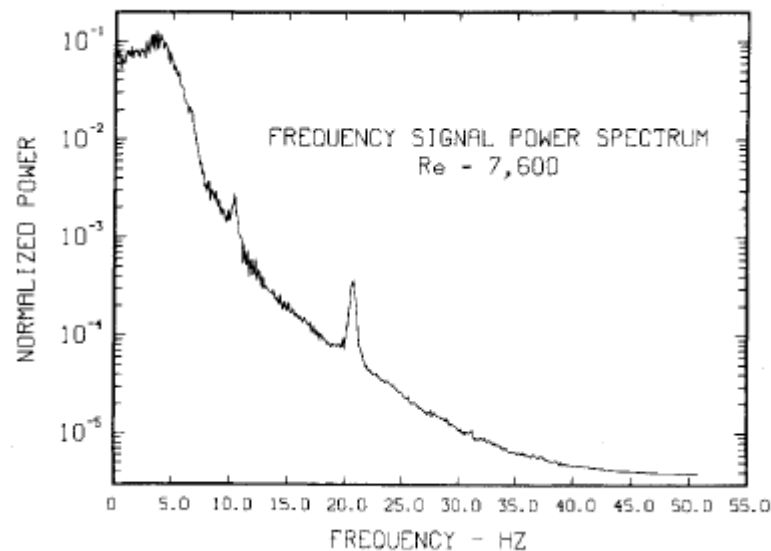
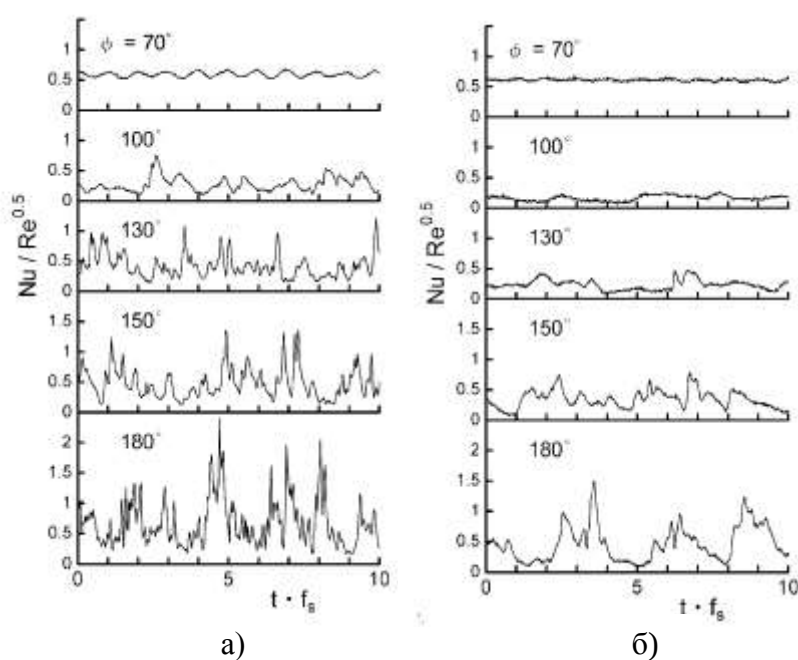


Рисунок 1.28 – Частотная зависимость привносимой мощности [88]

В работе Хора и др. [74] исследовалась неустойчивость Кельвина – Гельмгольца в оторванном от поверхности цилиндра слое. Спектральная плотность мощности определялась в диапазоне частот от близких к нулю до 700 Гц, причем вблизи поверхности преобладают низкие частоты, а в следе заметно влияют частоты вплоть до 400 Гц.

В работе Х. Накамура и Т. Игараши [78] исследованы пульсации безразмерного коэффициента теплоотдачи (числа Нуссельта); получены спектры флуктуаций числа Нуссельта в диапазоне чисел Рейнольдса $Re=3 \cdot 10^3 \dots Re=1,5 \cdot 10^4$.

Авторы использовали датчики теплового потока HFM – 7E/L фирмы Vatec (США), постоянная времени которых составляет 4...8 мкс. В качестве примера на рисунке 1.29 показаны результаты, полученные при двух фиксированных числах Рейнольдса.



а – для $Re=8900$; б – для $Re=5900$

Рисунок 1.29 – Изменение параметров теплоотдачи при различных углах ϕ [78]

Группа С.З. Сапожникова, В.Ю. Митякова, А.В. Митякова исследовала частотный анализ для круглого цилиндра, обтекаемого при $\beta = 90^\circ$ [41].

Установлены корреляции плотности теплового потока и статического давления на стенке цилиндра. На одной образующей монтировались приёмник статического давления, соединённый с электрическим датчиком давления мембранного типа с частотным пределом около 30 Гц, и ГДТП на основе анизотропного висмута с постоянной времени $10^{-8} \dots 10^{-9}$ с. Результаты опытов представлены на рисунке 1.30. Ход кривых подтверждает, что в этом случае соблюдается аналогия Рейнольдса.

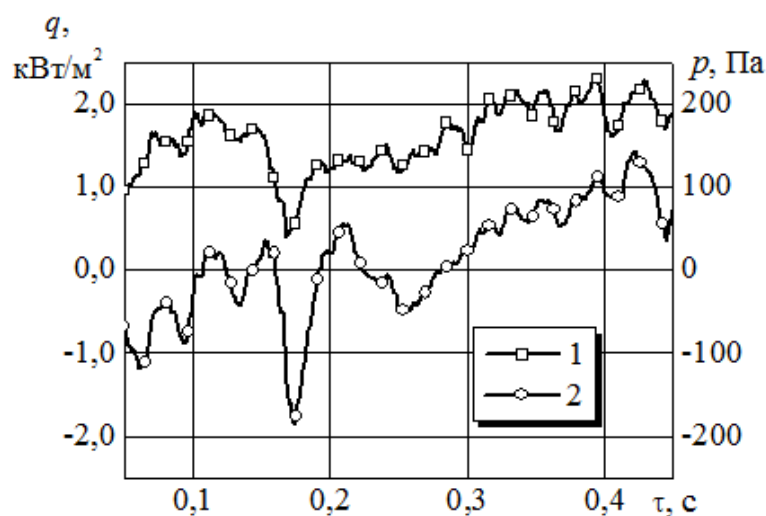


Рисунок 1.30 – Пульсации плотности теплового потока (1) и статического давления (2) на стенке цилиндра ($\varphi=90^\circ$, $Re = 5 \cdot 10^4$) [41]

Корреляции между пульсациями коэффициента теплоотдачи и скорости потока авторы изучали, совмещая градиентную теплотрию и анемометрию. Диаметр нити термоанемометра составляет около 10^{-6} м, а постоянная времени 10^{-3} с. Нить термоанемометра находилась на удалении около 1,5 мм от ГДТП и при одинаковом угле отнесения φ . Аппаратура позволила оцифровать сигнал ГДТП с частотой до 30 кГц; практически каждое измерение выполнялось $6 \cdot 10^4$ раз с частотой 2 кГц.

Целевыми функциями стали интенсивность пульсаций плотности теплового потока $\eta = \frac{\sqrt{q_{\varphi}'^2}}{q_{\varphi}} \cdot 100\%$ и дисперсия плотности теплового потока

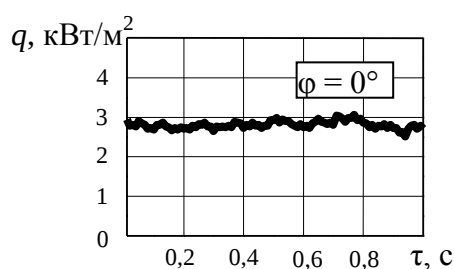
$$D = \sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (q_i - \bar{q})^2}{n - 1}.$$

Здесь $\sqrt{q_{\varphi}'^2}$ – среднеквадратичное значение пульсаций плотности теплового потока при фиксированном угле φ ; $\bar{q}_{\varphi}$ – средняя плотность теплового потока при том же угле φ ; σ – стандартное отклонение; $\bar{q}$ – среднее арифметическое измеряемой плотности теплового потока.

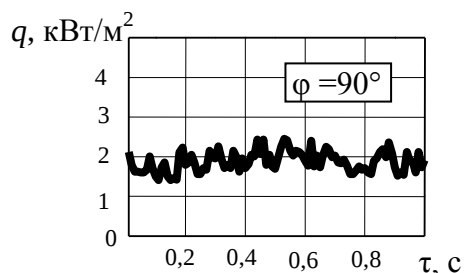
Спектральная плотность пульсаций плотности теплового потока на фиксированном угле φ рассчитывалась по программе быстрого преобразования Фурье. Аналогично обрабатывали сигналы термоанемометра.

Типичные осциллограммы пульсаций плотности теплового потока показаны на рисунке 1.31. При $\varphi = 0..80^\circ$ течение в пограничном слое ламинарное, а начиная с $\varphi \approx 90^\circ$ наблюдаются отдельные всплески пульсаций и отрыв потока. Характер пульсаций сохраняется до точки с $\varphi = 180^\circ$.

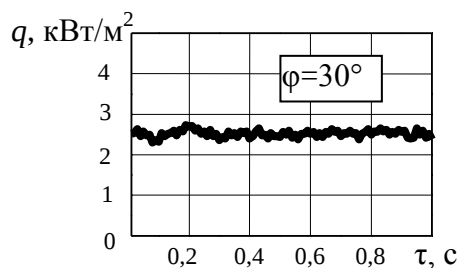
Отметим, что сходный характер пульсаций плотности теплового потока установлен и в упомянутой выше работе [41].



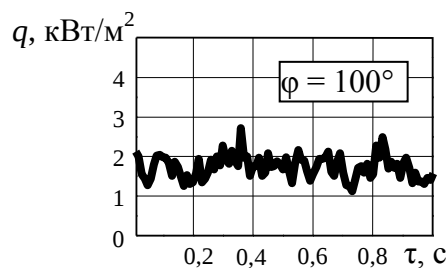
а)



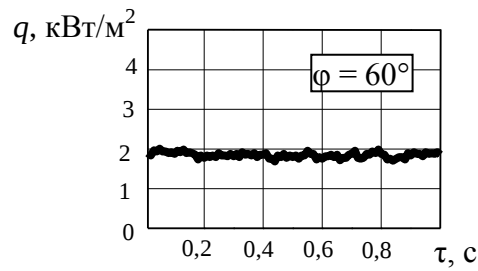
е)



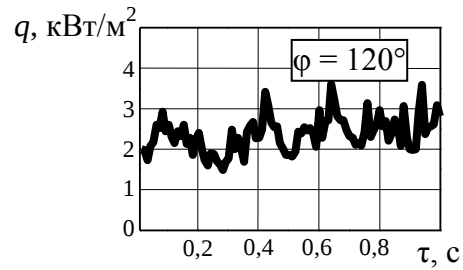
б)



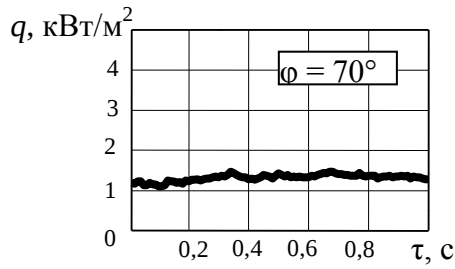
ж)



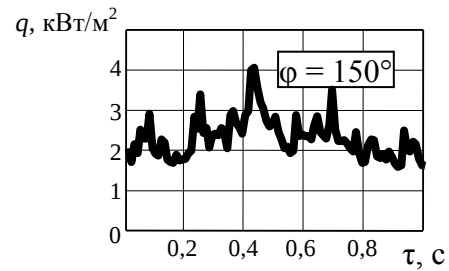
в)



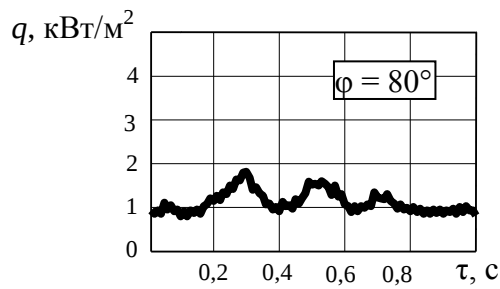
з)



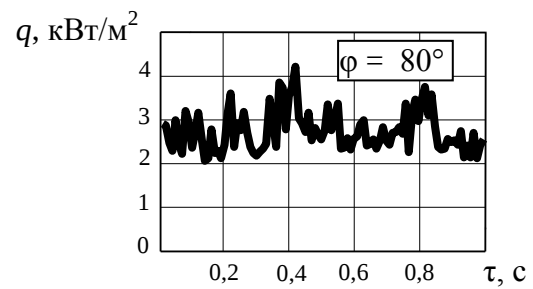
г)



и)



д)



к)

Рисунок 1.31 – Осциллограммы пульсаций плотности теплового потока для различных углов φ при $Re = 5 \cdot 10^4$ [41]

Интересные результаты получены при $\varphi = 150^\circ$. По мере роста числа Рейнольдса максимум амплитуды пульсаций сдвигается в сторону больших частот, а сама амплитуда при этом связана с частотой почти линейно. В этой области энергетические спектры имеют пики, соответствующие частоте отрыва вихрей. Эти особенности энергетического спектра в повторно присоединяющейся области потока также соответствуют результатам работы [41].

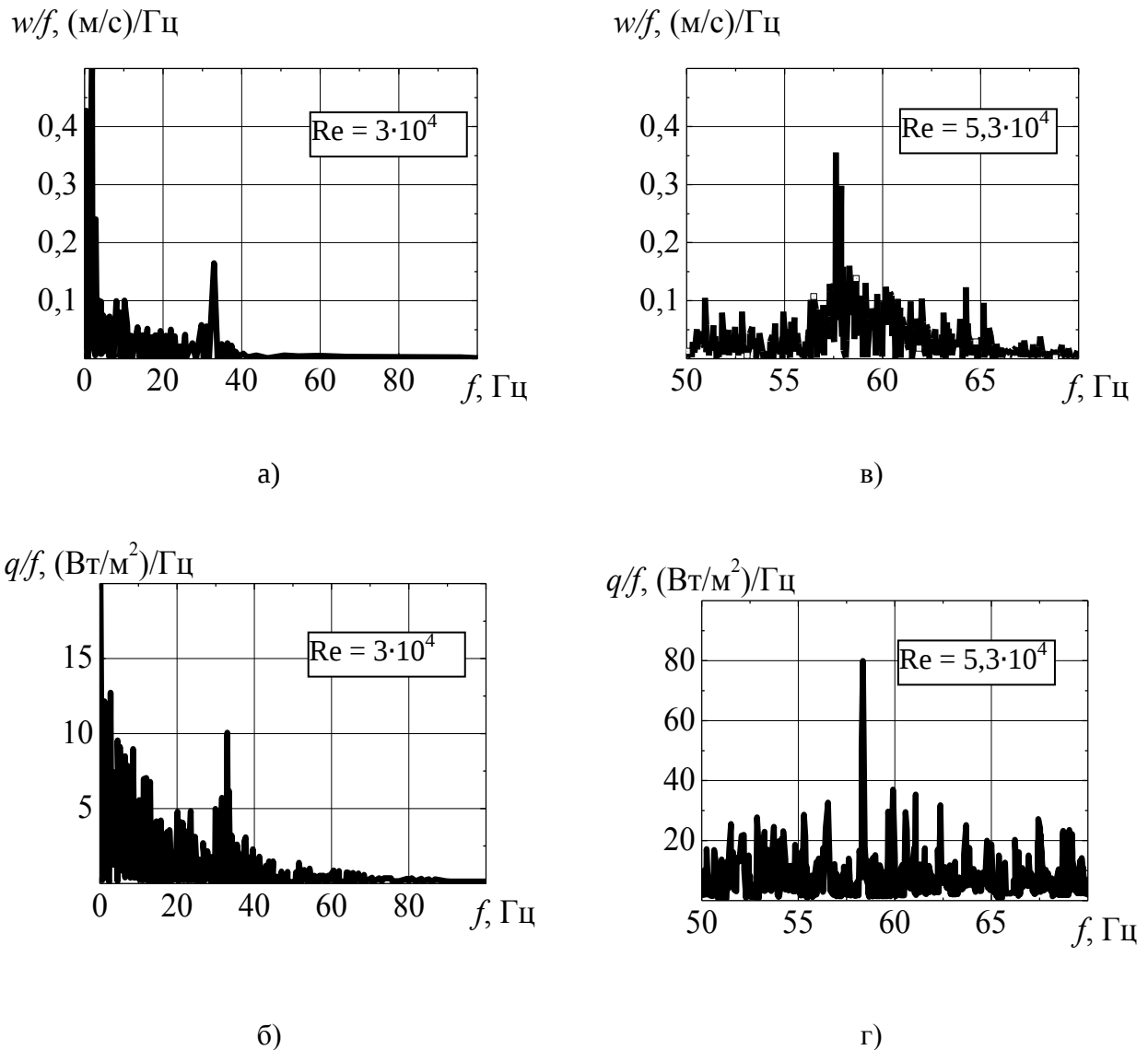


Рисунок 1.32 – Распределение спектра мощности пульсаций скорости (а, в) и плотности теплового потока (б, г) на угле $\varphi = 150^\circ$ при различных числах Рейнольдса [41]

Отчетливые максимумы на частотах 33,0 Гц и 58,0 Гц достигают 10 $(Вт/м^2)/Гц$ (рисунок 1.32) при $\varphi = 150^\circ$, что с точностью до 0,1 Гц совпадает с максимумами в энергетических спектрах скорости. Частота отрыва вихрей совпадает и с частотами, рассчитанными по числам Струхалия с учетом степени загромождения потока ($Sh = 0,316$).

Ход кривых $\eta(\varphi)$ и $D(\varphi)$ (рисунок 1.33) согласуется с результатами работы [41] и количественно и качественно.

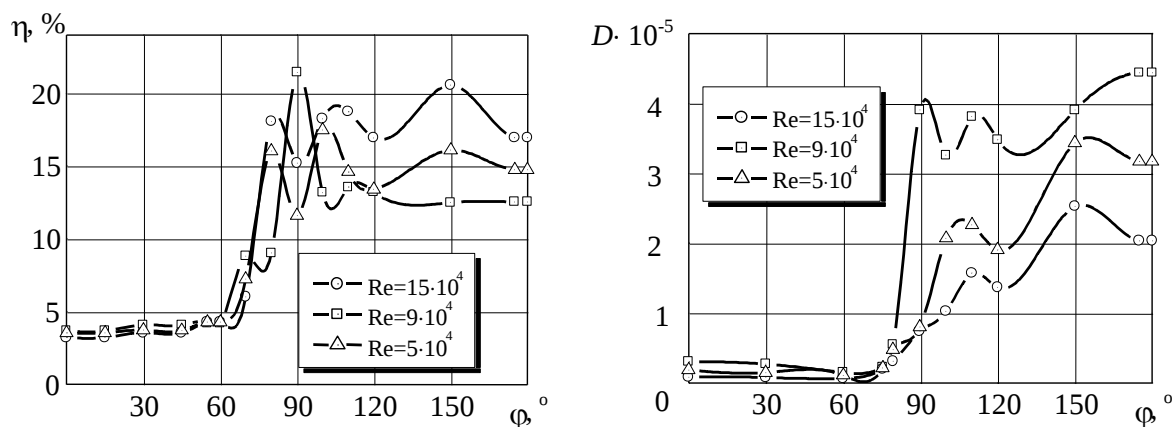


Рисунок 1.33 – Интенсивность пульсаций плотности теплового потока (а) и дисперсия плотности теплового потока (б) [41]

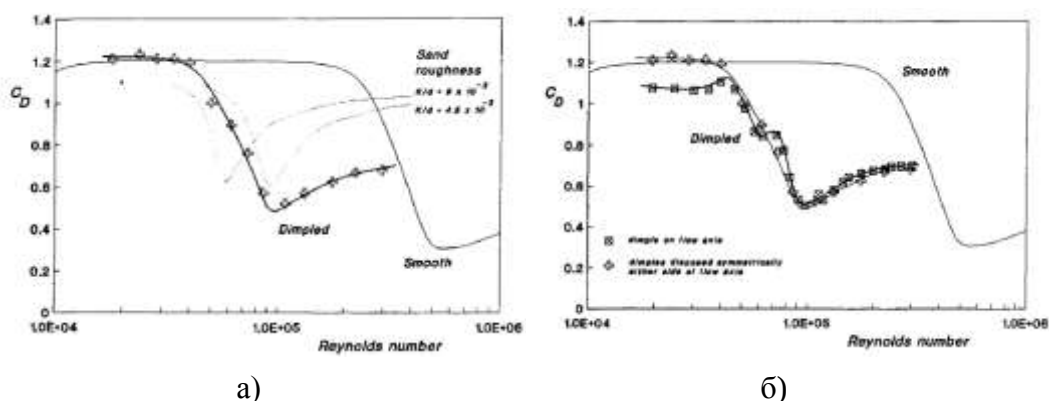
Авторы пишут: «В пределах ламинарного течения в пограничном слое интенсивность пульсаций и дисперсия плотности теплового потока сохраняют минимальные и почти постоянные значения (около 4% для $\varphi \leq 60^\circ$). Рост обеих характеристик наблюдается сразу за точкой отрыва, в области, где местные коэффициенты теплоотдачи минимальны; этот рост достигает 15...20% вблизи задней критической точки ($\varphi = 180^\circ$). На кривых наблюдаются локальные минимумы и максимумы при $\varphi = 110...130^\circ$, что свидетельствует о весьма сложном, отрывном, характере пристеночного течения в этой зоне».

В нашей работе используется сочетание градиентной теплотметрии с анемометрией; при этом исследованы схемы обтекания и режимы, не представленные в доступной нам литературе.

1.7 Интенсификация теплообмена

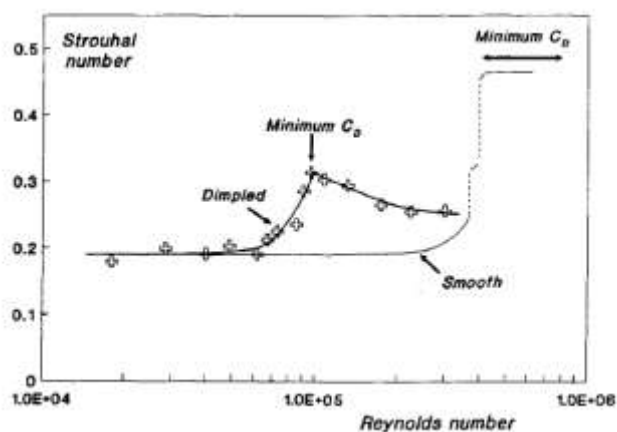
Попытки интенсифицировать теплообмен на поверхности цилиндра многочисленны, но их анализ выходит за рамки нашего исследования. Отметим в качестве примера работу П.У. Бирмени и Дж.К. Харви [59], в которой поверхность цилиндра покрывалась сферическими лунками. Шаг облунения составил 11,15 мм, расстояние между кромками лунок – 0,35 мм; отношение

глубины лунок к диаметру цилиндра – $9 \cdot 10^{-3}$. Исследовались течения при числах Рейнольдса, менявшихся в диапазоне $2 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^5$. Тепловая задача, как ни странно, не ставилась; в работе исследовано изменение гидравлического сопротивления в зависимости от состояния поверхности (гладкая, шероховатая, облуненная) и числа Рейнольдса (рисунок 1.34), а также изменения числа Струхала (рисунок 1.35); последняя кривая наиболее интересна.



а – для гладкого, шероховатого и облуненного цилиндра, б – для цилиндра с разным расположением лунок

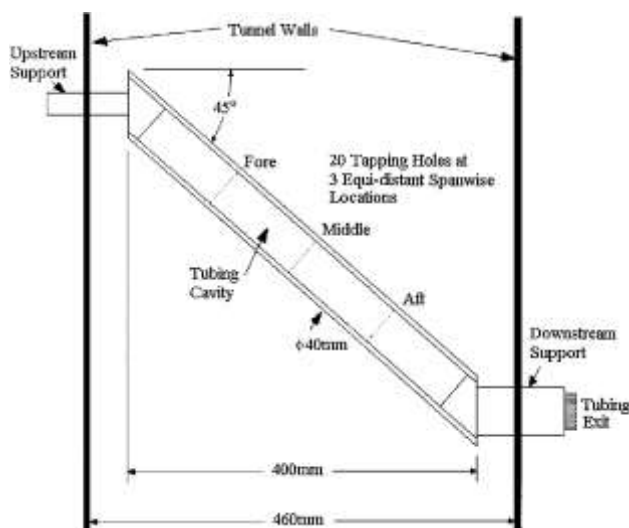
Рисунок 1.34 – Изменение гидравлического сопротивления C_D в зависимости от числа Рейнольдса [59]



Надписи: dimpled – облуненный, smooth – гладкий, minimum – минимум, Strouhal number – число Струхала

Рисунок 1.35 – Изменение числа Струхала для гладкого и облуненного цилиндра [59]

В работе А. Гатто и др. [65] исследовалось «косое» обтекание цилиндра с перфорированными стенками (рисунок 1.36).



Надписи: upstream support – верхняя опора, downstream support – нижняя опора, tapping exit – выход [воздуха] из трубы, tunnel walls – стенки [аэродинамической] трубы; 20 tapping holes at 3 equi-distant spanwise locations – 20 равноудаленных отверстий в трех сечениях по длине [цилиндра]; fore – передняя часть, middle – середина, aft – задняя часть

Рисунок 1.36 – Схема опыта [65]

В опытах определялось распределение давления и распределение его флуктуаций, тепловая задача не рассматривалась. Прикладная ценность результатов в работе не обсуждается.

Прототипом исследуемой в нашей работе задачи стали опыты С.З. Сапожникова и др. [41]; их постановка, в свою очередь, имеет следующую историю.

Еще Л. Прандтль показал [37], что можно управлять отрывом пограничного слоя на поверхности обтекаемого потоком шара (рисунок 1.37).

Для ламинарного пограничного слоя линия отрыва лежит приблизительно на экваторе шара. Прандтль установил в передней части шара проволочное кольцо, которое вызывало искусственную турбулизацию пограничного слоя. Вследствие этого линия отрыва сдвинулась на заднюю половину шара, и область отрыва уменьшилась в размерах. Сила лобового сопротивления шара значительно снизилась.

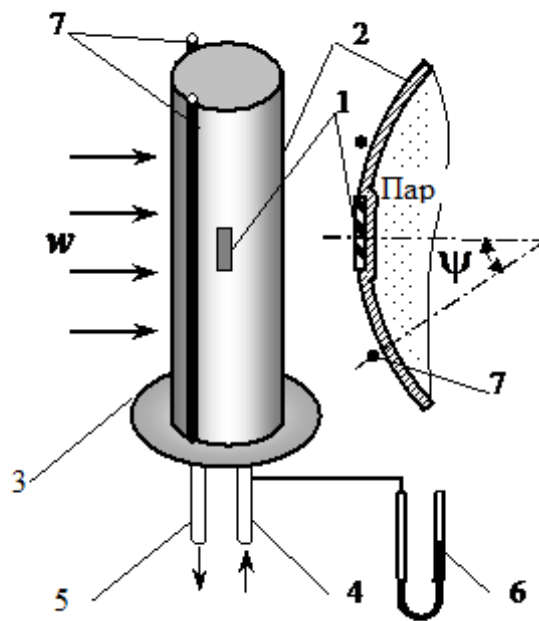


Рисунок 1.37 – Опыт Прандтля [37]

Опыты А. Фэйджа и К. Уорсэпа [43, 64] показали, что установка проволок вдоль образующих поперечно обтекаемого цилиндра на углах атаки $\psi = \pm 65^\circ$ приводит к резкому снижению гидродинамического сопротивления. Для экспериментов использовали наиболее распространенный вид турбулизатора в виде струны (стержня), закрепленного вдоль образующей цилиндра, на некотором расстоянии от лобовой точки. Каких-либо стандартов в размере и положении турбулизатора нет; например, наиболее распространенный диаметр нити турбулизатора, применяемого на крыле планера, составляет 0,6-0,8 мм [51, 52].

Аналогичная постановка опытов представлена в работе С.З. Сапожникова, В.Ю. Митякова и А.В. Митякова [41], иллюстрировавших возможности градиентной теплотметрии в 1996-2000 гг. Применение ГДТП позволило определить местные коэффициенты теплоотдачи на цилиндре диаметром 66 мм при установке вдоль образующих турбулизаторов: проволок диаметром 1,5...2,0 мм (рисунок 1.38)

В ходе опытов подобран оптимальный угол установки турбулизаторов: при $\psi = \pm 55^\circ$ местный коэффициент теплоотдачи на угле $\phi = 70^\circ$ возрастает в 4 раза по сравнению с гладким цилиндром, а средний по окружности коэффициент теплоотдачи – в 1,25 раза.



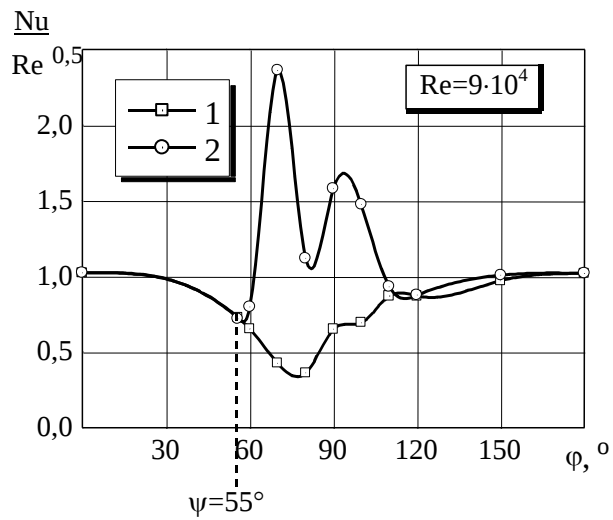
Цифрами обозначены: 1 – ГДТП; 2 – цилиндр; 3 – поворотный стол; 4 – подвод пара;

5 – слив конденсата; 6 – U-образный манометр; 7 – турбулизаторы

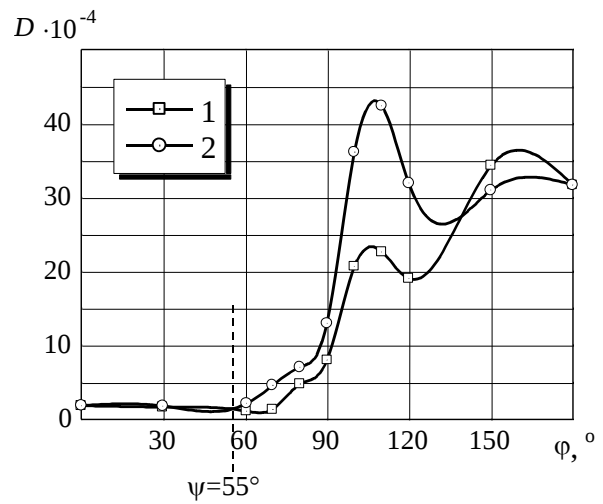
Рисунок 1.38 – Схема установки турбулизаторов на цилиндр [41]

На рисунке 1.39, а видно, как резко возрастает коэффициент теплоотдачи сразу за турбулизаторами; их влияние сказывается и ближе к точке отрыва. Кривые качественно сходны с теми, которые соответствуют гладкому цилиндру, но местные коэффициенты теплоотдачи оказываются в 2...3 раза большими. В диапазоне $\varphi \approx 100...120^\circ$ влияние турбулизаторов практически отсутствует.

Дисперсия пульсаций плотности теплового потока (рисунок 1.39, б) существенно отличается от полученной на гладком цилиндре: поток «запоминает» возмущение, вызванное турбулизаторами, и несет его до $\varphi = 120^\circ$, но влияние пульсаций на теплообмен здесь существенно слабее, чем для гладкого цилиндра.



а)



б)

Рисунок 1.39 – Местные безразмерные коэффициенты теплоотдачи на поверхности (а) и дисперсия плотности теплового потока (б) при обтекании гладкого цилиндра (1) и цилиндра с турбулизаторами, установленными под углами $\psi = \pm 55^\circ$ к набегающему потоку [41]

Во всех опытах турбулизаторы находились в контакте с поверхностью цилиндра; интересно было бы исследовать, как скажется на теплообмене установка турбулизаторов с зазором.

ГЛАВА 2 МЕТОДИКА И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Градиентная теплотометрия

Методы теплотометрии (измерения тепловых потоков) достаточно многочисленны; их классификации ([5, 47] и др.) включают десятки измерительных схем и первичных преобразователей.

В рамках нашей работы остановимся на методе вспомогательной стенки (рисунок 2.1): на поверхности тела располагается датчик теплового потока (ДТП), термическое сопротивление которого сведено к минимально достижимому.

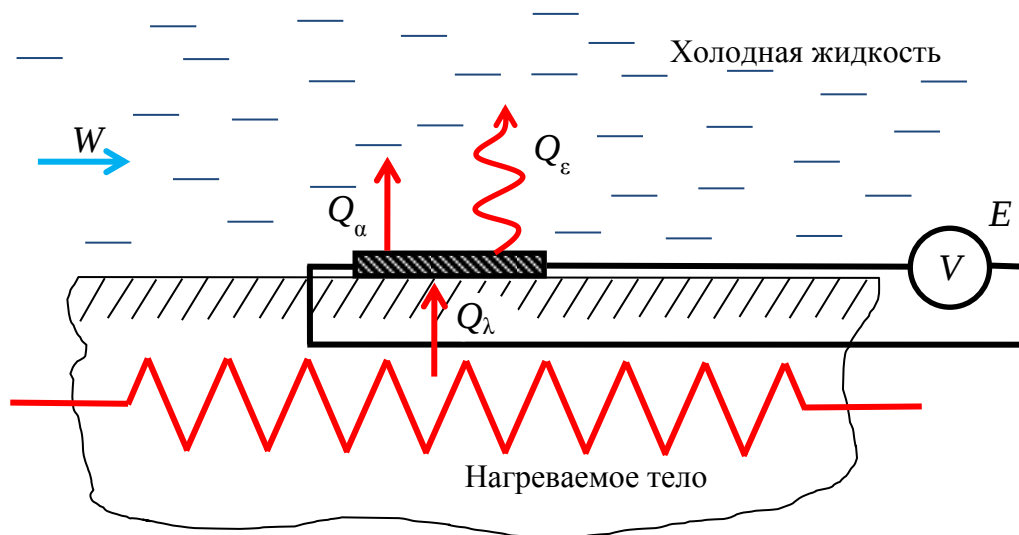


Рисунок 2.1 – ДТП типа вспомогательной стенки

На рисунке показан вариант опыта, в котором ДТП установлен на поверхность нагреваемого тела, которую омывает поток холодной жидкости (W – средняя скорость потока). Снизу к ДТП подводится тепловой поток Q_λ , обусловленный теплопроводностью; сверху отводится конвективным путем поток Q_α и поток, связанный с излучением, Q_ϵ . ДТП генерирует электрический сигнал E , однозначно связанный с результирующим тепловым потоком. В стационарном режиме

$$Q = Q_{\lambda} = (Q_{\alpha} + Q_{\varepsilon});$$

в нестационарном режиме

$$Q_{\lambda} \neq Q_{\alpha} + Q_{\varepsilon},$$

и ДТП в некоторых случаях фиксирует поток

$$Q = Q_{\alpha} + Q_{\varepsilon};$$

именно такая возможность реализуется в нашей работе.

Действие ДТП основано, как правило, на термоэлектрических эффектах. Подавляющее большинство ДТП типа вспомогательной стенки представляют собой пластины, на поверхностях которых расположены спаи дифференциальной термопары (рисунок 2.2, а); иногда роль ДТП исполняют элементы Пельтье. В работе [21] датчики «на термопарах» названы ДТП продольного типа.

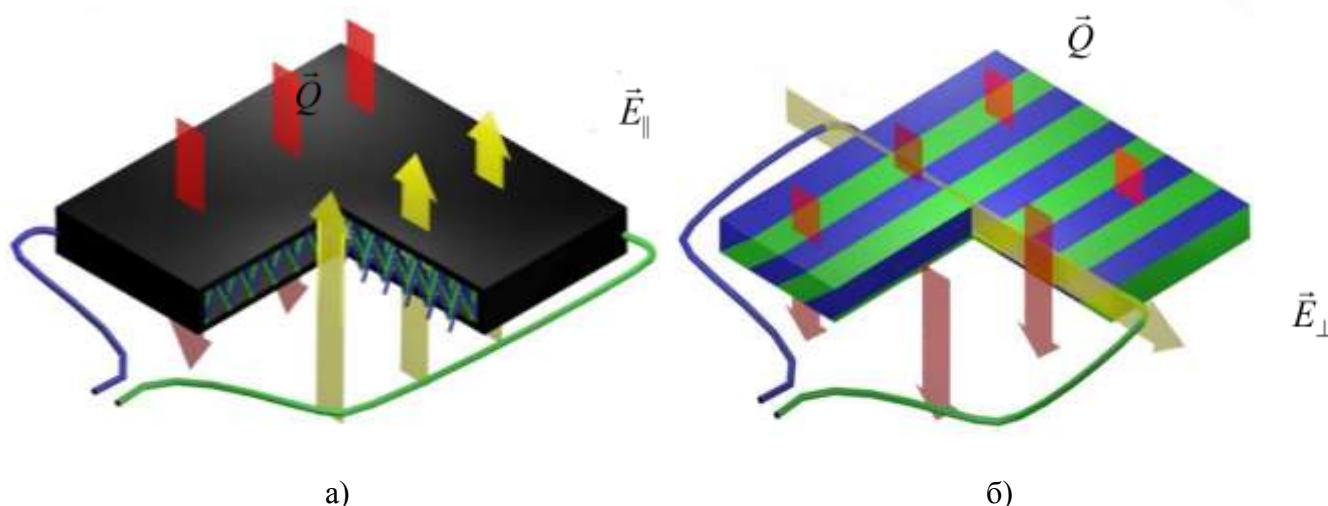


Рисунок 2.2 – ДТП продольного (а) и поперечного (б) типов

Сигнал такого ДТП $E_{\parallel} \sim \Delta T_{\parallel}$ (где $\Delta T_{\parallel}$ – разность температур на поверхностях ДТП) и определяется разностью термоЭДС горячих и холодных спаев. Вектор напряженности электрического поля $\vec{E}$ коллинеарен вектору теплового потока $\vec{Q}$ и направлен ему навстречу.

Существуют, однако, принципиально иные ДТП типа вспомогательной стенки (рисунок 2.2, б), которые выполнены из материалов с анизотропией тепло- и электрофизических свойств. Использовать ДТП из слоистого композита впервые предложил еще в 1947 г. Л. Гайлинг. В его работе [66] отмечалось, что

протекание теплового потока в системе чередующихся слоев двух материалов с различными коэффициентами термоЭДС, тепло- и электропроводностью, расположенных под углом к вектору «внешнего» теплового потока, вызывает нормальную этому вектору термоЭДС. О практическом применении датчиков этого типа автор не сообщал.

Действие таких ДТП основано на поперечном эффекте Зеебека [1]: в слоях, нормальных вектору внешнего теплового потока $\vec{Q}$, возникает поперечная разность температур $\Delta T_{\perp}$ и генерируется пропорциональная этой разности термоЭДС $\vec{E}_{\perp} \sim \Delta T_{\perp}$. Датчики из анизотропного материала в работе [21] отнесены к ДТП поперечного типа. Поскольку, на основании закона Фурье, тепловой поток пропорционален градиенту температуры, в работах [21, 85] предложен термин «градиентные датчики теплового потока» (ГДТП).

Сигнал ГДТП определяется как произведение его вольт-ваттной чувствительности S_0 на площадь F и на плотность теплового потока q :

$$E_{\perp} = S_0 \cdot F \cdot q.$$

Несмотря на то, что ДТП используют более полувека, большинство современных датчиков мало чем отличается от прототипов, разработанных 30 и более лет назад. К параметрам, определяющим технические возможности ДТП, относятся: рабочая температура T , К; измеряемая плотность теплового потока q , Вт/м²; постоянная в ремени $\tau_{\min}$, с; вольт-ваттная чувствительность S_0 , мВ/Вт; толщина δ , м; площадь F , м²; коэффициент влияния температуры ζ , (К·м²)/Вт. Данные (на июль 2014 г.) о современных ДТП представлены в Таблице А.1. (см. «Приложение А»).

В Санкт-Петербургском политехническом университете Петра Великого ГДТП разрабатываются и исследуются с 1996 г; основные результаты этих работ обобщены в монографиях [39, 40]. На первом этапе (1996 – 2007 гг.) использовались и модернизировались ГДТП на основе анизотропных монокристаллов висмута; элементарная их теория, технология изготовления, первые опыты использования осуществлены в 60-90-х г. Н.П. Дивиным [11]. С. 3.

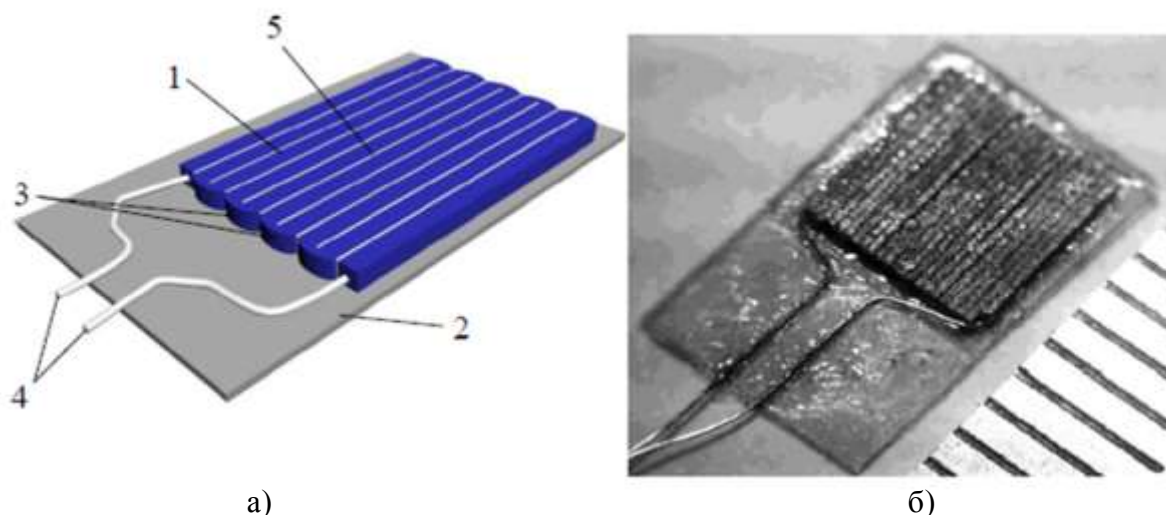
Сапожников, В. Ю. Митяков, А. В. Митяков и др. сделали ГДТП из висмута новым и достаточно эффективным средством теплофизических экспериментов, однако при этом выявились принципиально неустранимые ограничения. Термостойкость ГДТП на основе висмута ограничена точкой его плавления, а технология изготовления датчиков трудоемка и не реализуема в промышленных масштабах. В связи с этим в 2007 г. группа вернулась к идеям Л. Гайлинга и создала ряд косослойных композиций на основе термостойких металлов, сплавов, полупроводников; это семейство авторы называли гетерогенными градиентными датчиками теплового потока (ГГДТП).

Поскольку температура в наших опытах не превышает 100 °С, мы использовали ГДТП на основе монокристаллического висмута: их вольт-ваттная чувствительность достаточно высока и не зависит ... от температуры, а технологические сложности в лабораторном эксперименте стоят на втором плане.

Остановимся на конструкции ГДТП на основе висмута более подробно.

Число природных материалов, пригодных для создания ГДТП невелико; описано применение высшего силицида марганца $\text{MnSi}_{1.7}$ [26] и сурьмянистого кадмия CdSb [78, 29] – не слишком удачное. Внимание исследователей привлекли монокристаллы висмута, которые впервые применил в конструкциях ГДТП Н.П. Дивин. Монокристаллический висмут обладает выраженной анизотропией физических свойств. ГДТП на основе висмута чистотой 0,9999 имеют вольт-ваттную чувствительность $S_0 = 5 \dots 65$ мВ/Вт, постоянную времени $\tau_{\min} \approx 10^{-9} \dots 10^{-8}$ с; диапазон рабочих температур 20 ... 544 К.

На рисунке 2.3 представлены схема (а) и внешний вид (б) батарейного ГДТП на основе висмута [11].



Числами обозначены: 1 – анизотропный термоэлемент; 2 – подложка из слюды;
3 – спаи из чистого висмута; 4 – токовыводы; 5 – лавсановые прокладки;
а – схема [11], б – общий вид [41].

Рисунок 2.3 – ГДТП на основе анизотропного висмута

Бруски из монокристаллического висмута 1 (анизотропные термоэлементы [11, 67, 75]) соединены бифилярно, что приводит к суммированию их термоЭДС и ослабляет действие внешних электрических помех. Электрическую изоляцию обеспечивают лавсановые прокладки 5. Коммутация брусков 1 выполняется пайкой с использованием чистого висмута (показаны спаи 3), а вывод сигнала обеспечивают токовыводы 4. Подложка 2 обеспечивает жесткость и механическую цельность ГДТП. Вольт-ваттная чувствительность ГДТП из висмута увеличивается по мере более плотной укладки брусков 1; технологически достижим уровень 50 мВ/Вт, но большинство ГДТП имеют чувствительность около 10 мВ/Вт. Схема и стенд для градуировки [41] обеспечивают индивидуальную градуировку ГДТП с неопределенностью около 1%. Экспериментально подтверждено, что вольт-ваттная чувствительность ГДТП на основе висмута практически не зависит от температуры и сохраняется на протяжении десятков лет [41].

Важнейшей – и не получившей до настоящего времени полного обоснования – особенностью ГДТП является их аномальное быстроедействие:

постоянные времени датчиков имеет порядок $10^{-8} \dots 10^{-9}$, что делает градиентную теплотметрию практически безынерционным средством исследования для большинства процессов теплообмена. Попытки расчетного обоснования этого явления [41] показали, что термоЭДС формируется в поверхностном слое анизотропного материала, толщина которого сопоставима с минимальным характерным размером – около 200 ангстрем – обеспечивающим термоэлектрические эффекты.

2.2 PIV - визуализация течения

Одним из современных и бурно развивающихся методов является технология цифровой трассерной визуализации, которая в работе [68] впервые получила название PIV (Particle Image Velocimetry = измерение скорости по изображению частиц). Её рассматривали как частный случай лазерной спектрометрии LSV (Laser Speckle Velocimetry), основанного на оптическом преобразовании Фурье яркостных картин. Развитие цифровой и компьютерной техники ускорило регистрацию и обработку сигналов; методы корреляционного анализа слежения частиц, а также изобретение цифровой кросскорреляционной камеры для записи пар изображений создали условия для совершенствования алгоритмов обработки.

Метод цифровой трассерной визуализации, относящийся к классу бесконтактных оптических методов, позволяет регистрировать мгновенные поля скоростей в плоскости измерения [3, 20, 34, 57]. Одним из важнейших его преимуществ является отсутствие возмущающего влияния на поток. К достоинствам метода можно также отнести широкий динамический диапазон измеряемых скоростей (порядка 500:1), что позволяет использовать его для исследования сложных турбулентных течений.

К ограничениям PIV можно отнести неидеальность трассирующих частиц (размер, плотность), приводящую к тому, что трассеры не всегда точно следуют за потоком. Кроме того, диаметр используемых частиц ограничивает размер

элементарной области снизу, а использование более мелких частиц сопряжено с влиянием броуновского движения на их смещение и накладывает ограничения на мощность источника излучения и чувствительность регистрирующей аппаратуры.

Основные принципы PIV - метода сводятся к следующему. В поток жидкости или газа добавляют частицы малого размера (трассеры). Измерение мгновенного поля скорости потока в заданном сечении основано на измерении перемещения трассеров, находящихся в плоскости сечения, за фиксированный интервал времени. Измерительной областью потока считается плоскость, "вырезаемая" световым ножом (рисунок 2.4). Частицы в измерительной плоскости потока должны быть освещены минимум дважды. Образы частиц регистрируются на цифровую камеру. Последующая обработка изображений позволяет зафиксировать мгновенные двухкомпонентные поля скорости в измерительной плоскости, создаваемой лазерным ножом.

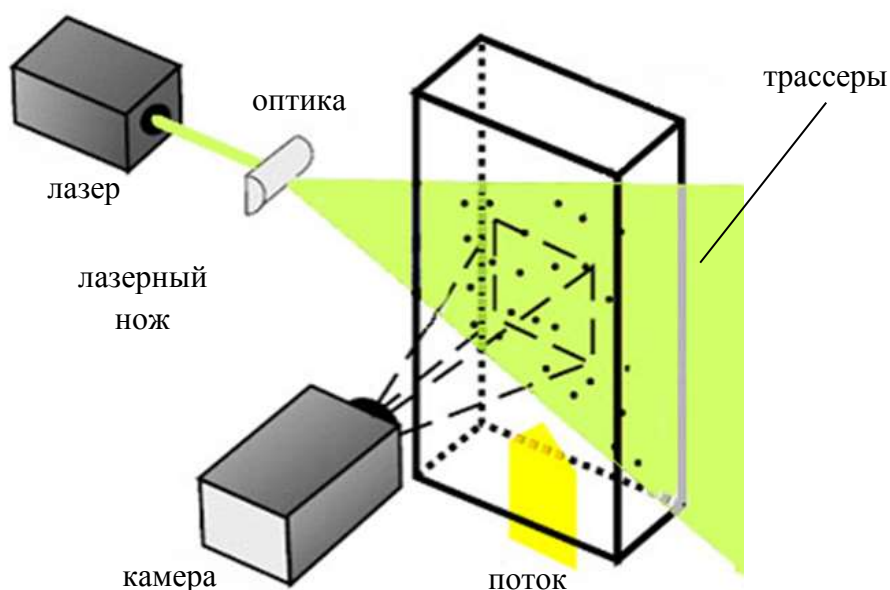


Рисунок 2.4 – Общая схема измерения скорости PIV – методом [32]

Размер, плотность и объемная концентрация частиц подбираются таким образом, чтобы эффекты, связанные с влиянием второй фазы на поток, и влияние

сил плавучести были минимальными. Кроме этого, очень важна оптическая прозрачность среды.

В потоке воздуха используют, как правило, дым или мелкие капли различных жидкостей (~ 1 мкм), распыляемые генераторами аэрозоля. Источниками освещения обычно служат импульсные лазеры. Иногда два импульсных лазера размещают на одной оптической оси; это позволяет уменьшать временную задержку между импульсами. В ряде случаев используют непрерывные лазеры, сканирующие поток при помощи вращающихся зеркал или призм. Пучок света от лазера с помощью оптики преобразуется в световое поле («нож») толщиной от долей миллиметра до нескольких миллиметров при помощи специальной системы линз. Временная задержка между вспышками лазера подбирается в зависимости от скорости потока и размеров измерительной области. Вспышка источника света создаёт стробоскопический эффект в измерительной плоскости потока. Свет, отражённый частицами, попавшими в освещённую область, должен быть записан либо на один кадр, либо на последовательность кадров изображения. Изображения оцифровываются непосредственно на ПЗС матрице камеры и передаются для хранения на жёсткий носитель компьютера в виде файлов в графическом формате.

Основным преимуществом метода является возможность измерять мгновенные поля скоростей с неопределённостью 2...8% (в зависимости от условий эксперимента).

Основным элементом PIV-методики является обработка полученных изображений. Для получения сдвигов частиц используют корреляционные методы обработки изображений. Существует два типа корреляционных алгоритмов: автокорреляционный, когда на одном кадре записаны как начальные положения трассеров, так и конечные, и кросскорреляционный, когда начальные и конечные положения трассеров записаны на разных кадрах. Использование кросскорреляционных алгоритмов предпочтительно, поскольку в автокорреляционных алгоритмах начальные и конечные положения трассеров

равнозначны, смещение определяется с точностью до знака, и в этом случае необходимо привлекать априорные знания о структуре потока.

Неопределенность измерений смещения частиц складывается из многих факторов, таких как концентрация частиц в измерительном объеме, размеры частиц, градиент скорости, величина смещения частиц.

Для оценки неопределенности алгоритмов обычно используют сгенерированные методом Монте-Карло случайные распределения частиц в световом ноже. Оцифровка и последующая обработка PIV алгоритмами таких распределений позволяет определить вклад в неопределенность получаемых параметров по отдельности. Значительная неопределенность возникает при измерении скоростей потоков с большими градиентами скорости, когда внутри одной элементарной области разные частицы делают разные перемещения. В этом случае на корреляционной функции возникают несколько пиков, соответствующих перемещениям разных частиц. Исходя из накопленного опыта, специалисты дают следующие рекомендации [32, 41]:

- 1) Размер частиц на изображении должен составлять $1,5 \div 2$ пикселя.
- 2) Эффективное количество частиц N с учётом эффекта «потери пары» в элементарной области: $N_I > 5$ для кросскорреляционных алгоритмов и $N_I > 8$ для автокорреляционных.
- 3) Максимальное измеряемое смещение частиц ограничено величиной $L_{max} < 1/4$ области расчёта.

Такой вариант PIV - метода позволяет не только строить поле скорости в плоскости светового ножа, но и получить поперечную составляющую вектора скорости в пределах толщины ножа.

Значительно большие возможности дает метод стерео - PIV, по которому запись производится двумя камерами, направленными на трассеры в световом ноже с разных сторон (рисунок 2.5)

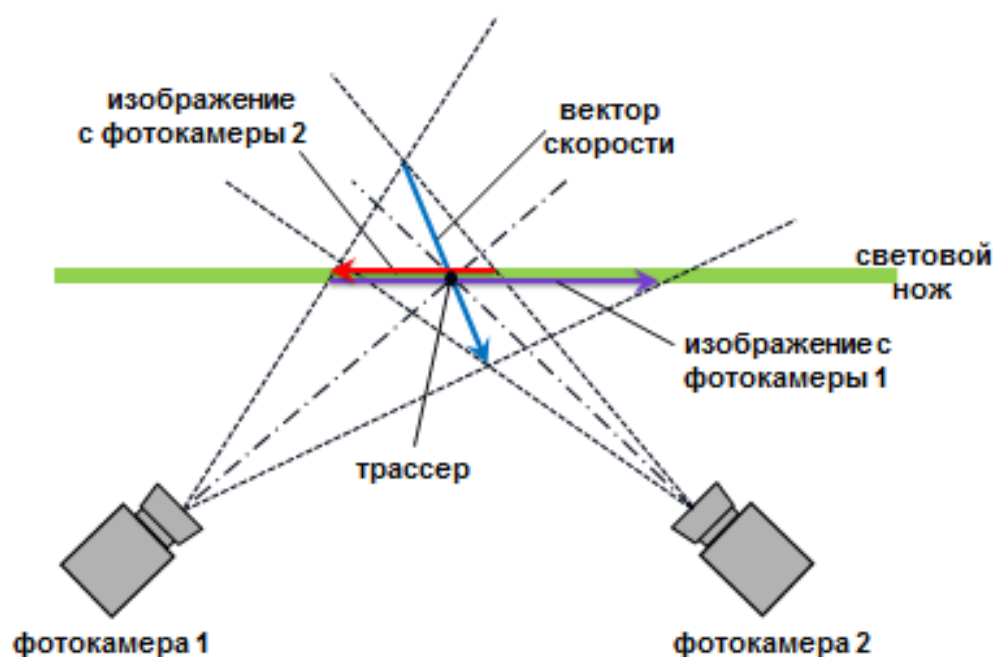


Рисунок 2.5 – Схема стерео - PIV [41]

При этом каждая камера получает «плоскую» информацию о векторе скорости частицы. Специальная калибровка позволяет программе ActualFlow определять третью компоненту скорости, сравнивая поля скорости, полученные первой и второй камерами. В картине трёхмерного поля скорости поперечная (зетовая) компонента указывается цветом.

Реализация PIV - метода при обтекании цилиндра описана в разделе 1,4; схема наших опытов – в разделе 2.3.5.

2.3 Схема эксперимента и экспериментальная установка

2.3.1 Блок-схема установки

Эксперимент был разделен на два этапа. На первом, более простом, картины течения были двумерными, и в качестве визуализатора использовалась базовая комплектация PIV - диагностики с реализацией на одну камеру. На

втором этапе реализована стерео - PIV - диагностика, и поля скорости были «квази - трехмерными»: третья координата отображалась цветом.

Блок-схема установки для второго (более полного) исследования представлена на рисунке 2.6.

Конструкция модели цилиндра и расположение камер 1,2 описаны в разделе 2.3.2, регистрация сигнала – в разделе 2.3.3. Здесь же остановимся на действии схемы в целом.

По команде блока синхронизации лазер производит двойную вспышку, фотокамеры 1 и 2 фиксируют трассеры, а фотокамера 3 записывает измеряемый светолучевым осциллографом сигнал ГДТП. Для измерения сигнала ГДТП используется модернизированный светолучевой осциллограф Н-145. Данные с камер передаются для обработки в компьютер.

Опыт производился в аэродинамической трубе при поперечном обтекании нагретого цилиндра потоком воздуха в диапазоне скоростей 1...20 м/с. Степень турбулентности не превышала 0,5%. Модель помещалась в камеру Эйфеля из прозрачного материала, что позволяет использовать PIV - технологию без заметного рассеяния дыма. Визуализация течения и теплотрия проводились одновременно и непрерывно.

Зависимость плотности теплового потока от времени в работе [41] названа, по аналогии с общепринятым термином «временная термограмма», «временной термограммой». Таким образом, каждой картине мгновенного поля скорости соответствовало показание ГДТП при известном его положении.

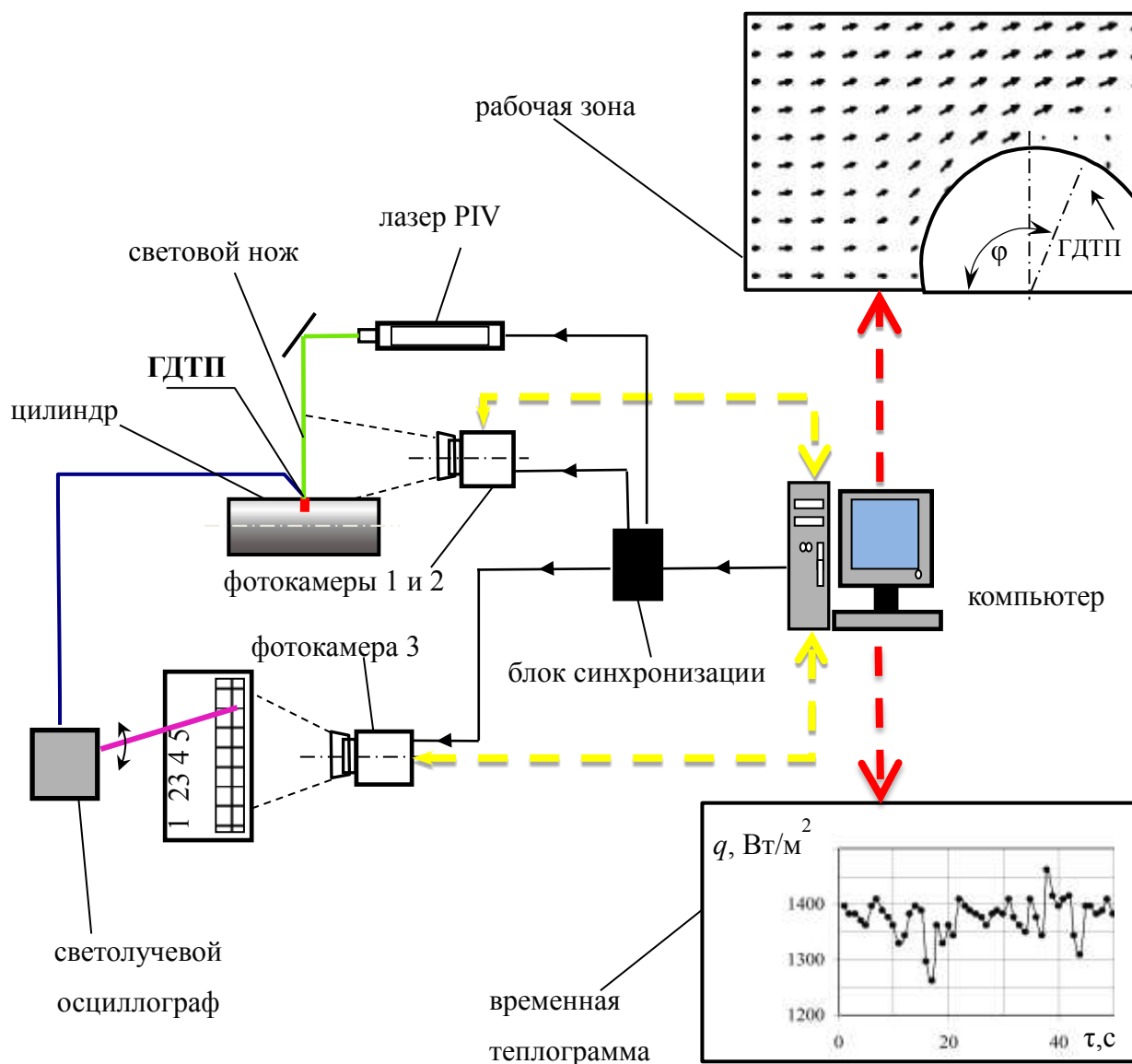


Рисунок 2.6 – Блок-схема экспериментальной установки

Исследования проводились для области чисел Рейнольдса от 10^4 до $8 \cdot 10^5$. При этом цилиндр проворачивался, и положение закрепленного на его поверхности ГДТП менялось от $\varphi = 0^\circ$ в лобовой точке до $\varphi = 180^\circ$ в кормовой. За время каждого такого поворота синхронно произведено и зафиксировано 485 пар фотографий и значений сигналов ГДТП. На основании этих данных получены поля скорости и соответствующие им значения местной плотности теплового потока. Разброс значений q_φ на теплограмме не связан с неопределённостью градиентной теплотометрии, а лишь показывает значение плотности теплового потока в момент измерения поля скорости.

Рассмотрим элементы экспериментальной установки более подробно.

2.3.2 Модель цилиндра

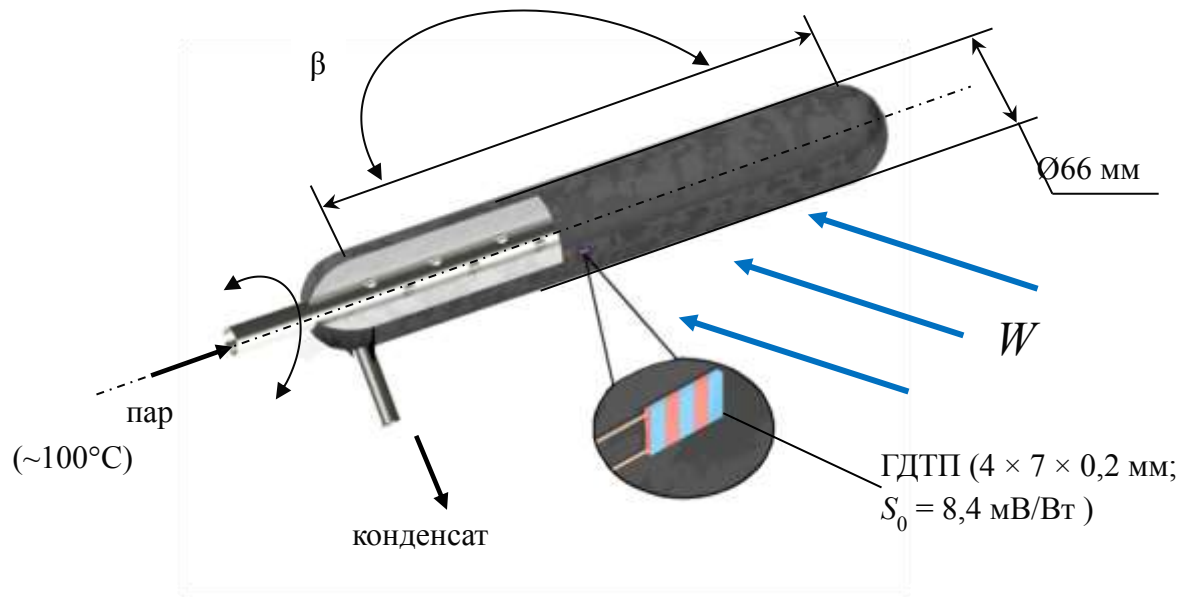
Модель цилиндра с размерами, указанными на рисунке 2.7,а, выполнена из стального листа толщиной 0,1 мм. ГДТП смонтирован на поверхности цилиндра. Электромеханический привод с дистанционным управлением проворачивает цилиндр вокруг его оси на угол φ от 0° до 180° . Модель установлена на поворотном столе, что позволяет менять угол β между осью цилиндра и направлением потока от 90° до 45° .

К цилиндру от парогенератора через гибкий шланг подаётся насыщенный водяной пар, через второй шланг отводится конденсат. Мощность парогенератора позволяет поддерживать температуру поверхности цилиндра стабильной и близкой к 100°C при различных режимах (скоростях) течения. При необходимости температуру можно уточнить по барометрическому давлению в помещении, практически равному давлению насыщения.

Электромеханический привод обеспечивает задание угла φ , а поворот стола – β во всем требуемом диапазоне.

На поверхности цилиндра установлен ГДТП, выполненный на основе висмута. Батарейный датчик имеет размеры в плане 4×7 мм и толщину около 0,2 мм; его вольт-ваттная чувствительность составляет 8,4 мВ/Вт. Градуировка ГДТП на стенде, описанном в работе [41], обеспечивает суммарную стандартную неопределенность, не превышающую 1%.

Принятые технические решения максимально упрощают схему измерения, обеспечивая достаточную информативность [53, 55, 77, 83].



а)



б)

Рисунок 2.7 – Схема (а) и общий вид (б) модели обогреваемого паром цилиндра

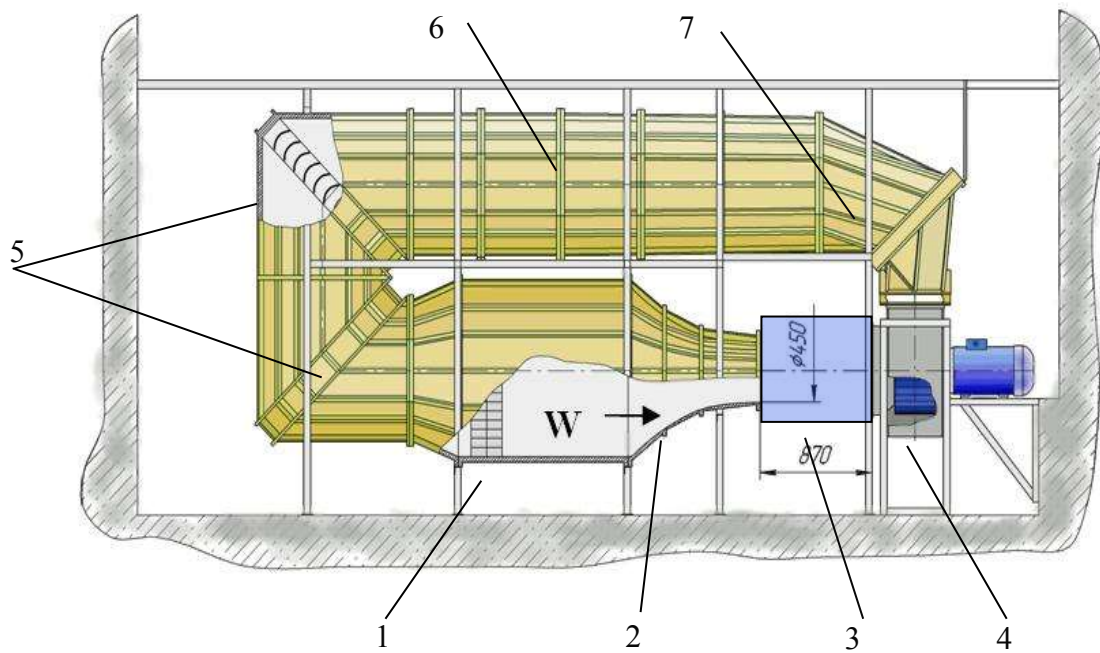
2.3.3 Регистрация сигнала ГДТП

Использование современного цифрового комплекса National Instruments (США) натолкнулось на неожиданные трудности. При генерации импульса лазер создает электромагнитные помехи, отстроиться от которых, при невысоком (микровольтовом) уровне сигнала ГДТП, не удалось. Поэтому для измерения сигнала ГДТП использован светолучевой осциллограф Н-145, в котором ртутная лампа заменена на лазерную указку. Ее луч после отражения от зеркала гальванометра фиксировался цифровой фотокамерой, а далее сигнал поступал для обработки в компьютер. Магнитное поле, в котором находится гальванометр осциллографа, избавило от всех электромагнитных помех, присутствующих в помещении.

В дальнейшем планируется перейти на ГГДТП из композиции кремний-алюминий. Их сигнал гораздо мощнее, поэтому, предположительно, удастся использовать многоканальный цифровой измерительный тракт, и, как результат, обеспечить одновременное снятие теплограмм во множестве точек.

2.3.4 Аэродинамическая труба

Опыты проводились в рабочей зоне дозвуковой аэродинамической трубы, разработанной, изготовленной и испытанной на кафедре «Теоретические основы теплотехники» СПбПУ [41,14]. Схема и общий вид трубы представлены на рисунке 2.8.



а)



б)

1-форкамера с хонейкомбом; 2 – конфузор; 3 – камера Эйфеля; 4 – центробежный вентилятор; 5 – повороты с лопатками; 6 – обратный канал; 7 – теплообменник.

Рисунок 2.8 – Схема (а) и общий вид (б) аэродинамической трубы

Труба – открытого типа, с камерой Эйфеля 3. Прозрачные стенки камеры (оргстекло) обеспечивает реализацию PIV - технологии. Поток воздуха от центробежного вентилятора 4 через теплообменник 7 поступает в обратный канал 6. Через поворотное колено с лопатками 5 воздух попадает в форкамеру с хонейкомбом 1; в качестве хонейкомба используется два ряда пивных банок (0,33 л) с отрезанными доньями и горлышками. Стальная сетка 20×20 мм удерживает элементы хонейкомба от продольного смещения, а упругость деформированных стенок – от радиального, перед сеткой помещено несколько слоев воздухопроницаемого нетканого материала. Конфузор 2 обеспечивает поджатие 1:7; через круглое выходное отверстие диаметром 450 мм воздух подается в камеру Эйфеля 3 и далее – на вход в вентилятор 4.

Труба имеет две особенности:

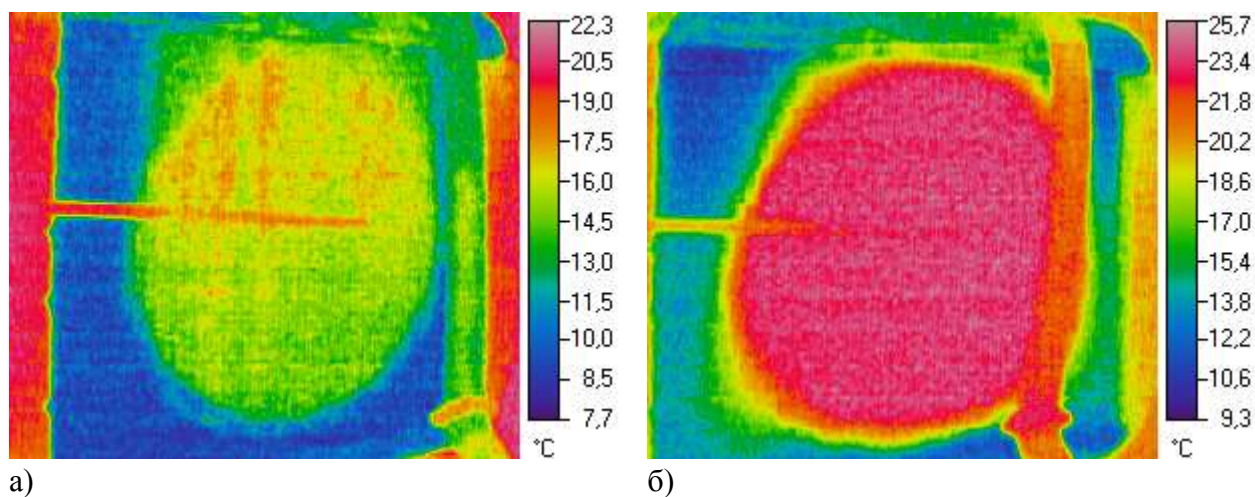
1) Применение тиристорного привода и реверс вентилятора позволяет вести опыты при скоростях, не превышающих $0,1 \dots 0,2$ м/с, что существенно меньше, чем в большинстве существующих аналогов.

2) Теплообменник (радиатор автомобиля КамАЗ), подключенный к системе холодного водоснабжения, обеспечивает длительную работу трубы на воздухе, практически не меняющем температуру (разброс значений составляет $\pm 0,1^\circ\text{C}$) и функцию добавочного хонейкомба на участке, где вихри и пульсации потока особенно велики.

На снимках, сделанных при помощи тепловизора (рисунок 2.9), видно, что если в радиатор не поступает вода, то проходящий воздух нагревает его до 25°C и выше.

Радиатор увеличивает сопротивление аэродинамической трубы на 500 Па, в результате чего падает скорость в рабочей части [20, 30, 49, 50, 87]. Поэтому радиатор устанавливается в виде сменной кассеты, которую при кратковременных опытах можно удалить и заменить кассетой с направляющими лопатками.

Для снижения турбулентности в аэродинамической трубе установлены лопаточные аппараты в поворотах, а также хонейкомб и конфузор.



а – с водой, б – без воды

Рисунок 2.9 – Тепловизионная фотография теплообменника

На всех участках трубы выполнена коррекция течения по данным анемометрии; это позволило оценить степень турбулентности величиной 0,5 % во всём диапазоне скоростей 0,1...50 м/с.

2.3.5 Измерительный PIV – комплекс ПОЛИС

Общий вид системы ПОЛИС представлен на постере изготовителя (рисунок 2.10).



Рисунок 2.10 – PIV система ПОЛИС (ИТФ СО РАН, г. Новосибирск)

При PIV - диагностике, связанной с обтеканием нагретых моделей, выяснилось, что дым, генерируемый штатным устройством непригоден. Взвешенные масляные трассеры диаметром 1..5 мкм над нагретой поверхностью успевают испаряться и визуализация течения становится невозможной.

В качестве трассеров мы использовали частицы древесного дыма из дыма-пассечника; чтобы дым не рассеивался за пределы воздушного тракта, аэродинамическую трубу снабдили камерой Эйфеля (см. раздел 2.3.4).

Кроме того, лазерный луч, отражаясь от поверхности цилиндра, засвечивал матрицу фотокамеры. Это не позволяло увидеть течение вблизи пограничного слоя.

Для борьбы с бликами от лазерного луча цилиндр был обработан смесью индустриального масла, спирта и флюорисцида “родамин Ж”, который при отражении менял длину волны падающего луча. Отраженный свет фильтровался узкополосным зеленым фильтром.

Для визуализации поперечной составляющей скорости потока был проведен эксперимент с использованием метода стерео - PIV (рисунок 2.11).

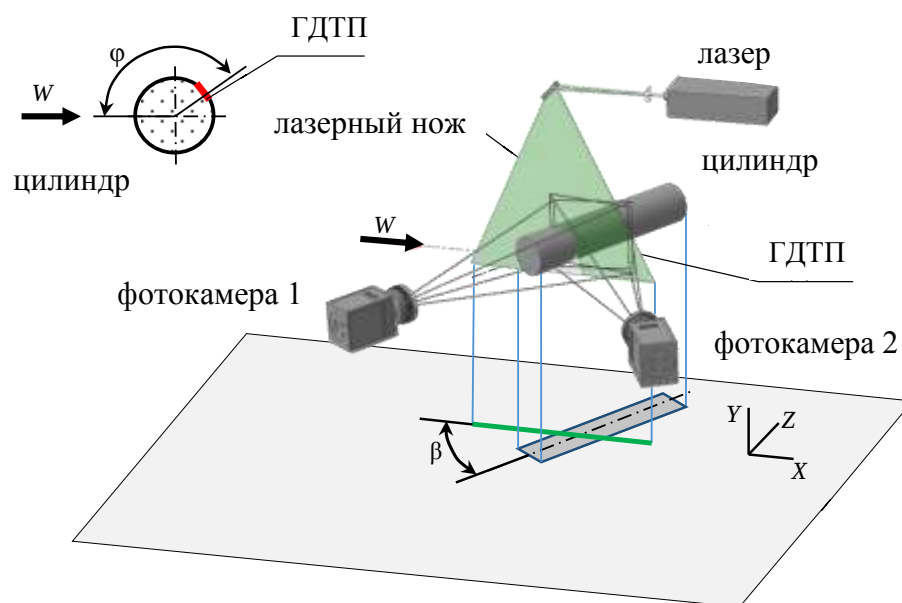


Рисунок 2.11 – Схема стерео - PIV диагностики при обтекании цилиндра

Модель обогреваемого цилиндра закреплена на поворотном столике, что позволяет установить цилиндр под разными углами атаки к направлению воздушного потока. Вокруг своей оси цилиндр прокручивался при помощи электромеханического двигателя.

2.3.6 Обработка результатов

Визуализация течения, обеспечиваемая методом PIV, вполне стандартна и обсуждений не требует; результаты опытов приведены в главе 3.

Остановимся на обработке данных градиентной теплотметрии [44, 45, 46].

По результатам опытов мы определяли местную плотность теплового потока в точке с угловой координатой φ

$$q_{\varphi} = \frac{E}{S_0 F},$$

где E – сигнал ГДТП, мкВ; S_0 – вольт–ваттная чувствительность датчика, мВ/Вт; F – площадь датчика в плане, мм².

Местный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_{\varphi} = \frac{q_{\varphi}}{(T_f - T_w)},$$

где T_f – температура поверхности цилиндра, °С; T_w – температура потока воздуха, °С.

Местное число Нуссельта

$$\text{Nu}_{\varphi} = \frac{\alpha_{\varphi} d}{\lambda_f},$$

где d – диаметр цилиндра, м; λ_f – теплопроводность воздуха, Вт/(м·К), а среднее число Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda_f},$$

где α – значение α_{φ} , усредненное по φ в пределах от 0°...180°.

Число Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{W \cdot D}{\nu},$$

где D - диаметр цилиндра, м; W – скорость набегающего потока, м/с; ν – кинематическая вязкость воздуха, м²/с.

ГЛАВА 3 ТЕПЛООБМЕН И ТЕЧЕНИЕ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЦИЛИНДРА

3.1 Обтекание круглого цилиндра

3.1.1 Постановка задачи

Выбор круглого цилиндра как модели для исследования обоснован в разделе 1.1. Наши исследования охватывают обтекание цилиндра потоком, нормальным его оси ($\beta = 90^\circ$), и обтекание под острым углом к оси ($90^\circ > \beta > 45^\circ$). Раздельно выполнены опыты по обтеканию цилиндра, нагретого до 100°C , и цилиндра без нагрева, температура которого практически равнялась температуре воздуха в набегающем потоке. Для выявления концевых эффектов исследовались модели цилиндров диаметром 66 мм и длиной 600 мм ($L/d = 9,1$) и диаметром 18 мм и длиной 900 мм ($L/d = 50$). В ходе опытов анализировались параметры течения (PIV - диагностика) и теплообмена (градиентная теплотметрия); дополнительно исследовалось течение в следе за цилиндром. Карта режимов представлена в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Режимы обтекания и теплообмена для круглого цилиндра

Поперечное обтекание, обогреваемый цилиндр диаметром 66 мм		
β°	Re	
	18000	26000
90	1. Распределение числа Нуссельта по поверхности	1. Распределение числа Нуссельта по поверхности 2. PIV - картина обтекания 3. Угловая теплограмма

Продолжение таблицы 3.1

Изменение угла атаки, обогреваемый цилиндр диаметром 66 мм					
β°	Re				
	10150	13000	26000	47300	78800
90	1. Распределение числа Нуссельта по поверхности. 2. Мгновенные картины обтекания 3. Усредненные картины обтекания 4. Среднее по поверхности число Нуссельта 5. Зависимость числа Нуссельта от Рейнольдса (включая численные значения коэффициентов пропорциональности)				
85					
75					
70					
65					
50					
45					
Изменение угла атаки, холодный цилиндр диаметром 66 мм					
β°	Re				
	26000				
55	1. Поле скорости вдоль образующей цилиндра 2. Опыт с шелковинками				
70	1. Изменение усредненного поля скорости по длине цилиндра. Наблюдение разнонаправленных вихреобразований				
	10150	13000	26000	47300	78800
90	1. Поля скорости вдоль образующей цилиндра				
80					

Продолжение таблицы 3.1

70			
65			
60			
55			
50			
45			
Изменение угла атаки, холодный цилиндр диаметром 18 мм			
β°	Re		
	10150		
90	1. Поля скорости вдоль образующей цилиндра		
45			
	10150	13000	15500
90	1. Частотные характеристики (Определение числа Струхаля)		
80			
70			
60			
50			

Продолжение таблицы 3.1

Изменением угла атаки, горячий цилиндр диаметром 18 мм	
β°	Re
	10150
90	1. Поля скорости вдоль образующей цилиндра
45	

В каждом опыте модель поворачивалась вокруг оси с постоянной скоростью, делая за время наблюдения половину оборота: от $\varphi = 0^\circ$ до $\varphi = 180^\circ$. При этом непрерывно и синхронно записывались параметры обтекания и (в случае нагретого цилиндра) теплообмена. За время эксперимента удавалось получить 485 мгновенных полей скорости и значений местного теплового потока.

Поскольку цилиндр проворачивался с постоянной скоростью, мы перешли от временной к угловой теплограмме (рисунок 3.1).

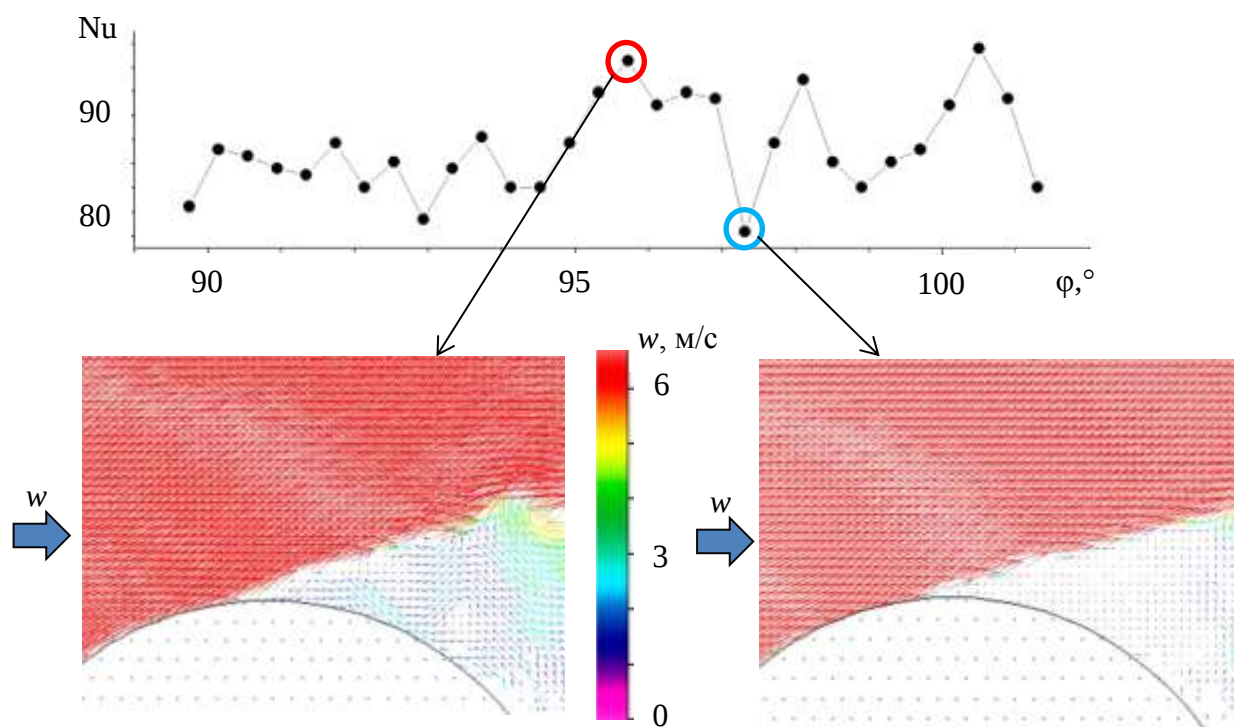


Рисунок 3.1 – Угловая теплограмма и соответствующие ей поля скорости

3.1.2 Исследование течения и теплообмена

Из карты режимов (таблица 3.1) следует, что случай $\beta = 90^\circ$ – всего лишь один из многих «равноправных» вариантов. В такой постановке мы и проводили эксперимент. Как отмечено в разделе 1.1, подавляющее большинство исследований выполнено именно для такого случая, причем постоянной почти всегда поддерживалась плотность теплового потока (электрический подогрев), а режимы теплообмена исследовались по данным термометрии. Однако практически во всех уравнениях подобия температура поверхности теплообмена принята постоянной, что удастся моделировать так, как это сделано в наших опытах: нагревом насыщенным паром при постоянном давлении. В этом случае теплообмен на изотермической нагретой поверхности характеризуют показания ГДТП или аналогичных им датчиков теплового потока других типов (см. таблицу А.1.). Наиболее интересное и детальное исследование описано в работе [41]. Обнаружено, что усредненный тепловой поток плавно убывает до угла в 75° , а затем начинает расти. Таким образом, изменение угла атаки может как уменьшить, так и увеличить тепловой поток.

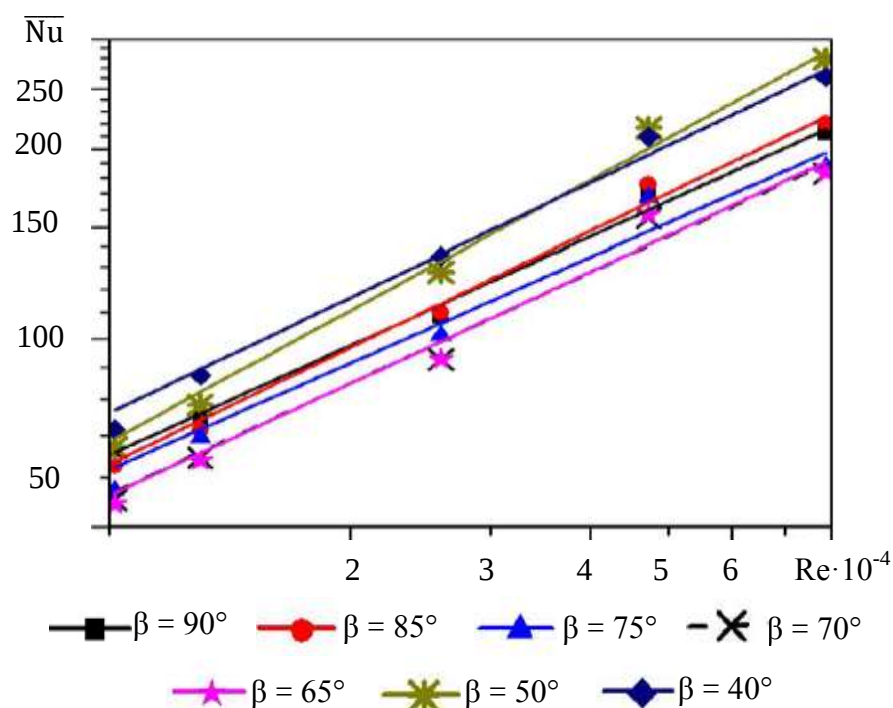


Рисунок 3.2 – Зависимость $\overline{Nu}(Re)$ при различных углах β

На рисунке 3.2 показана зависимость среднего числа Нуссельта от числа Рейнольдса. Наши результаты коррелируют с результатами Sparrow и Yanez Moreno для углов $\beta = 90^\circ$, 85° и 65° . Если представить зависимость между Nu и Re в виде

$$\overline{Nu} = C \cdot Re^n, \quad (3.1)$$

то по рисунку 3.2 можно вычислить значения констант C и n ; результаты представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 Коэффициенты уравнения подобия (3.1)

$\beta, ^\circ$	C		n	
	Sparrow and YanezMoreno	Наши данные	Sparrow and YanezMoreno	Наши данные
90	0.207	0.317	0.618	0.578
85	0.217	0.214	0.614	0.618
80	0.200	-	0.614	-
75	0.302	0.347	0.561	0.563
70	0.270	0.256	0.574	0.586
65	0.187	0.239	0.620	0.593
60	0.172	-	0.634	-
55	-	-	-	-
50	-	0.117	-	0.692
45	0.161	0.279	0.636	0.609

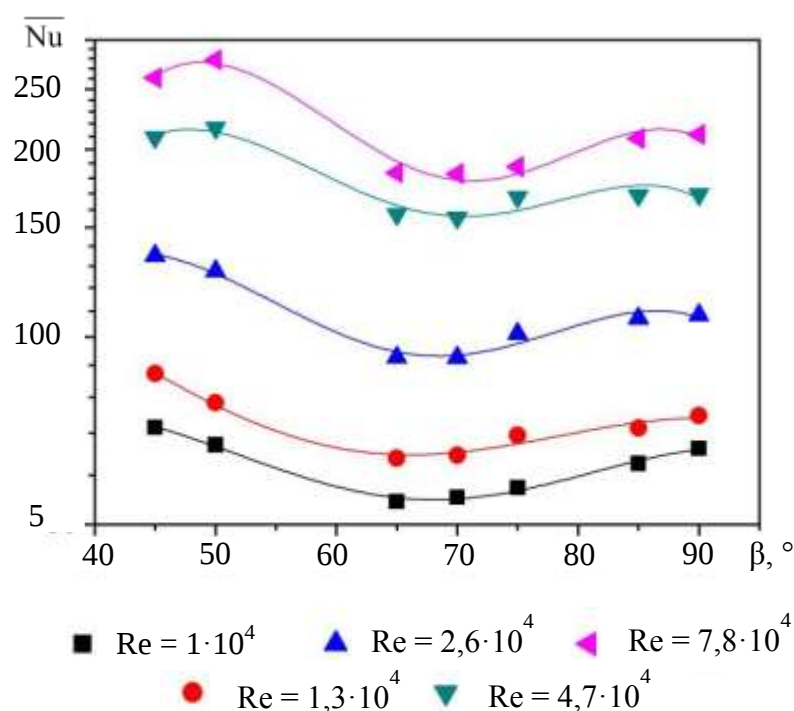


Рисунок 3.3 – Зависимость среднего числа Нуссельта от угла атаки [41]

На рисунке 3.3 показана зависимость среднего числа Нуссельта от угла атаки, полученная в работе [41]. Минимум соответствует области $\beta = 65^\circ \dots 70^\circ$. Для $\beta = 45^\circ \dots 50^\circ$ наблюдается значительное увеличение числа Нуссельта, достигающего более высоких значений, чем в случае поперечного обтекания ($\beta = 90^\circ$). Сопоставление этих результатов с нашими данными приведено на рисунке 3.4.

Предполагаем, что минимум $\overline{Nu}$ вызван сменой направления W_z . Если рассматривать только третью компоненту скорости, то положительное направление будет заставлять поток двигаться от поверхности цилиндра. Цилиндр работает как диффузор, снижая W_z вблизи своей поверхности и наоборот: когда W_z отрицательна, поверхность цилиндра работает как конфузор.

На рисунке 3.5 показано полученное нами распределение числа Нуссельта по поверхности цилиндра для разных углов атаки при $Re = 26000$. Наибольшие различия наблюдаются в кормовой части, что объясняется сложным характером

течения и отрывом вихрей в этой зоне. Наблюдается также сдвиг точки отрыва вниз по течению с уменьшением угла β .

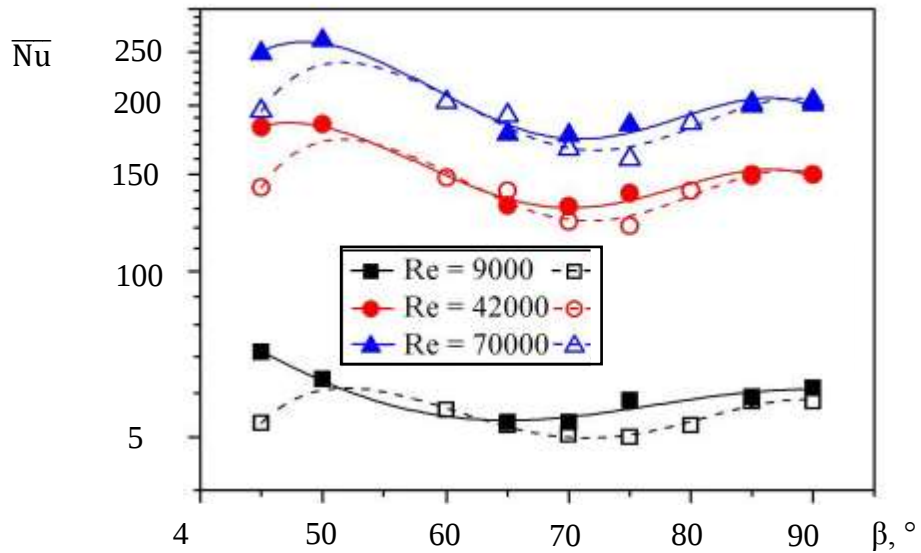


Рисунок 3.4 – Сравнение наших данных с результатами Sparrow и Yanez Moreno [41]

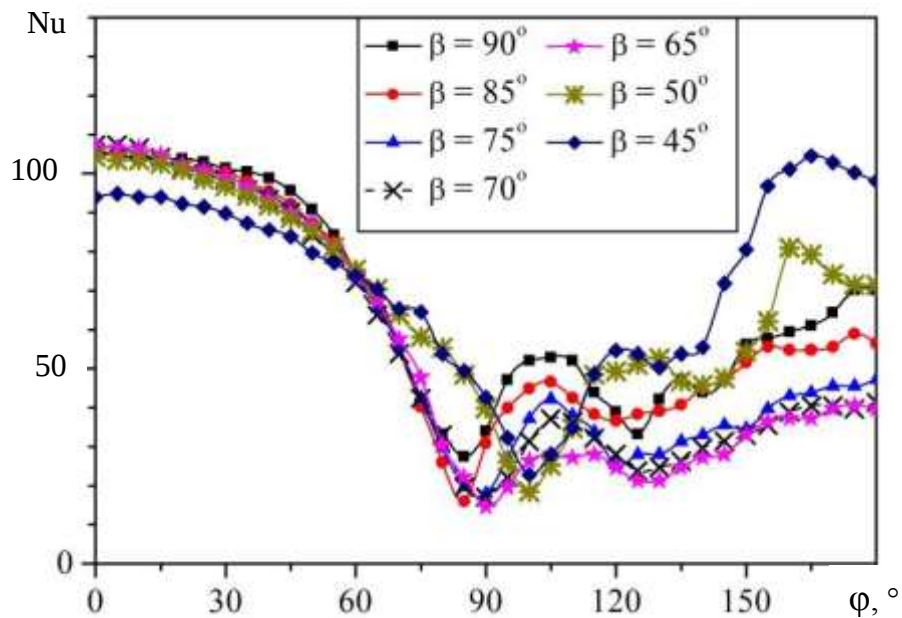


Рисунок 3.5 – Зависимость местного числа Нуссельта от угла поворота цилиндра для разных углов атаки

На рисунке 3.6 показаны усредненные поля скорости в следе за цилиндром. Векторами показано направление потока в сечении светового ножа. Цвет показывает величину третьей компоненты скорости W_z ; она меняет направление после угла атаки $\beta=65^\circ$ (рисунок 3.6), что коррелирует с минимумом в среднем числе Нуссельта (рисунок 3.3). Предполагаем, что именно эта смена направления ответственна за увеличение числа Нуссельта [17]. Мы сравнили наши результаты для третьей компоненты скорости W_z с результатами Махбуба Алама и Й. Чжоу [76] для $\beta = 55^\circ$, $Re = 9600$, на удалении в один диаметр от задней образующей. В этой работе получены результаты, противоположные нашим (рисунок 3.6).

Для проверки мы использовали две дополнительные модели: цилиндр диаметром 41 мм и длиной 3 м (для исключения концевых эффектов) и основную модель диаметром 66 мм, установленную вертикально.

Мы также использовали трубку Пито и визуализацию потока путем присоединения тонких шелковинок к задней образующей цилиндра. Опыты показали, что W_z позади цилиндра отрицательна (рисунок 3.7). Причина расхождения с работой [37] остается неизвестной.

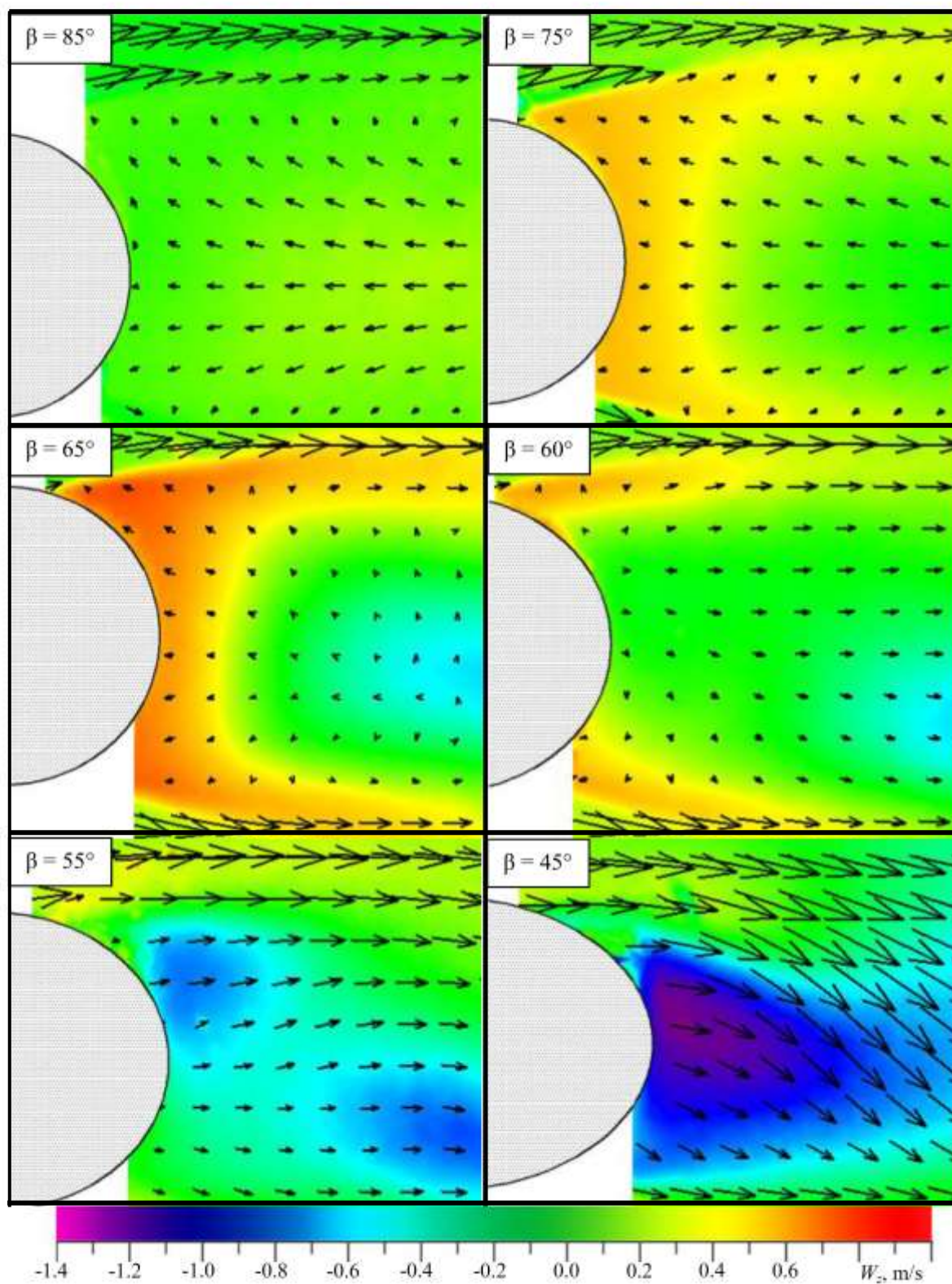
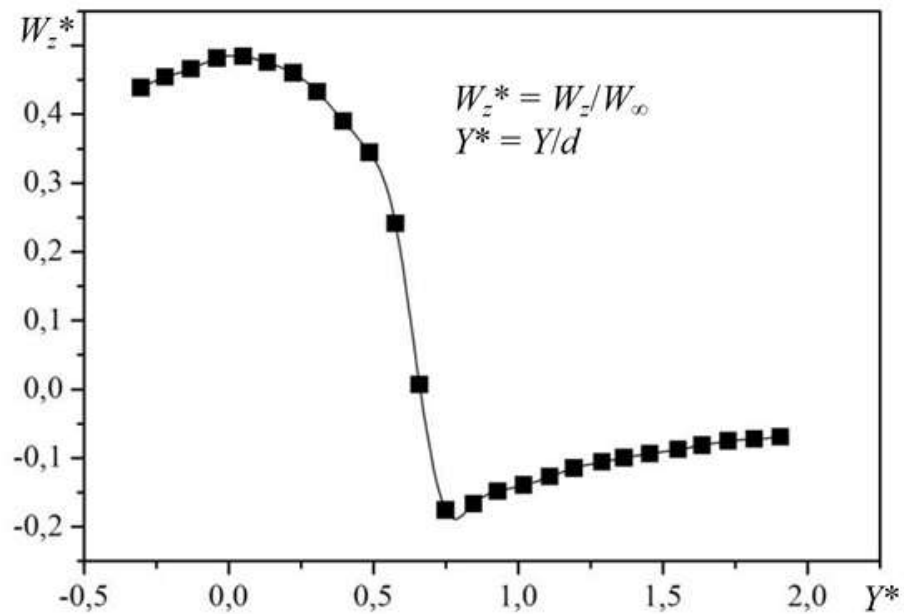


Рисунок 3.6 – Усредненные поля скорости в следе за цилиндром



W_z^* – осредненная по времени компонента скорости z ; W_∞ – скорость набегающего потока;

Y^* – безразмерная координата Y ; d – диаметр цилиндра

Рисунок 3.7 – Распределение скорости в следе за цилиндром [76]

Считаем, что наличие отрицательной компоненты W_z обусловлено поворотом пограничного слоя до появления отрыва. Пограничный слой имеет тенденцию следовать повороту цилиндра и отрываться перпендикулярно к нему (эффект можно наблюдать на рисунке 3.8, взятому из работы [85], и в работах [84, 88]). Это заставляет всю зону вихреобразования двигаться с положительной скоростью W_z . Но мы говорим о центральном сечении следа за цилиндром. При $\beta = 90^\circ$ мы наблюдаем зону обратного течения, вызванную закручиванием пограничного слоя после его отделения. Это заставляет положительную компоненту W_z меняться на противоположную, приводя, при усреднении по времени, к отрицательной W_z в зоне обратного течения.

Мы обнаружили минимум в среднем числе Нуссельта Nu и точку изменения направления W_z вблизи $\beta = 65^\circ \dots 70^\circ$. Sparrow и Yanez Moreno [87] обнаружили этот минимум около 75° . Наши PIV - исследования для цилиндра, установленного вертикально, показали, что могут встречаться различные

направления W_z , что может быть вызвано концевыми эффектами или отклонением угла наклона зоны вихреобразования от угла атаки цилиндра (рисунок 3.9). Таким образом, полагаем, что точка минимума для рисунка 3.10 в числе Нуссельта может сдвигаться в зависимости от условий эксперимента.

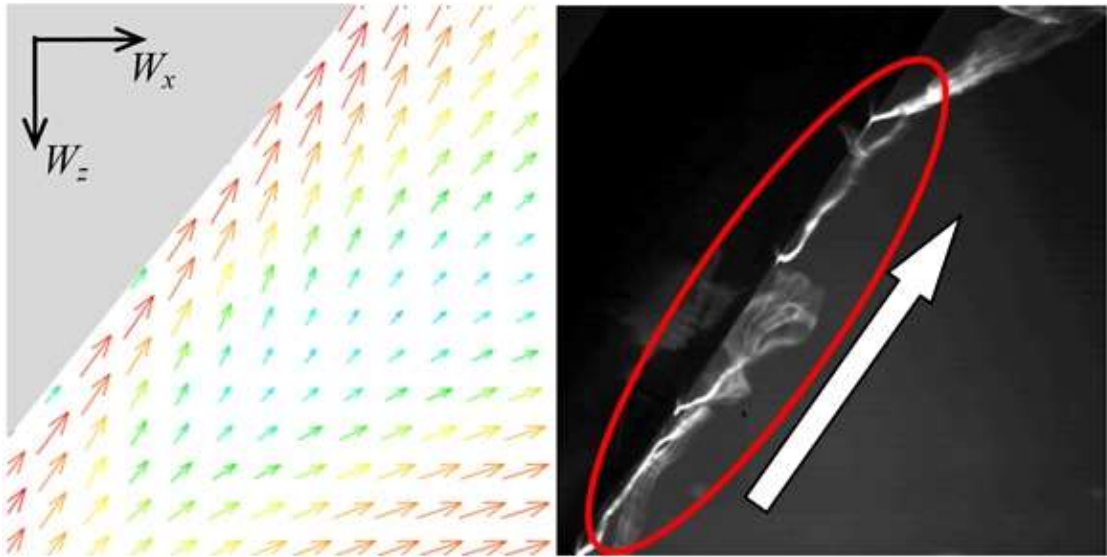


Рисунок 3.8 – PIV и визуализация при вертикальной установке цилиндра ($\beta = 55^\circ$; $Re = 26000$) [9]

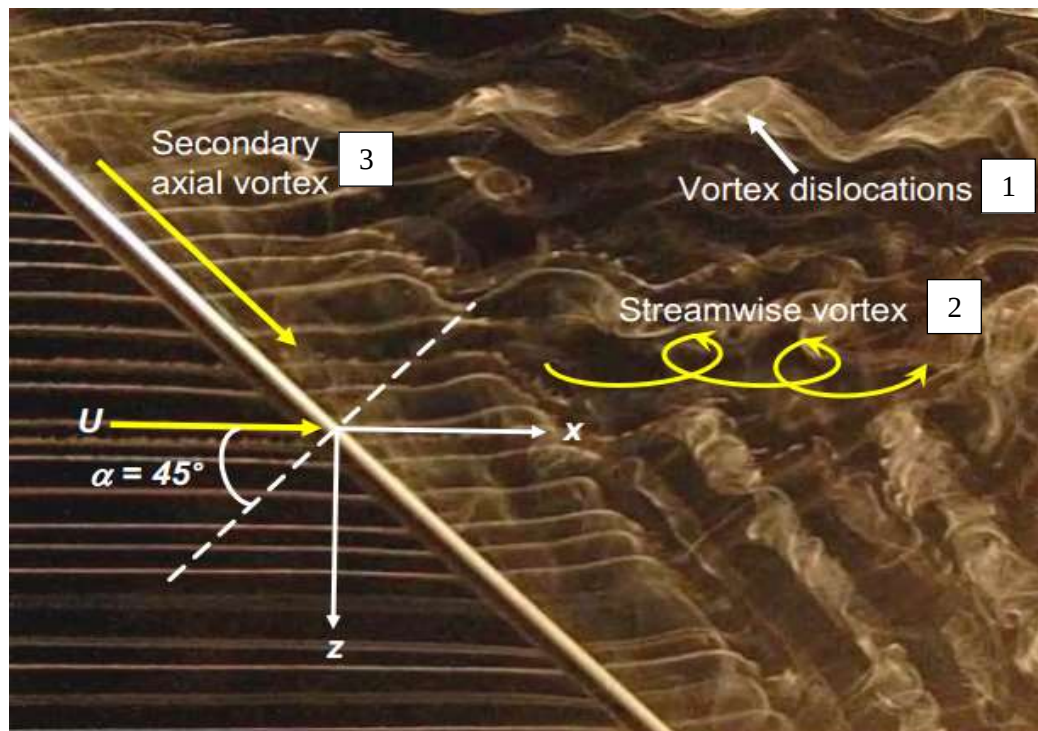


Рисунок 3.9 – Поворот зоны вихреобразования вместе с цилиндром [85], где 1 – беспорядочный вихрь; 2 – упорядоченный вихрь; 3 – вторичный аксиальный вихрь

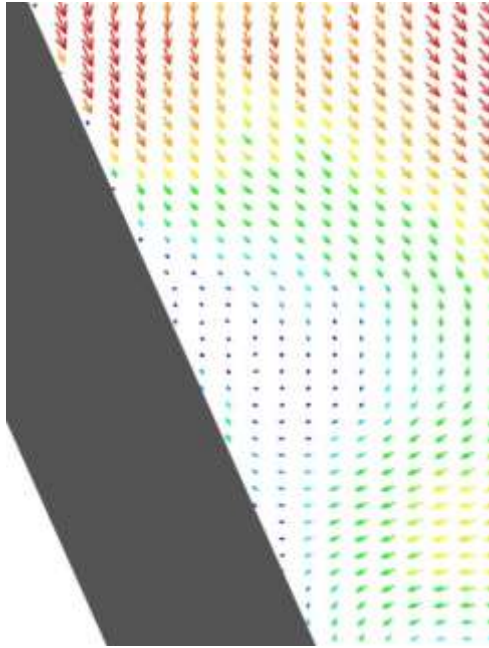


Рисунок 3.10 – Продольные вихри за цилиндром

Мы не уловили различий в поле скорости за цилиндром в зависимости от того, нагретым он был или холодным (рисунок 3.11); возможно, это связано с быстрым охлаждением оторванного пограничного слоя.

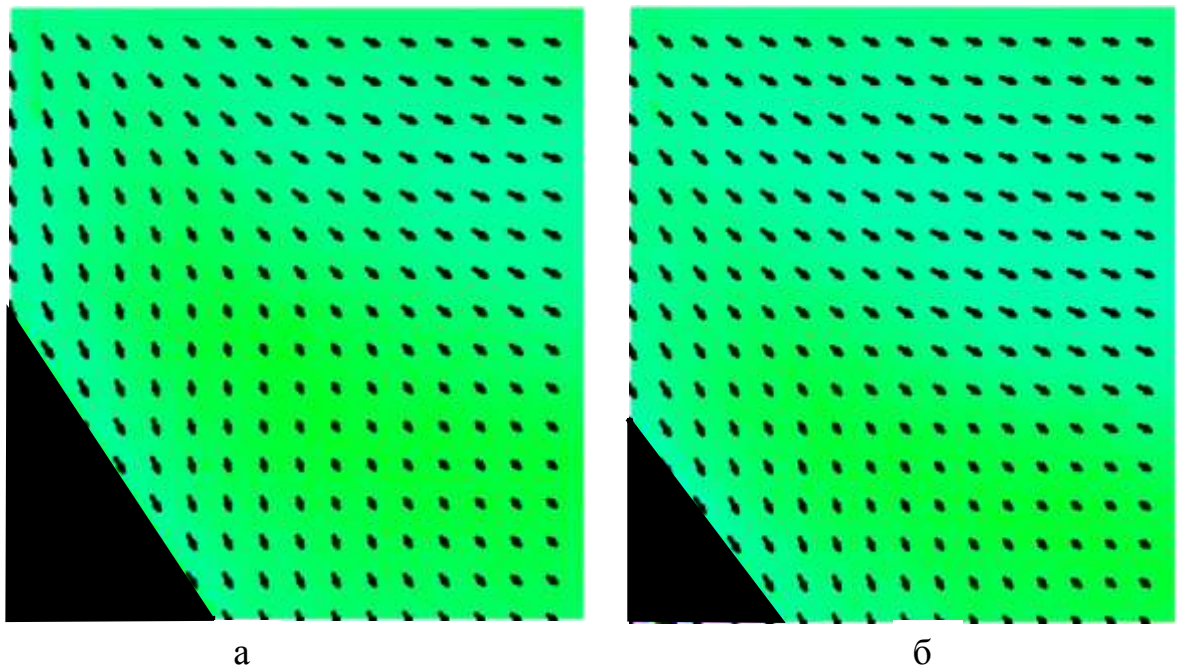


Рисунок 3.11 – Поле скорости в следе за холодным (а) и нагретым (б) цилиндром при $Re=10150$

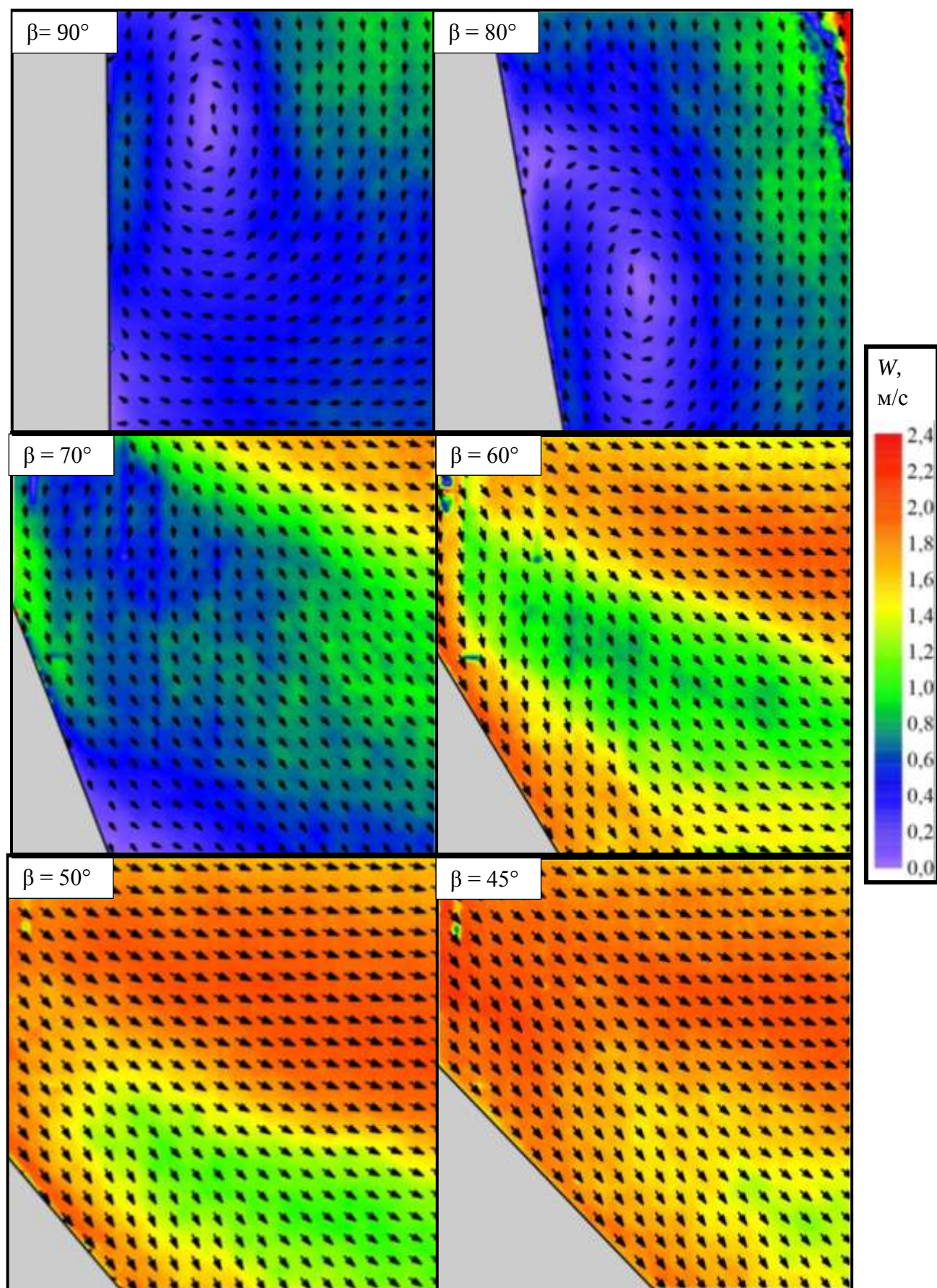


Рисунок. 3.12 – Поля скорости за центральной задней образующей цилиндра.

Диаметр цилиндра 66 мм, $Re = 10150$

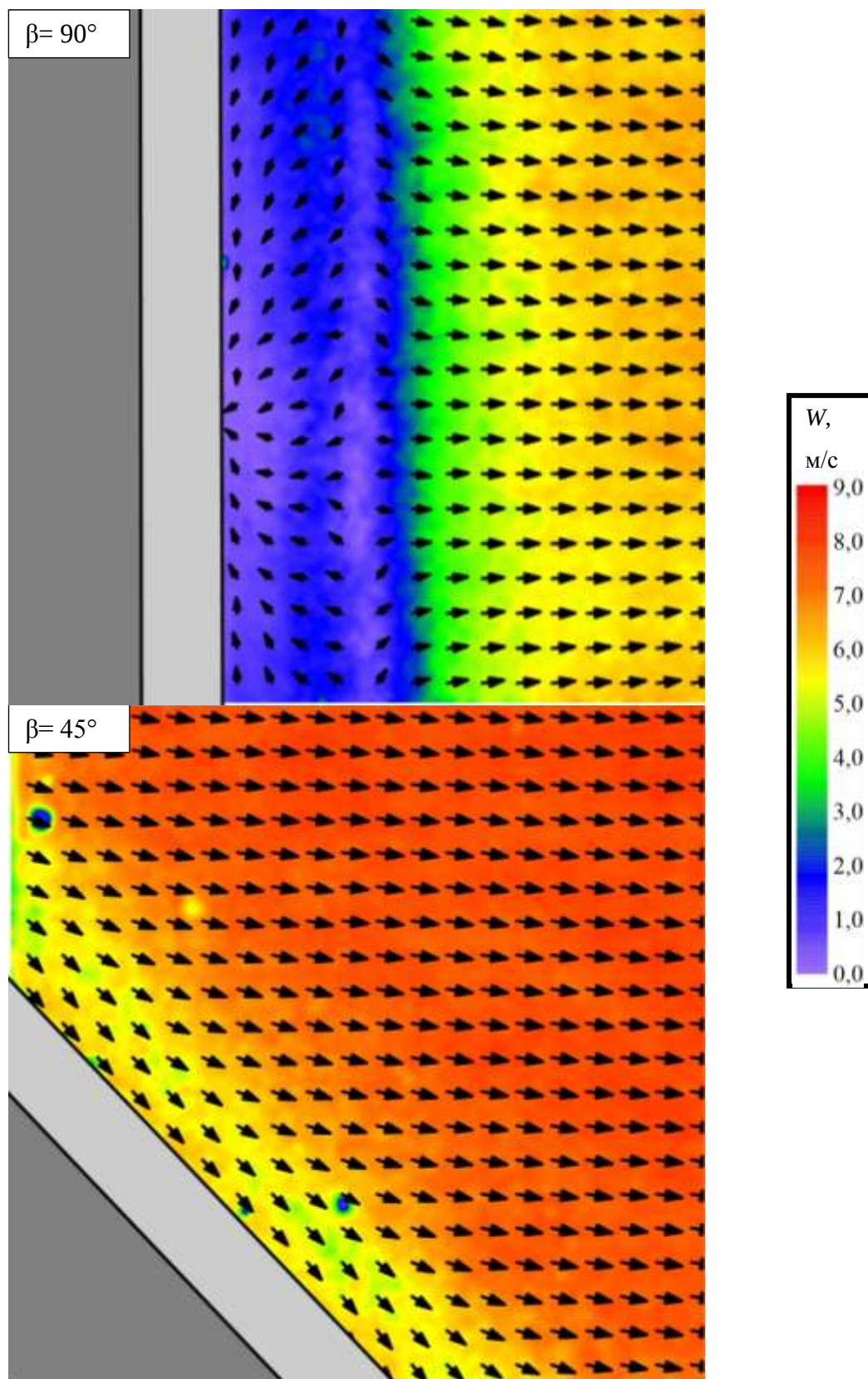


Рисунок 3.13 – Поля скорости за центральной задней образующей цилиндра. Диаметр цилиндра 18 мм, $Re = 10150$

Ранее показано, что коэффициент теплоотдачи зависит от угла атаки. Он имеет минимум (рисунок 3.3), что связано с изменением направления третьей компоненты скорости W_z . Положение минимума в разных задачах определяется различно; для выяснения причин этого мы визуализировали поле скорости в следе за цилиндром и заметили там разнонаправленные устойчивые вихреобразования (рисунок 3.12). Аналогичные измерения для различных углов атаки показали, что направление составляющей скорости W_z изменяется полностью при $\beta=70^\circ$, а не 60° , как было в наших предыдущих исследованиях (рисунок 3.12). Кроме того, направление компоненты W_z неодинаково по длине цилиндра (рисунки 3.12, 3.13). Предположив, что данная неопределенность вызвана концевыми эффектами, мы провели опыты на цилиндре с длиной, достаточной для устранения концевых эффектов (см. выше). Разнонаправленные вихреобразования исчезли, а на больших углах атаки осталось полученное ранее направление скорости W_z (рисунок 3.12). Изменение среднего числа Нуссельта $\overline{Nu}$ от угла атаки β представлена на рисунке 3.14, соответствующие поля скорости представлены на рисунках в приложении Б.

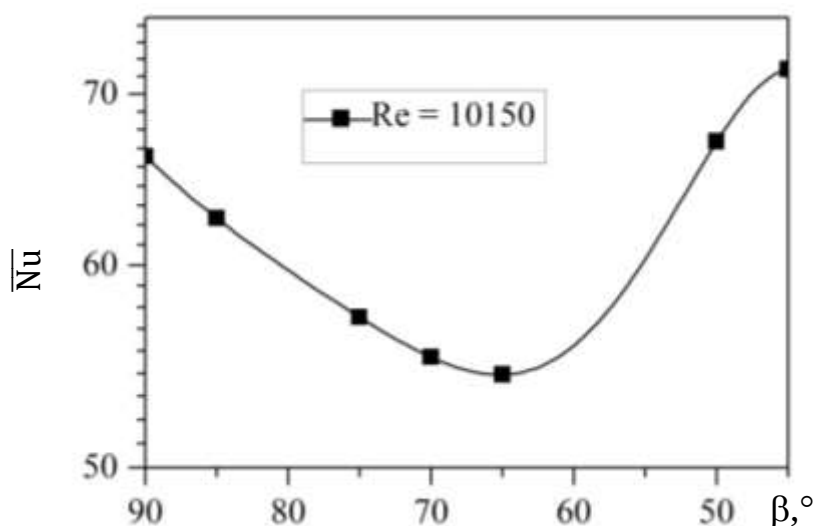


Рисунок 3.14 – Зависимость теплообмена от угла атаки при $Re = 10150$

До тех пор, пока тепловой поток уменьшается, вблизи цилиндра наблюдается положительное направление составляющей скорости W_z . Для цилиндра, повернутого на угол $\beta < 90^\circ$, такое направление будет «уводить» течение от поверхности цилиндра (рисунок 3.15), что снизит тепловой поток. При $\beta < 65^\circ$ поток вблизи поверхности разворачивается в противоположном направлении, возникает течение вдоль поверхности цилиндра. В итоге наблюдается корреляция между изменением теплового потока и усредненными полями скорости.

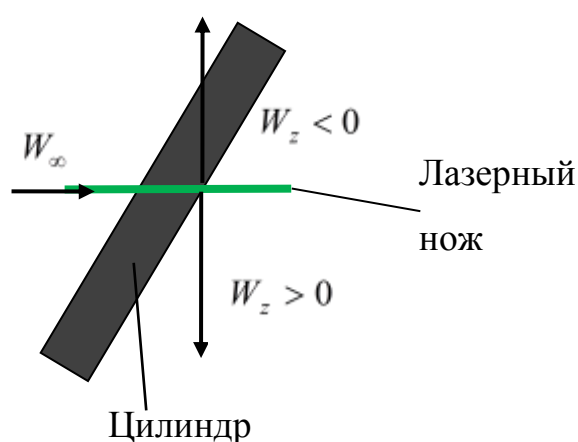


Рисунок 3.15 – Направление составляющей скорости W_z

Была также измерена доминирующая частота в следе за цилиндром и построена зависимость числа Струхала от угла атаки (рисунок 3.16). Измерения проводились методом термоанемометрии; цилиндр не обогревался. Можно наблюдать спад частоты с уменьшением угла атаки. Полученные нами данные хорошо согласуются с результатами Махбуба Алама и Й. Чжоу [76]. Изложенное приводит к следующим выводам:

1. Угол атаки, при котором наблюдается минимум теплоотдачи от цилиндра, сильно зависит от концевых эффектов, однако общий вид зависимости остается неизменным (рисунок 3.3).

2. Исследования в очередной раз подтвердили, что направление третьей компоненты скорости W_z ответственно за увеличение коэффициента теплоотдачи. Причины уменьшения теплоотдачи при малых углах атаки остаются неясными.

3. Частота отрыва вихрей уменьшается с уменьшением угла атаки (рисунок 3.16).

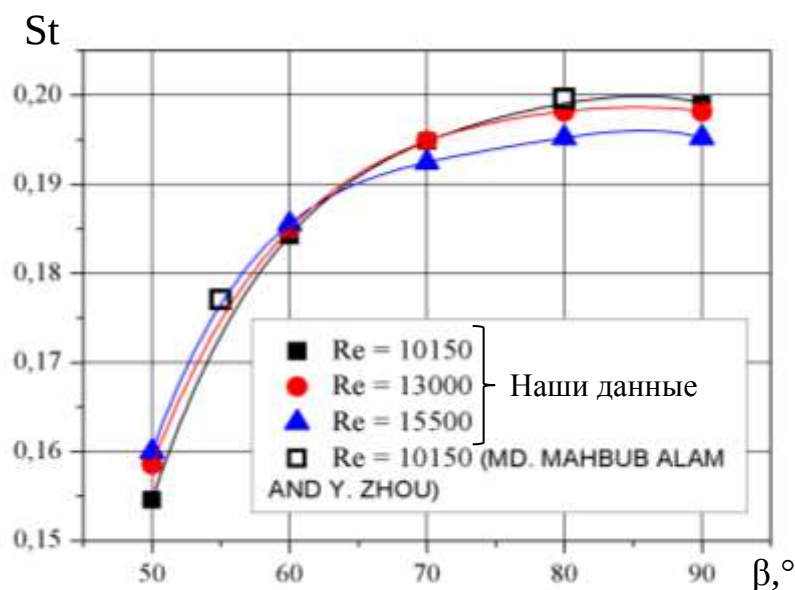


Рисунок 3.16 – Зависимость числа Струхаля от угла атаки β

3.2 Исследование частоты отрыва пограничного слоя

Частота схода вихрей была измерена при помощи однокомпонентного термоанемометрического зонда. Зонд размещался в фиксированном положении на расстояниях $x = -3d$, $y = 0,5d$ и $z = 0$ от центра цилиндра (рисунок 3.17). Зонд был подключен к термоанемометру постоянной температуры ТАП-3 [27, 38]. Нить термоанемометра выполнена из золоченого вольфрама толщиной 8 мкм и длиной 3 мм [18, 31, 33, 54]. Сигнал термоанемометра разделялся и поступал на осциллограф Tektronix TDS 3034B и на измерительный комплекс National Instruments [81]. Осциллограф использовался при наладке и установке зонда и для дублирования и сравнения результатов.

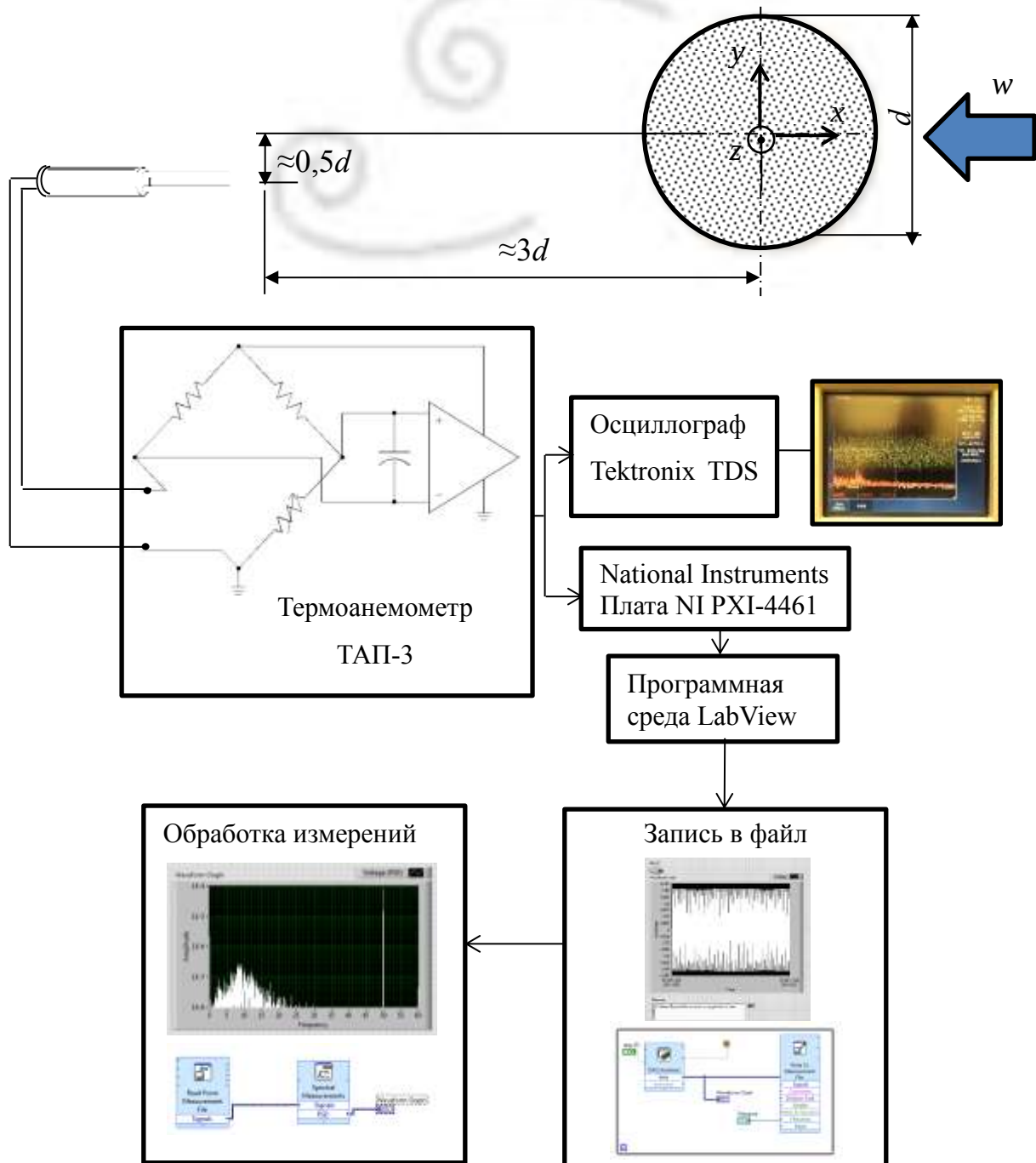


Рисунок 3.17 – Схема измерения частоты отрыва пограничного слоя

Основные данные были получены при помощи платы NIPXI-4461 в измерительном комплексе National Instruments. Обработка данных проводилась в программной среде LabView [28, 80]. Алгоритм построения спектра мощности основан на быстрых преобразованиях Фурье. Частота схода вихрей определялась при помощи LabView как частота пика с максимальной амплитудой. Разрядность платы NIPXI-4461 составляет 24 бит. Время одного измерения варьировалось от 120000 до 1200000 точек.

Таблица 3.3 Результаты измерений частот схода вихрей

Re	$f_{\text{эксп}}$	$f_{\text{расч}}$
-	Гц	Гц
$1,02 \cdot 10^4$	7,4	7,7
$1,30 \cdot 10^4$	9,8	8
$2,60 \cdot 10^4$	18,7	16,4
$4,73 \cdot 10^4$	36,5	30

По результатам измерений были получены значения частот, которые представлены в таблице 3.3. Полученные данные достаточно точно совпадают с рассчитанными теоретически [60].

На рисунках 3.18 – 3.21 представлены зависимости привносимой мощности, распределенной по частотному спектру [8, 14]. В диапазоне чисел Рейнольдса 10000 - 47300 наблюдается максимум на частотах, указанных в таблице 3.3. Соответствующие частотам числа Струхала составляют 0,19...0,2.

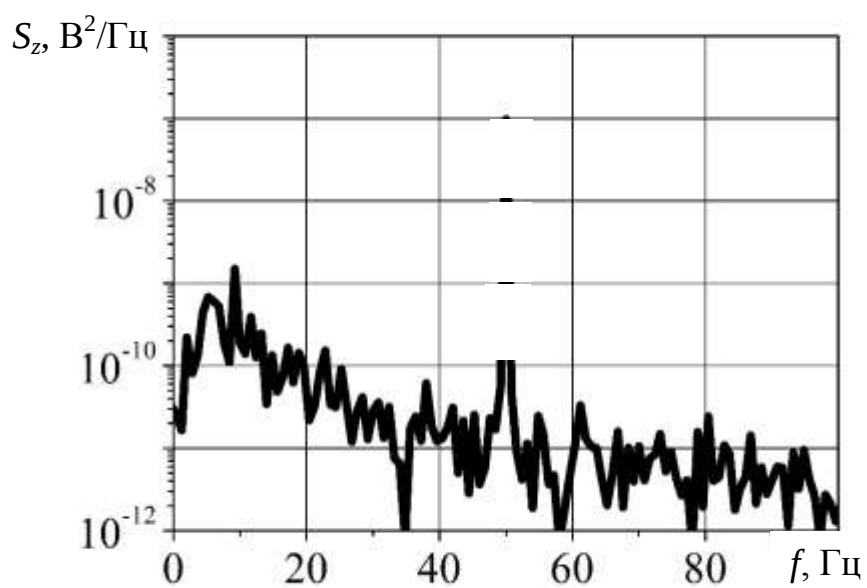


Рисунок 3.18 – Частотная зависимость привносимой мощности при $\text{Re} = 1,02 \cdot 10^4$

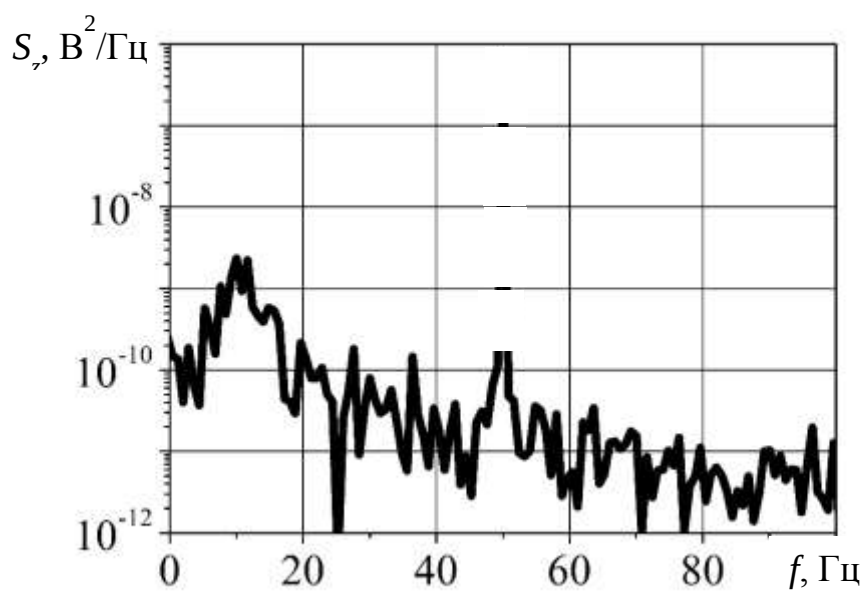


Рисунок 3.19 – Частотная зависимость привносимой мощности при $\text{Re} = 1,30 \cdot 10^4$

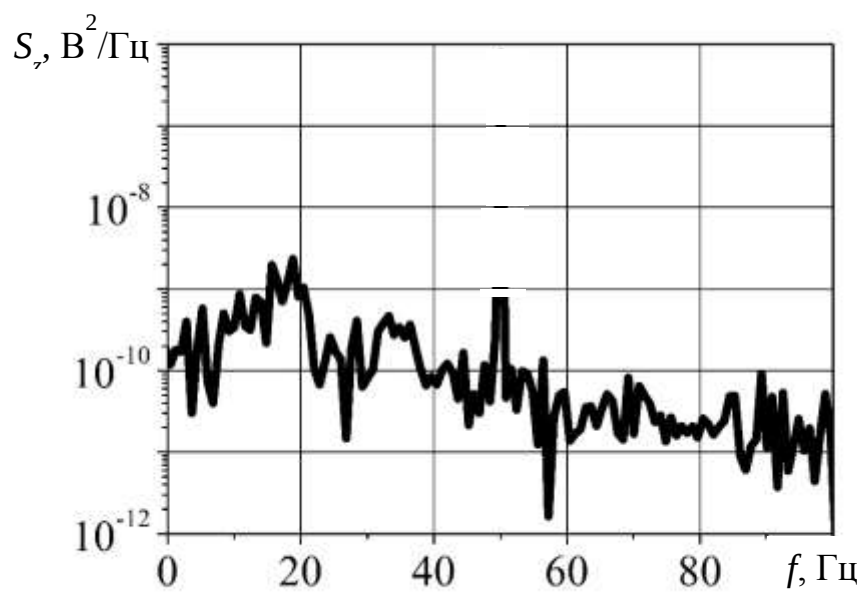


Рисунок 3.20 – Частотная зависимость привносимой мощности при $\text{Re} = 2,60 \cdot 10^4$

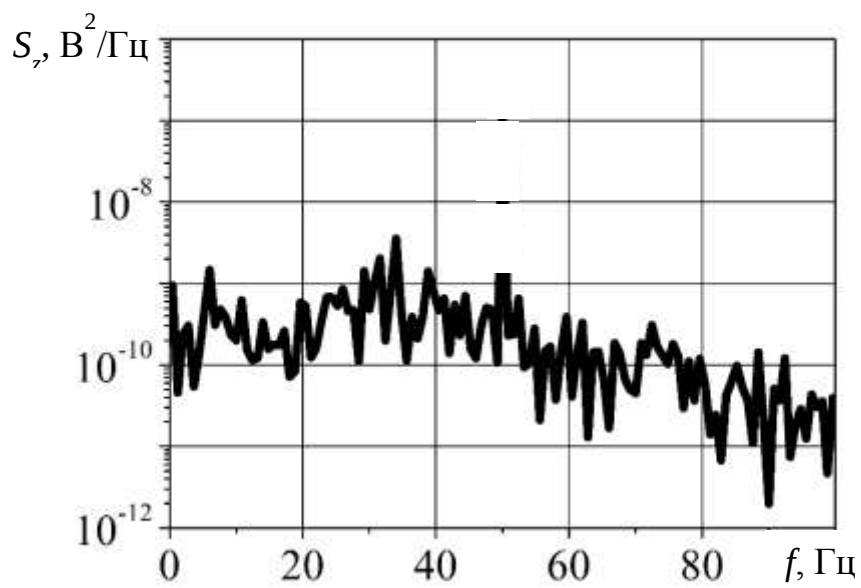


Рисунок 3.21 – Частотная зависимость привносимой мощности при $\text{Re} = 4,73 \cdot 10^4$

3.3 Обтекание цилиндра с турбулизаторами

Модель, на которой проводились исследования, развивала результаты работы [41], описанной в разделе 1.7. Напомним, что опыты в этой работе проводились на достаточно коротком цилиндре, который проворачивали вручную; из рисунков 1.27 видно, что опытных точек было мало. Во всех случаях проволоки - турбулизаторы располагались вплотную к поверхности цилиндра, что, умышленно, могло вызвать застой потока в области перед проволокой. Наконец, не приводилась визуализация течения.

Мы повторили эти опыты с использованием новых технических возможностей. Расширение задачи состоит в исследовании теплообмена в условиях, когда проволоки - турбулизаторы оторваны от поверхности цилиндра, а также при обтекания цилиндра при $\beta \leq 90^\circ$.

Модель представлена на рисунке 3.22. За основу взята модель цилиндра, описанная в разделе 2.3.2. Проволоки - интенсификаторы, как показано на рисунке 1.40, могли не только располагаться вплотную к образующей цилиндра, но и отстоять от нее на расстоянии δ . Для этого проволока-интенсификатор закреплялась на кронштейне - рамке. Рамка с помощью поворачивающих петель укреплялась на поворотный стол.

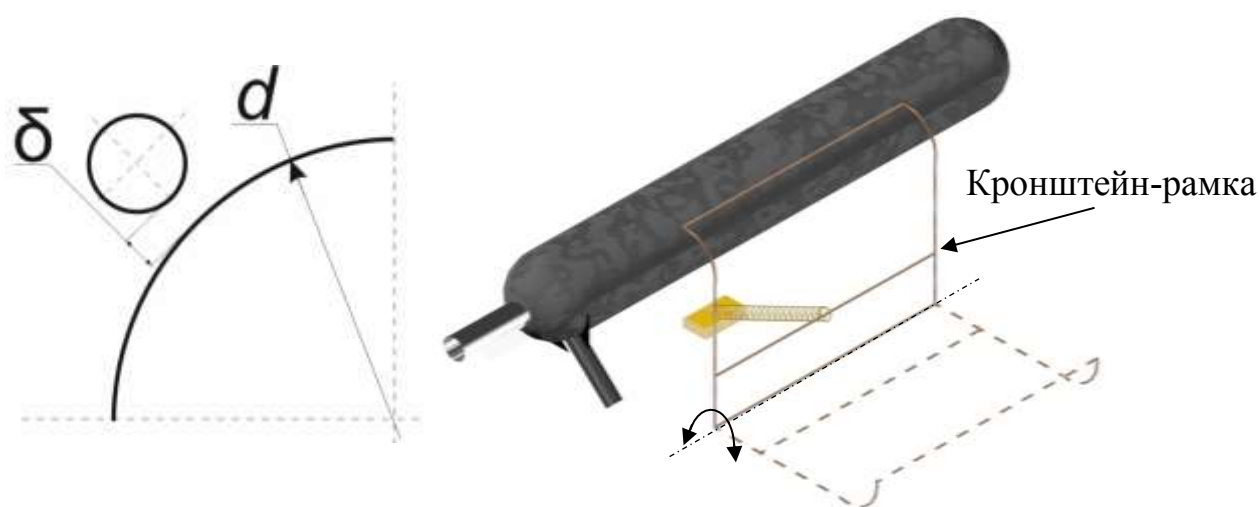


Рисунок 3.22 – Модель цилиндра с интенсификаторами

В первой серии опытов сравнивались местные плотности теплового потока q_T (с турбулизаторами) и q_0 (без них), измеренные при использовании проволок различного диаметра (рисунок 3.23). Близким к оптимальному оказался диаметр турбулизатора около 1 мм, что сопоставимо с толщиной пограничного слоя (рисунок 3.24). Последний факт ранее оставался незамеченным, поскольку градиентная теплометрия не сопровождалась визуализацией течения.

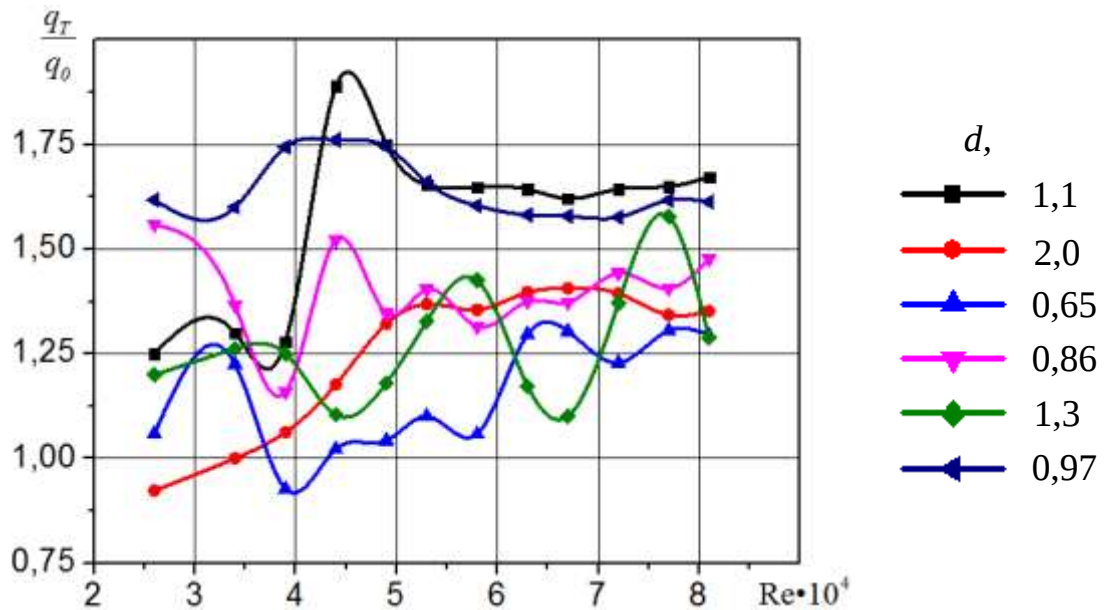


Рисунок 3.23 – Интенсификация теплообмена при изменении диаметра проволок-интенсификаторов

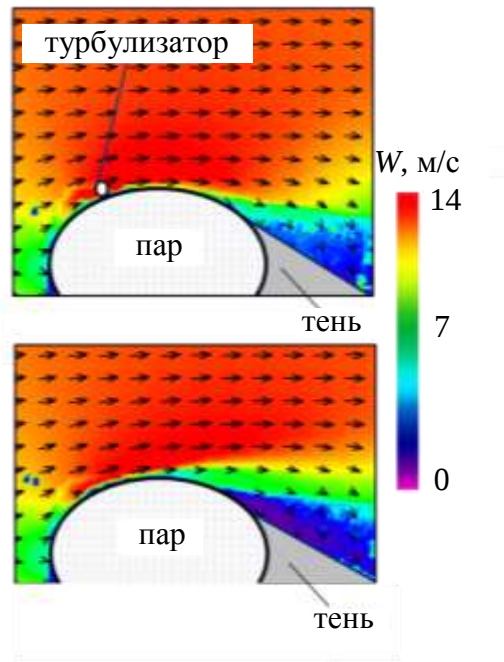


Рисунок 3.24 – Визуализация обтекания цилиндра с проволоками - турбулизаторами

Следующим этапом стало детальное проведение опытов [9] с малым шагом поворота цилиндра вокруг оси на угол φ (рисунки 3.25, 3.26). Установлено наличие не зафиксированного ранее «провала» местного коэффициента теплоотдачи в области пред турбулизатором. Видно, что зазор идет на пользу делу: провал существенно уменьшается.

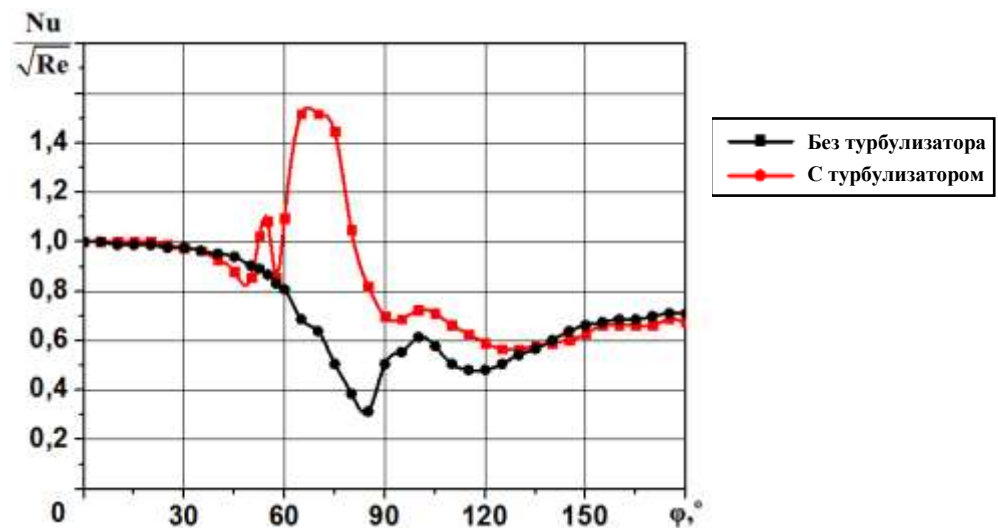


Рисунок 3.25 – Местные коэффициенты теплоотдачи (проволоки - турбулизаторы установлены с зазором в 1,2 мм). $Re = 48,5 \cdot 10^3$, $\psi = 55^\circ$, $\beta = 90^\circ$

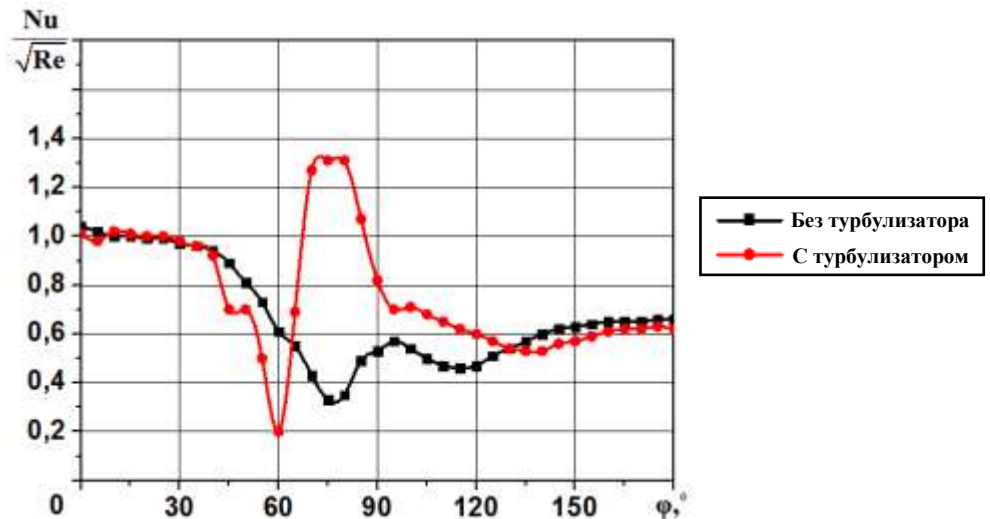


Рисунок 3.26 – Местные коэффициенты теплоотдачи (наши опыты).

$Re = 5,3 \cdot 10^3$, $\psi = 55^\circ$, $\beta = 90^\circ$, проволоки - турбулизаторы установлены без зазора

Последняя серия опытов была связана с обтеканием цилиндра при $\beta < 90^\circ$; здесь проволоки - турбулизаторы располагались и вплотную к поверхности цилиндра, и с зазором. Установлено, что при разных углах атаки β меняется оптимальный угол установки турбулизатора ψ . На рисунке 3.27 в качестве иллюстрации показаны кривые теплоотдачи при $\beta = 60^\circ$. Местный коэффициент теплоотдачи вблизи проволок - турбулизаторов вырастает в 2,5 раза, а средний коэффициент теплоотдачи – в 1,14 раза.

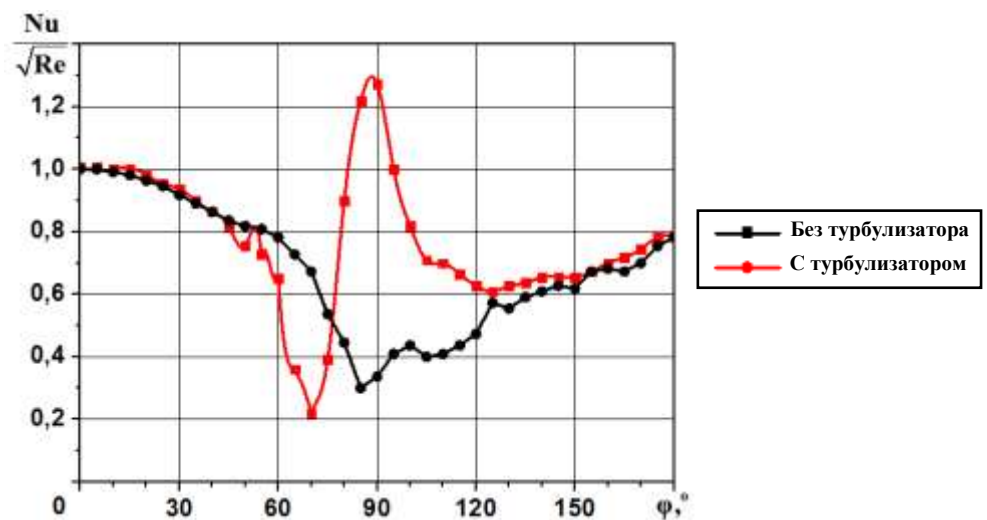


Рисунок 3.27 – Местные коэффициенты теплоотдачи ($\beta = 60^\circ$; $Re = 5,3 \cdot 10^3$)

Сходная картина (с провалом вблизи $\varphi = 60^\circ$) наблюдается и при обтекании под углом $\beta = 90^\circ$ (рисунок 3.26). Отнесение турбулизирующего стержня на 1,2 мм от поверхности цилиндра устраняют «провал» и интенсифицирует среднюю теплоотдачу на 20%.

Исследования в этом направлении мы намерены продолжать.

3.4 Оценка неопределенности проведенных исследований

Оценка неопределенностей градуировки ГДТП.

Расчет выполнен на основе ГОСТ Р 54500.3-2011 [7], использованы также рекомендации работы [2, 19, 35, 36, 69]. Согласно которому, «суммарная стандартная неопределенность есть стандартная неопределенность результата измерений, полученного через значения других величин, равная положительному квадратному корню суммы членов, причем члены являются дисперсиями или ковариациями этих других величин, взвешенными в соответствии с тем, как результат измерений изменяется при изменении этих величин [35, 58, 71]». Таким образом, суммарная стандартная неопределенность величины Δy ($x_1, x_2, \dots, x_i, \dots$) находится

$$\Delta y = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2},$$

Градуировка висмутовых ГДТП и оценка её неопределенности представлены в монографии [88].

Суммарная стандартная неопределенность градуировки составляет:

$$\Delta S_0 = 6,04 \cdot 10^{-2} \text{ мВ/В},$$

Для оценки неопределенности показаний ГДТП воспользуемся упрощенной формулой нахождения относительной неопределенности [4, 61, 62]

Как показано в разделе 1.5, плотность теплового потока

$$q = \frac{E}{S_0 \cdot F},$$

Следовательно, относительная неопределенность ГДТП

$$\left(\frac{U_q}{q}\right)^2 = \left(\frac{U_E}{E}\right)^2 + \left(\frac{U_{S_0}}{S_0}\right)^2 + \left(\frac{U_F}{F}\right)^2,$$

$$U_q = q \cdot \sqrt{\left(\frac{U_E}{E}\right)^2 + \left(\frac{U_{S_0}}{S_0}\right)^2 + \left(\frac{U_F}{F}\right)^2}.$$

Стандартная неопределенность площади ГДТП $F_d = l \cdot b$

$$U_F = F \cdot \sqrt{\left(\frac{U_l}{l}\right)^2 + \left(\frac{U_b}{b}\right)^2} = 25 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{\left(\frac{10^{-5}}{5 \cdot 10^{-3}}\right)^2 + \left(\frac{10^{-5}}{5 \cdot 10^{-3}}\right)^2} = 7,1 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2$$

Точность прибора, измеряющего ЭДС, равна $\pm (0,25\% + 5 \text{ единиц меньшего разряда})$ [34]. Так как характерная величина сигнала ГДТП составляет $0,1 \dots 1 \text{ мВ}$, то $U_E = 0,006 \text{ мВ}$

В итоге стандартная неопределенность ГДТП

$$U_{q_d} = q_d \cdot \sqrt{\left(\frac{U_E}{E}\right)^2 + \left(\frac{U_{S_0}}{S_0}\right)^2 + \left(\frac{U_{F_d}}{F_d}\right)^2} = 100 \cdot \sqrt{\left(\frac{6 \cdot 10^{-3}}{0,5}\right)^2 + \left(\frac{6,04 \cdot 10^{-2}}{15}\right)^2 + \left(\frac{7,1 \cdot 10^{-8}}{25 \cdot 10^{-6}}\right)^2} = 1,3 \text{ Вт/м}^2.$$

Оценка неопределенности PIV-диагностики.

В настоящее время в литературе практически отсутствуют какие-либо упоминания о неопределенности метода PIV, и только некоторые зарубежные программы включают в себя функцию автоматического подсчета неопределенности измерения поля скорости в ходе эксперимента. Воспользуемся упрощенной методикой расчета этой неопределенности.

В начале эксперимента происходит калибровка системы PIV. В ходе калибровки простая канцелярская линейка помещается в область светового ножа, и делается её фотография при помощи камеры системы PIV. Потом в программе выбираются две точки на линейке, и указывается расстояние между ними, исходя из делений на линейки. Программа Actual flow обрабатывает эти данные и сохраняет масштабный коэффициент, с учетом которого вычисляется поле скорости.

Оценим неопределенность масштабного коэффициента [6, 48].

Приближенно масштабный коэффициент вычисляется по формуле

$$k = \frac{S}{N_{\text{пикс}}},$$

где S – расстояние по линейке, а N – количество пикселей, попавших в это расстояние. Тогда

$$U_k = k \cdot \sqrt{\left(\frac{U_s}{S}\right)^2 + \left(\frac{U_N}{N}\right)^2}$$

Точность расстояния по линейке равна цене деления (± 1 мм).

Количество пикселей

$$N = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2},$$

где Δx и Δy – разность координат двух выбираемых точек. Их неопределенность составляет 1 пиксель.

Следовательно, стандартная неопределенность количества пикселей

$$\begin{aligned} U_N &= \sqrt{\left(\frac{\partial N}{\partial x} \cdot U_x\right)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial y} \cdot U_y\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cdot U_x\right)^2 + \left(\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cdot U_y\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{400}{\sqrt{400^2 + 20^2}} \cdot 1\right)^2 + \left(\frac{20}{\sqrt{400^2 + 20^2}} \cdot 1\right)^2} = 1 \text{ пиксель} \end{aligned}$$

В итоге, стандартная относительная неопределенность масштабного коэффициента

$$U_k = 0,8 \cdot \sqrt{\left(\frac{0,001}{0,1}\right)^2 + \left(\frac{1}{400}\right)^2} = 0,008.$$

Оценка неопределенности измерения поля скорости.

Система PIV для измерения поля скорости делает две фотографии трассеров с интервалом 30...80 мс, строит сетку, и в каждой ячейки по смещению трассеров определяет поле скорости.

Формула определения скорости в упрощенном виде такова:

$$V = k \cdot \frac{L}{\tau}$$

где L – смещение трассера за интервал времени τ между импульсами лазера.

Смещение трассеров

$$L = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2},$$

где Δx и Δy – разность координат начальной и конечной точек

Стандартная неопределенность смещения

$$\begin{aligned} U_N &= \sqrt{\left(\frac{\partial N}{\partial x} \cdot U_x\right)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial y} \cdot U_y\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cdot U_x\right)^2 + \left(\frac{y}{\sqrt{x^2 + y^2}} \cdot U_y\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{32}{\sqrt{32^2 + 32^2}} \cdot 3\right)^2 + \left(\frac{32}{\sqrt{32^2 + 32^2}} \cdot 3\right)^2} = 3 \text{ пикселя}; \end{aligned}$$

Стандартная неопределенность скорости

$$U_v = V \cdot \sqrt{\left(\frac{U_k}{k}\right)^2 + \left(\frac{U_L}{L}\right)^2 + \left(\frac{U_\tau}{\tau}\right)^2} = 5 \cdot \sqrt{\left(\frac{0,008}{0,8}\right)^2 + \left(\frac{3}{32}\right)^2 + \left(\frac{1}{50}\right)^2} = 0,48 \text{ м/с}$$

Заключение

- 1) Предложена методика исследования течения и теплообмена при обтекании цилиндра, совмещающая технологию, оборудование и возможности PIV-подхода и градиентной теплометрии.
- 2) Методика апробирована на модели кругового цилиндра с паровым обогревом, обтекаемой потоком воздуха по нормали и под углом к образующим в диапазоне чисел Рейнольдса от 1000 до 80000.
- 3) Сравнением с общепризнанными данными литературных источников подтверждена адекватность предложенного подхода. Показано, что достигнутый в эксперименте метрологический уровень достаточен для того, чтобы считать результаты доказательными.
- 4) Подтверждено наличие трехмерного течения при обтекании цилиндра под углом атаки, отличным от прямого, выявлены изменения в условиях теплообмена в зависимости от режимных и геометрических параметров.
- 5) Установлены частотные характеристики для местной плотности теплового потока на поверхности кругового цилиндра. Показано соответствие или близость этих результатов данным других авторов.
- 6) Исследованы течение и теплообмен при обтекании цилиндра со стержнями-турбулизаторами, расположенными параллельно образующей и симметрично относительно лобовой точки. В ходе экспериментов подобрана оптимальная геометрия системы; показано, что интенсификация теплообмена вблизи турбулизаторов повышает средний коэффициент теплоотдачи на 14...20%.

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

ALTP – Atomic Layer Thermo Pile (атомарная термоэлектрическая батарея);

АТЭ – анизотропный термоэлемент;

АЦП – аналого-цифровой преобразователь;

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика;

ГГДТП – гетерогенный градиентный датчик теплового потока;

ГДТП – градиентный датчик теплового потока;

ДТП – датчик теплового потока;

ЭДС – электродвижущая сила;

a – температуропроводность, $\text{м}^2/\text{с}$;

b – ширина, м;

B – ширина, м;

c – удельная массовая теплоемкость, $\text{Дж}/(\text{кг}\cdot\text{К})$;

C_1, C_2, C_3 – кристаллографические оси в АТЭ;

d – диаметр, м;

D – дисперсия плотности теплового потока, $\text{Вт}^2/(\text{м}^4)$;

E – ЭДС, В;

E_0 – электрический сигнал, В;

E_{max} – верхний предел измерения для выходного сигнала E , В;

E_q – спектральная плотность мощности пульсаций теплового потока, с;

e_x – поперечная термоЭДС АТЭ, В;

E_x – напряженность термоэлектрического поля в направлении оси x , В;

E_z – напряженность термоэлектрического поля в направлении оси z , В;

E_d – сигнал ГДТП, В;

$E_{\text{изм}}$ – величина измеренного сигнала ГДТП, В;

$E_{\parallel}$ – продольная ЭДС, В;

$E_{\perp}$ – поперечная ЭДС, В;

$\vec{E}$ – вектор напряженности электрического поля, В;

f – частота, Гц;

F – площадь, м²;

h – толщина, м;

I – сила тока, А;

I_{Tm} – интенсивность пульсаций температуры;

I_q – интенсивность пульсаций плотности теплового потока;

l – длина, м;

n – количество элементов;

q – плотность теплового потока, Вт/м²;

Q – тепловой поток, Вт;

$\vec{q}$ – вектор плотности теплового потока, Вт/м²;

$\bar{q}$ – среднее арифметическое измеряемой плотности теплового потока, Вт/м²;

q_0 – постоянная плотность теплового потока, Вт/м²;

q_v – объемная плотность теплового потока, Вт/м³;

$q_{\max}$ – максимальная плотность теплового потока, Вт/м²;

Q_z – внешний тепловой поток, Вт;

$\vec{Q}_z^*$ – вектор результирующего теплового потока в АТЭ;

q_z – плотность внешнего теплового потока, Вт/м²;

$\bar{q}_\varphi$ – средняя плотность теплового потока при азимутальном угле φ , Вт/м²;

q'_φ – характерная амплитуда колебаний плотности теплового потока, Вт/м²;

$q_\varphi(\tau)$ – местные значения плотности теплового потока при фиксированном значении азимутального угла φ , Вт/м²;

$\sqrt{q'^2_\varphi}$ – среднеквадратичное значение пульсации плотности теплового потока при фиксированном азимутальном угле φ , Вт/м²;

r – текущая координата, м;

R – электрическое сопротивление, Ом;

r_0 – радиус, м;

R_T – сопротивление ГДТП при температуре T , Ом;

S_0 – вольт-ваттная чувствительность, мВ/Вт;

$S_{0\max}$ – максимальная вольт-ваттная чувствительность, В/Вт;

T – температура, °С, К;

T_0 – начальная температура, К;

T_1, T_2 – постоянные и различные температуры, поддерживаемые на гранях АТЭ, К;

$T_{\max}$ – максимальная рабочая температура, °С;

T_f – температура жидкости, К;

T_w – температура стенки, К;

U – напряжение, В;

$U_{qд}$ – стандартная неопределенность ГДТП, Вт/м²;

U_N – стандартная неопределенность количества пикселей, стандартная неопределенность смещения, пиксель;

U_k – стандартная относительная неопределенность масштабного коэффициента;

U_V – стандартная неопределенность скорости, м/с;

V – объем, м³;

w – средняя скорость набегающего потока, м/с;

W – скорость, м/с;

x, y, z – пространственные координаты;

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

α_φ – средний во времени коэффициент теплоотдачи на азимутальном угле φ , Вт/(м²·К);

$\alpha_\varphi(\tau)$ – мгновенные значения коэффициента теплоотдачи на азимутальном угле φ , Вт/(м²·К);

β – угол атаки набегающего потока на цилиндр, град.;

ΔT – перепад температур, К;

ΔS – суммарная стандартная неопределенность определения чувствительности;

Δy – суммарная стандартная неопределенность определения величин y ;

δ – толщина зазора, м;

η – интенсивность пульсаций плотности теплового потока;

λ – теплопроводность, Вт/(м·К);

λ_f – теплопроводность жидкости при температуре T_f , Вт/(м·К);

μ_c – динамическая вязкость, Па·с;

ν – кинематическая вязкость, м²/с;

ρ – плотность, кг/м³;

σ – среднее квадратичное отклонение;

σ_q – интенсивность пульсаций плотности теплового потока;

$\tau_{\min}$ – постоянная времени, с;

$\tau_{\min}^{\text{расч}}$ – минимально возможное (расчетное) значение постоянной времени, с;

φ – угловая координата (азимутальный угол) на цилиндре, град;

ψ – угол установки турбулизаторов, град;

$Nu_0 = \frac{\alpha_0 d}{\lambda_f}$ – число Нуссельта в лобовой точке ($\varphi = 0$), где $\alpha_\varphi = \alpha_0$;

$Nu_\varphi = \frac{\alpha_\varphi d}{\lambda_f}$ – число Нуссельта при фиксированном азимутальном угле φ ;

$\overline{Nu} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} Nu_\varphi d\varphi$ – число Нуссельта, усредненное по окружности цилиндра;

Pr_f, Pr_w – число Прандтля при температуре жидкости и стенки, соответственно;

$Re = \frac{wd}{\nu}$ – число Рейнольдса для цилиндра;

$Sh = \frac{fd}{w}$ – число Струхаля.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анатычук Л.И., Булат Л.П. Полупроводники в экстремальных температурных условиях – СПб.: Наука, 2001. –224 с.
2. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1973.
3. Виноградова Н.А., Гайдученко В.В., Карякин А.И. и др.; Под ред. В.Г. Свиридова. – М.: Издательство МЭИ, 2004. – 268с. Основы построения информационно-измерительных систем: Пособие по системной интеграции.
4. Выражение неопределенности измерения при калибровках / ЕА – 4/02 Европейская организация по аккредитации.
5. Геращенко О.А. Основы теплотметрии. – Киев: Наукова думка, 1971. –92 с.
6. ГОСТ 8.417-2002 / Государственная система обеспечения единства измерений. ЕДИНИЦЫ ВЕЛИЧИН, 2003.
7. ГОСТ Р 54500.3 – 2011 / НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ. Часть 3. Руководство по выражению неопределенности измерения. ИСО/МЭК 98-3:2008.
8. Грибанов Ю.И., Мальков В.Л. Спектральный анализ случайных процессов. М.: Энергия, 1974.
9. Гусаков А.А. Гидродинамика и теплообмен при непоперечном обтекании нагретого изотермического цилиндра. XX школа-семинар молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева "Проблемы газодинамики и тепломассообмена в энергетических установках", 25-29 мая 2015, Москва. Доклад. В.В. Сероштанов, А.Ю. Бабич, А.А. Гусаков, Э.Р. Зайнуллина, А.С.Косолапов, А.В. Митяков, А.В. Башкатов.
10. Гухман А.А. Теория подобия и ее приложения // Физические основы теплопередачи – ВИТГЭО: Гос. энерг. изд-во Ленинград-Москва, 1934. – Том I
11. Дивин Н.П. Датчик теплового потока. Свидетельство на полезную модель № 9959 с приоритетом от 10.08.1998 г. Российское агентство по патентам и товарным знакам. 16.05.99. Бюллетень «Полезные модели». №5.Hanson A.R. Vortex shedding from yawed cylinders / AIAA journal Vol. 4, No. 4, pp. 738-740.

12. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982. – 472 с.
13. Зысина - Моложен Л.М., Зысин Л.В., Поляк М.П. Теплообмен в турбомашинах. – Л.: Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1974. – 336с.
14. Исаков О.П., Тарасевич Ю.Ю., Юзюк Ю.И. Обработка и визуализация данных физических экспериментов с помощью пакета Origin / М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2009 – 136 с.
15. Кирпичев М.В. Исследование теплопередачи в отдельных местах цилиндрического тела в потоке воздуха / 1926 г.
16. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
17. Лабораторный практикум по термодинамике и теплопередаче: Учебное пособие для энергомашиностроит. спец. вузов / В.Н. Афанасьев, А.А. Афонин, С.И. Исаев и др. – М.: Высш. шк., 1988. – 216 с.
18. Маякин В.П. Электронные системы для автоматизированного измерения характеристик потоков жидкостей и газов / Маякин В.П., Донченко Э.Г. // М.: «Энергия», 1970.
19. МЕЖДУНАРОДНЫЙ ДОКУМЕНТ МОЗМ D 2, 2007.
20. Международный словарь по метрологии Основные и общие понятия и соответствующие термины / МЕЖДУНАРОДНОЕ БЮРО МЕР И ВЕСОВ ОБЪЕДИНЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО РУКОВОДСТВАМ В ОБЛАСТИ МЕТРОЛОГИИ / НПО «Профессионал», 2010.
21. Митяков А.В. Градиентная теплотметрия в теплоэнергетических установках: автореф. дис. ... докт. техн. наук. 05.14.04 / Митяков Андрей Владимирович.- СПб, 2010. 35 стр.
22. Митяков В.Ю. Возможности градиентных датчиков теплового потока на основе висмута в теплотехническом эксперименте: дис. докт. техн. наук: 01.04.14 / Митяков Владимир Юрьевич; СПбГПУ. – СПб, 2004. – 227 с.
23. Митяков В.Ю., Митяков А.В., Сапожников С.З.. Использование градиентных датчиков теплового потока для исследования местной теплоотдачи при

- поперечном обтекании цилиндра // XII Школа – семинар молодых ученых и специалистов. Т. 1, М.: Изд-во МЭИ, 1999. С. 47-50.
24. Митяков А.В. Градиентные датчики теплового потока в нестационарной теплотометрии: дис. ... канд. техн. наук: 05.14.05 / Митяков Андрей Владимирович; СПбГТУ. – СПб, 2000. – 134 с.
 25. Моложен Л.М. Сравнительное экспериментальное исследование теплоотдачи круглых цилиндров, расположенных под различными углами атаки, и соответствующих им эллиптических цилиндров / Дипломная работа студента ИФФ ЛИИ. – 1936.
 26. Ордин С.В., Шелых А.И. Электронное отражение и зонная структура высшего силицида марганца // Термоэлектрики и их применение: Тр. ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.- 2002. – С. 34.
 27. Осипова В.А. Экспериментальное исследование процессов теплообмена – М.: Энергия, 1979. – 320 с.
 28. Пейч Л.И., Точилин Д.А., Поллак Б.П. LabVIEW для новичков и специалистов. М.: Горячая линия – Телеком, 2004.
 29. Пилат И.М., Ветошников В.С., Хохлачев К.И. Термоэлектрический приемник излучения на анизотропных элементах // Тепловые приемники излучения. – Л., 1974. – С. 2 – 7.
 30. Пилипенко Н.В. Методы и приборы нестационарной теплотометрии на основе решения обратных задач теплопроводности // Учеб. пособие. СПбНИУ ИТМО, 2011. – 180 с.
 31. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Л.: «Машиностроение», 1974.
 32. «ПОЛИС» измеритель полей скорости [Электронный ресурс] / Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск. – Режим доступа: <http://www.Itp.nsc.ru/piv/piv.htm>.
 33. Попов С.Г. Измерение воздушных потоков. ОГИЗ Гостехиздат, 1947.
 34. Постановление от 31 октября 2009 г. N 879 Об утверждении положения о единицах величин допускаемых к применению в Российской Федерации.

35. Походун А.И. Экспериментальные методы исследований. Погрешности и неопределенности измерений. Учебное пособие. СПб: СПбГУ ИТМО, 2006. 112 с.
36. Походун А.И., Шарков А.В. Экспериментальные методы исследований. Измерения теплофизических величин. Учебное пособие. СПб: СПб ГУ ИТМО, 2006. 87 с.
37. Прандтль Л., Титъенс О. Гидро- и аэромеханика. – М.-Л.: ОНТИ НКТП, 1935. – Т2. –311с.
38. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы – М.: Энергия, 1978. – 704с.
39. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. Теплометрия в цилиндре двигателя внутреннего сгорания с использованием градиентных датчиков теплового потока // Известия высших учебных заведений и энергетических СНГ. Энергетика, 1997. – №9 – 10. – С. 53–57.
40. Сапожников С.З., Митяков В.Ю., Митяков А.В. Измерение нестационарных тепловых потоков градиентными датчиками на основе анизотропных монокристаллов висмута // ЖТФ. –2004. – Т.74. – №7. – С.114-120.Sparrow E.M. and Yanez Moreno A.A. Effect of yaw on forced convection heat transfer from a circular cylinder / Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 30, No 3, pp. 427 – 435, 1987.
41. Сапожников С.З. Основы градиентной теплометрии/ С.З. Сапожников, В.Ю. Митякова, А.В. Митякова. – СПб.: Изд-во Политехн.ун-та, 2012. – 203 с.
42. Синельников А.С. Теплопередача круглого цилиндра в зависимости от угла атаки воздушного потока / А.С. Синельников, А.С. Чащихин // Журнал технической физики, 1932. – Том II, вып. 9—10.
43. Современное состояние гидродинамики вязкой жидкости / Под ред. С. Гольдштейна – М.: Ил., 1948. –Т.2. –408 с.
44. Солодов А.П. Практикум по теплопередаче: Учебное пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1986 – 296 с.
45. Температурные измерения: Справ. / О.А. Геращенко, А.Н. Гордов, А.К. Еремина и др. – Киев: Наукова думка. – 1989. – 704 с.

46. Теплофизические измерения и приборы / Е.С. Платунов, С.Е. Буравой, В.В. Курепин, Г.С. Петров. – Л.: Машиностроение, 1986. – 256 с.
47. Термоэлементы и термоэлектрические устройства: Справочник / Л.И. Анатычук. – Киев: Наук. думка, 1979. – 768 с. Кутателадзе С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
48. Узаконенные (официально допущенные к применению) единицы измерений /
49. Харитонов А.М. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Часть 1
Аэродинамические трубы и газодинамические установки / Новосибирск, 2005.
50. Харитонов А.М. Техника и методы аэрофизического эксперимента. Часть 2
Методы и средства аэрофизических экспериментов / Новосибирск, 2007.
51. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1969. – 744 с.
52. Шмитц Ф.В. Аэродинамика малых скоростей. – М.: ДОСААФ, 1963.
53. Шумаков Н.В. Метод последовательных интервалов в теплотрии нестационарных процессов. – М.: Мир, 1989. – 312 с.
54. Ярин Л.П. Термоанемометрия газовых потоков / Ярин Л.П., Генкин А.Л., Кукес В.И. // Л.: «Машиностроение», 1983.
55. Ярышев Н.А. Теоретические основы измерения нестационарной температуры. – Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1990.
56. Achenbach E. Total and local heat transfer from a smooth circular cylinder in cross-flow at high Reynolds number / Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 18, pp. 1387 – 1396, 1975.
57. Adrian R.J. 1991 Particle – imaging techniques for experimental fluid mechanics. Annu. Rev. Fluid Mech. 23. pp. 261 – 304.
58. Alexius J. Hebra The Physics of Metrology / Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
59. Bearman P.W. and Harvey J.K. Control of circular cylinder flow by the use of dimples / AIAA Journal Vol. 31, No. 10, 1993, pp. 1753-1756.
60. C. Norberg Fluctuating lift on a circular cylinder review and new measurements / J.of Fluids and Structures 17 (2003) 57–96.

61. Coleman H. W. and Steele W. G. Experimentation, Validation, and Uncertainty Analysis for Engineers / John Wiley & Sons, 2009.
62. Colin Ratcliffe • Bridget Ratcliffe Doubt-Free Uncertainty In Measurement / Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2015.
63. F. van der Graaf Heat Flux Sensors / chapter 8 of Volume 4: «Thermal Sensors» of the multivolume work «Sensors, a comprehensive series», Göpel. – Ed., 1990.
64. Fage A., Falkner V.M. An experimental determination of the intensity of friction on the surface of an airfoil / Proc. Royal Soc. – London, A129, 1930. – P. 378-410.
65. Gatto A. Roughness and turbulence effects on the surface pressure over yawed cylinders / Gatto A., Ahmed N.A., Archer R.D. // AIAA Journal, Vol.38, No.9, pp.1765-1767.
66. Geiling L. Das Thermoelement als Strahlungsmesser / Zeitschrift Fur Angewandte Physik. – Bd. 3.12. pp. 467-477. (1951).
67. Geiling L. Das Thermoelement als Strahlungsmesser / L. Geiling // Zschr. F. Angew. Phys., 1951. – Bd. 3.12.
68. Giordano R. Vortex shedding in the near wake of a finite cylinder / Giordano R., Astarita T., Carlomagno G. M. // 14th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 07 – 10 July, 2008.
69. Grabe M. Measurement Uncertainties in Science and Technology / Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
70. Hanson A.R. Vortex shedding from yawed cylinders / AIAA journal Vol. 4, No. 4, pp. 738-740.
71. International vocabulary of metrology – Basic and general concepts and associated terms (VIM) / JCGM, 2012.
72. International vocabulary of metrology — Basic and general concepts and associated terms (VIM) / JCGM, 2008.
73. Kaminski D.A., Fu X.D. and Jensen M.K. Numerical and experimental analysis of combined convective and radiative heat transfer in laminar flow over a circular cylinder / Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 38, No 17, pp. 3161 – 3169, 1995.

74. Khor M. The Kelvin-Helmholtz instability of the separated shear layer from a cylinder / Khor M., Sheridan J., Hourigan K. // Twelfth Australasian Fluid Mechanics Conference, The University of Sydney, Australia, pp. 29-32, 1995.
75. Knauss H. Calibration Experiments of a New Active Fast Response Heat Flux Sensor to Measure Total Temperature Fluctuations / H. Knauss, U. Gaisbauer, A. Maslov, B. Smorodsky // International Conference on the Methods of Aerophysical Research: Publishing House «Nonparel». – Novosibirsk, 2002. P. 86-113.
76. Mahbub Alam, MD., Zhou Y., 2007, “Turbulent Wake of an Inclined Cylinder with Water Running,” J. Fluid Mech., 589, pp. 261-301.
77. Maher. J., David. C. Dynamics of heat transfer from cylinders in a turbulent air stream / International Journal of Heat and Mass Transfer, 1974 / – Vol.17. – P.767-783.
78. Nakamura H., Igarashi T. Unsteady heat transfer from a circular cylinder for Reynolds numbers from 3000 to 15,000 / Int. J. of Heat and Fluid Flow 25 (2004) pp. 741-748.
79. Nakamura H., Igarashi T. Unsteady heat transfer from a circular cylinder for Reynolds numbers from 3000 to 15,000 / Int. J. of Heat and Fluid Flow 25 (2004) pp. 741-748.
80. National Instruments LabVIEW [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://www.labview.ru/>
81. National Instruments Россия [Электронный ресурс] / Режим доступа: <http://russia.ni.com>.
82. National Instruments, PXI. Specification, Revision 1.0, August 20, 1997, National Instruments Co., Bridge Point Parkway, Austin, USA., 1997.
83. Perrin R. Near-wake turbulence properties in the high Reynolds number incompressible flow around a circular cylinder measured by two- and three-component PIV / Perrin R., Braza M., Cid E., Cazin S., Moradei F., Barthet A., Sevrain A., Hoarau Y. // Flow Turbulence Combust (2006) 77: pp.185-204.
84. Ramberg S.E., 1983 “The Effect of Yaw and Finite Length upon the Vortex Wakes of Stationary and Vibrating Circular Cylinders,” J. Fluid Mech., 128, pp. 81-107.

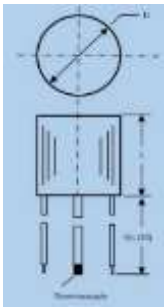
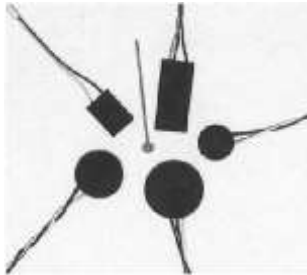
85. Razali S. F. M., 2010, “Wake Characteristics of Yawed Circular Cylinder and Suppression of Vortex-Induced Vibration Using Helical Strakes,” the University of Western Australia, Crawley, Australia.
86. Sapozhnikov S.Z., Mitiakov V.Y., Mitiakov A.V. Heat flux sensor for heat transfer investigation / 11-th International Heat Transfer Conference. – Kyongju, Korea, 1998. – Vol. 4. – P. 77-79.
87. Sparrow E.M. and Yanez Moreno A.A. Effect of yaw on forced convection heat transfer from a circular cylinder / Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 30, No 3, pp. 427 – 435, 1987.
88. Thakur A., Liu X., Marshall J. S., 2004, “Wake flow of single and multiple yawed cylinders,” J. Fluids Eng., 126(5), pp. 861-870.
89. Wlezien R.W. and Way J.L. Techniques for the experimental in the near wake of a circular cylinder / AIAA journal Vol. 17, No. 6, 1979, pp. 738-740.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

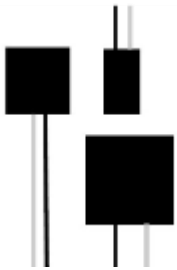
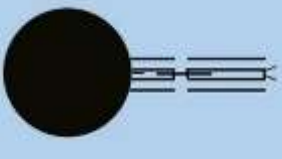
Таблица А. 1. Современные ДТП

Производитель	Наименование	Внешний вид	Характеристики
<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i>
Vatel Corporation (США) www.vatell.com www.sequoia.co.uk	HFM-6D/H (от£4468), HFM-7E/H, HFM-7E/L, HFM-8E/L (от£4110), HFM-8E/H (от£4299)		$T = 620 \dots 1070 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 17 \text{ мкс};$ $S_0 = 10^5 \dots 5 \cdot 10^6 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2 / \text{ВТ};$ $d = 6,3 \text{ мм}.$
	С водяным охлаждением: TG-1000; TG-2000; TG-9000; TGH-2000		$T = 470 \dots 870 \text{ K};$ $q = 50 \dots 10000 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 0,003 \dots 0,2 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2 / \text{ВТ};$ $d = 4,7 \dots 25,4 \text{ мм}.$
	SB-1000 SB-2000		$T = 470 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 500 \text{ мс};$ $q = 100 \dots 150 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 1,5 \cdot 10^6 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2 / \text{ВТ};$ $d = 6,4 \dots 15,9 \text{ мм}.$

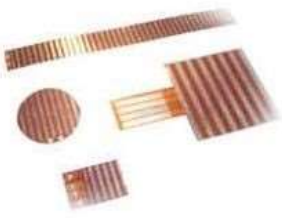
Продолжение таблицы 1. А

a	b	c	d
International Thermal Instrument Corp.(ITIC) (США) www.iticompany.com	HT-50		$T = 490 \dots 1255 \text{ K};$ $q = 3155 \text{ кВт/м}^2;$ $\tau_{\min} = 0,1 \text{ с};$ $S_0 = 3 \dots 21 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $\delta = 2,54 \text{ мм};$ $d = 8 \dots 25,4 \text{ мм}.$
Wuntronic GmbH (Германия) www.wuntronic.de	FR-75D		$T = 240 \dots 420 \text{ K};$ $q = 10 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 14,5 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $d = 19 \text{ мм}.$
	Heat Flux Transducer (HFT) with 180° View Angle		$T = 410 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 2 \text{ с};$ $q = 15 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 3 \dots 16 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $d = 12,7 \dots 25,4 \text{ мм}.$
	Minature Heat Flow Sensors Serie FM Serie FRM		$T = 220 \dots 420 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 3 \text{ с};$ $q = 9,5 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 2,3 \dots 8 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $d = 9,5 \dots 16 \text{ мм};$ $\delta = 1,8 \text{ мм}.$

Продолжение таблицы 1.А

a	b	c	d
Wuntronic GmbH (Германия) www.wuntronic.de	Universal Heat Flow Sensors Serie F		$T = 220 \dots 420 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 14 \text{ с};$ $q = 9,5 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 9 \dots 159 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $F = 26 \text{ см}^2;$ $\delta = 2,8 \text{ мм}.$
	High Tem- perature Heat Flux Sensor FCR		$T = 820 \text{ K};$ $q = 15,8 \text{ кВт/м}^2 \cdot \text{К})$ $S_0 = 1,8 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $\delta = 3,6 \text{ мм};$ $d = 15,9 \text{ мм}.$
Captec Entreprise (Франция) www.captecenterprise.com	Heat Flux Sensor		$T = 90 \dots 470 \text{ K};$ $q = 500 \text{ кВт/м}^2;$ $\tau_{\min} = 0,3 \text{ с};$ $S_0 = 0,3 \dots 180 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $\delta = 0,17 \dots 0,4 \text{ мм};$ $F = 1 \dots 900 \text{ см}^2.$

Продолжение таблицы 1.А

a	b	c	d
Captec Entreprise (Франция) www.captecenterprise.com	Ultrathin flexible radiantflux sensor		$T = 90 \dots 470 \text{ K};$ $q = 500 \text{ кВт/м}^2$ $\tau_{\min} = 0,05 \text{ с};$ $S_0 = 0,1 \dots 90 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $\delta = 0,4 \text{ мм};$ $F = 1 \dots 900 \text{ см}^2.$
Hukseflux (Нидерланды) www.hukseflux.com	HFP01, HFP01SC, HFP03,		$T = 240 \dots 340 \text{ K};$ $S_0 = 50 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $\zeta = 0,00625 \text{ (К} \cdot \text{м}^2)/\text{Вт};$ $q = 2 \text{ кВт/м}^2;$ $\delta = 5 \text{ мм};$ $d = 80 \text{ мм}.$
	SBG01 (с водяным охлаждением)		$\tau_{\min} = 0,45 \text{ с};$ $q = 5 \dots 200 \text{ кВт/м}^2;$ $d = 25,4 \text{ мм}.$
	NF01, NF02		$T = 240 \dots 970 \text{ K};$ $q = 0,05 \dots 50 \text{ кВт/м}^2;$ $d = 4 \text{ мм}.$

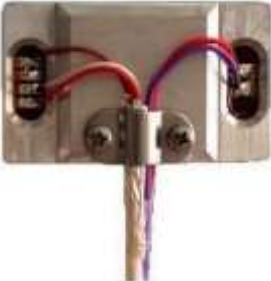
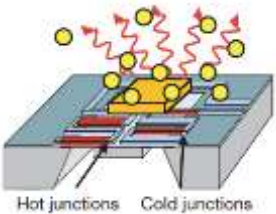
Продолжение таблицы 1.А

a	b	c	d
Hukseflux (Нидерланды) www.hukseflux.com	HF01		$T = 240 \dots 1070 \text{ K};$ $S_0 = 0,5 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $q = 0,05 \dots 50 \text{ кВт/м}^2.$
	HF02		$T = 220 \dots 420 \text{ K};$ $S_0 = 0,5 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $q = 0 \dots 15 \text{ кВт/м}^2;$ $U_{\text{max}} = 5 \text{ В};$ $I_{\text{max}} = 5 \text{ мА}.$
	HF03/LI19 (переносной)		$q = 0 \dots 10 \text{ кВт/м}^2;$ длительность измерения – 10 мин.
	HF05		$T = 440 \text{ K};$ $S_0 = 15 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $q = 0 \dots 6 \text{ кВт/м}^2;$ $d = 40 \text{ мм};$ $\delta = 5 \text{ мм}.$
	RHF (кольцевой с воздушным или масля- ным охлаж- дением)		$T = 1070 \text{ K};$ $S_0 = 0,004 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $d = 30 \text{ мм}.$

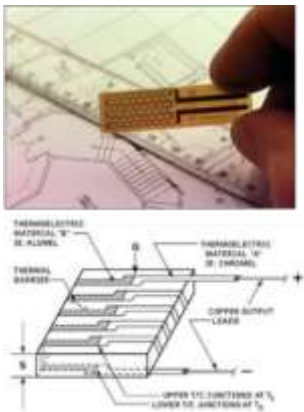
Продолжение таблицы 1.А

а	b	с	d
Hukseflux (Нидерланды) www.hukseflux.com	BS01 (ленточный)		3 отдельных ДТП; 4 термопары типа К; $T = 270 \dots 370 \text{ К}$; $S_0 = 50 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$; Температурная Поправка – 0,17 %/К; $d = 30 \text{ мм}$;
TNO (Нидерланды) www.tno.nl	WS, EP		Максимальная рабочая температура $T_{\text{max}} = 100 \dots 200 \text{ }^\circ\text{C}$; Чувствительность $S_0 = 0,068 \dots 0,188 \text{ мВ/Вт}$. Толщина $\delta = 1 \dots 3,5 \text{ мм}$. Диаметр $d = 5 \dots 500 \text{ мм}$.
Tfx-Technology® (Thermoflux) (Швейцария) www.thermoflux.ch	TFX-191, TFX-178		$T = 520 \text{ К}$; $S_0 = 10000 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$; $q = 0,01 \dots 100 \text{ кВт/м}^2$; $d = 4,5 \text{ мм}$.
	TFX-187 (с высокой чувствительностью)		$T = 470 \text{ К}$; $S_0 = 400000 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$; $d = 10 \dots 17,5 \text{ мм}$.

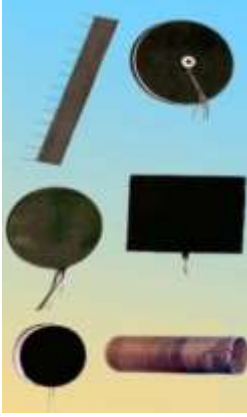
Продолжение таблицы 1.А

a	b	c	d
Tfx-Technology® (Thermoflux) (Швейцария) www.thermoflux.ch	TFX-161		$T = 220 \dots 500 \text{ K};$ $S_0 = 0,15 \dots 60 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{ВТ};$ $\delta = 0,4 \dots 2,5 \text{ мм};$ $F = 1 \dots 100 \text{ см}^2.$
	TFX-183		$T = 250 \dots 420 \text{ K};$ $F = 50 \times 30 \text{ мм}.$
	TFX-156 (с воздушной очисткой)		$T = 270 \dots 470 \text{ K};$ $q = 10^{-5} \dots 5 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 3 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{ВТ};$ $d = 35 \text{ мм}.$
Laboratory of Physical Electronics (Швейцария)	Prototype		$T_{\max} \approx 100 \text{ }^\circ\text{C};$ $\tau_{\min} = 1 \text{ с};$ $S_0 = 60 \text{ мВ/ВТ};$ $\delta = 1,5 \text{ мм};$ $F = 35 \times 35 \text{ мм}^2.$

Продолжение таблицы 1.А

a	b	c	d
Omega (CША) www.omega.com	HFS-3, HFS-4 (\$290)		$T = 70 \dots 420 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 0,6 \text{ с};$ $S_0 = 1 \dots 2,1 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2 / \text{ВТ};$ $\varsigma = 0,00178 \text{ К} \cdot \text{м}^2 / \text{ВТ};$ $\delta = 0,18 \text{ мм};$ $F = 28,5 \times 35,1 \text{ мм}.$
RdF Corporation (CША) www.rdfcorp.com	Micro-Foil® In-Depth Thermopile PA-HFS		$T = 90 \dots 530 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 0,02 \dots 0,5 \text{ с};$ $S_0 = 0,8 \cdot 10^6 \text{ мкВ} \cdot \text{ВТ} / \text{м}^2;$ $q = 94,6 \text{ КВТ} / \text{м}^2;$ $\delta = 1,2 \dots 2,0 \text{ мм}.$
Sequoia (Англия) www.sequoia.co.uk	RHF Range		$T = 90 \dots 470 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 0,05 \text{ с};$ $S_0 = 0,1 \dots 10 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2 / \text{ВТ};$ $q = 500 \text{ КВТ} / \text{м}^2;$ $\delta = 0,4 \text{ мм};$ $F = 1 \dots 100 \text{ см}^2.$

Продолжение таблицы 1.А

a	b	c	d
Sequoia (Англия) www.sequoia.co.uk	SHF Range (£186)		$T = 90 \dots 470 \text{ K};$ $\tau_{\min} = 0,3 \text{ с};$ $\varsigma = 0,00015 \text{ (K} \cdot \text{м}^2\text{)}/\text{Вт};$ $S_0 = 0,1 \dots 2 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $q = 500 \text{ кВт}/\text{м}^2;$ $\delta = 0,4 \text{ мм}.$
ОАО НПП «Эталон» (Россия) www.omsketalon.ru	ДТП 0924		$T = 280 \dots 420 \text{ K};$ $q = 10 \dots 2000 \text{ Вт}/\text{м}^2;$ $S_0 = 27 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт};$ $d = 20 \dots 300 \text{ мм};$ $F = 4 \dots 441 \text{ см}^2.$
Институт технической теплофизики (Украина) ittf.kiev.ua			$T = -200 \dots 300 \text{ }^\circ\text{C};$ $q = 10^{-3} \dots 10^6 \text{ Вт}/\text{м}^2$ $\tau_{\min} = 3 \dots 40 \text{ с};$ $\delta = 0,5 \dots 10 \text{ мм};$ $d = 10 \dots 400 \text{ мм}.$

Продолжение таблицы 1.А

ОАО «НПОИТ» (Россия) www.npoit.ru	Ф0А020 Ф0А036		$\tau_{\min} = 2 \text{ с};$ $T = 150 \dots 370 \text{ К};$ $Q = 0 \dots 3,5 \text{ кВт/м}^2;$ $S_0 = 0,003 \dots$ $\dots 0,007 \text{ мкВ} \cdot \text{м}^2/\text{Вт}$ при 293 К; $d = 38 \text{ мм};$ $l = 30,4 \text{ мм};$ Температурный коэффициент чувствительности 0,05 1/Ом; Сопротивление термобатареи при 293 К 300...1000 Ом; Сопротивление терморезистора при 293 К 150...500 Ом; Сопротивление нагревателя при 293 К 40...160 Ом; Температурный коэффициент сопротивления терморезистора 0,0012...0,0017 1/К; Время непрерывной работы/технический ресурс работы 500/1000 час
--	--------------------------	--	--

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

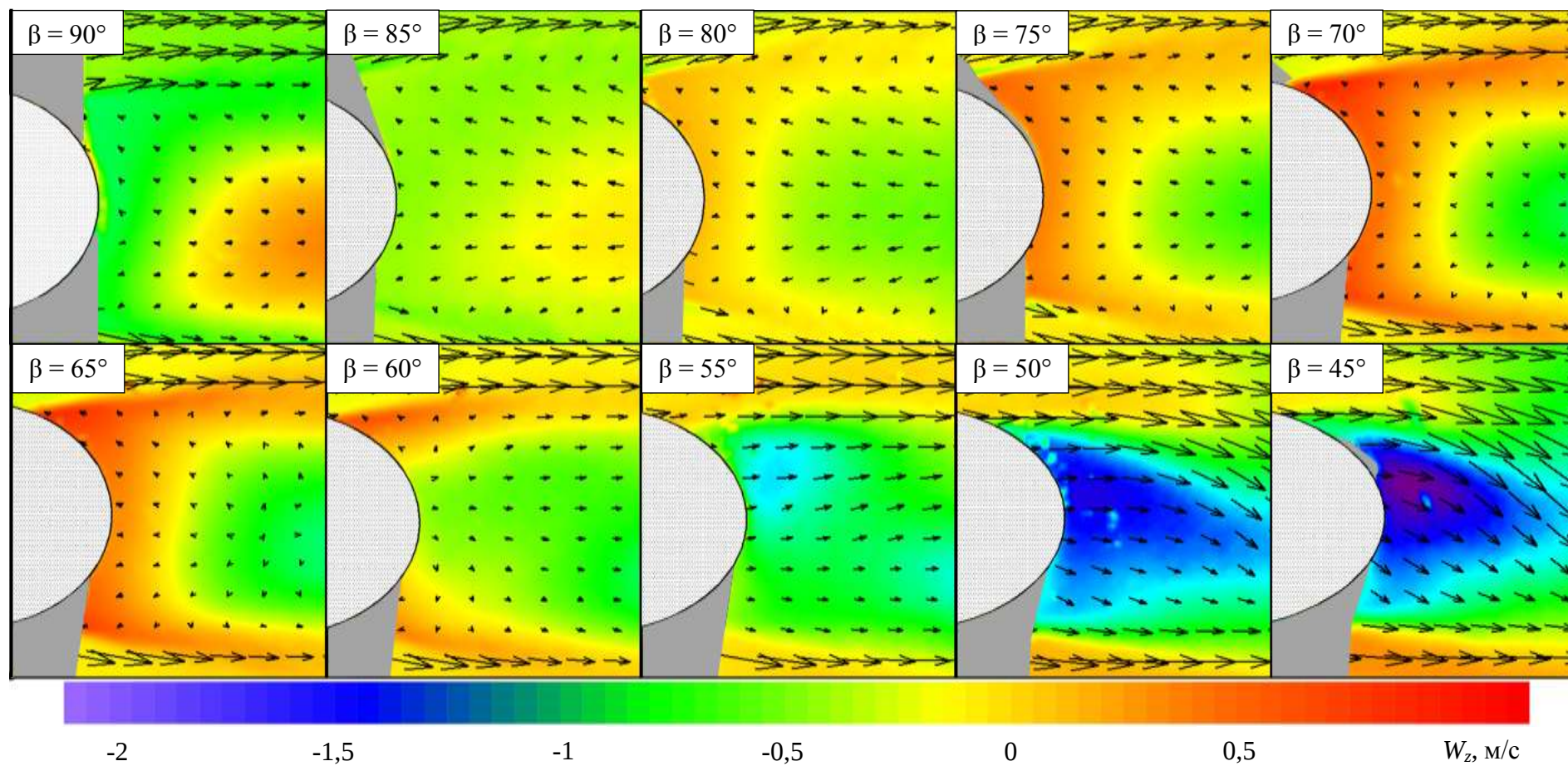


Рисунок Б.1 — $Re = 1,3 \cdot 10^4$; $W_\infty = 2,96$ м/с камеры установлены вертикально

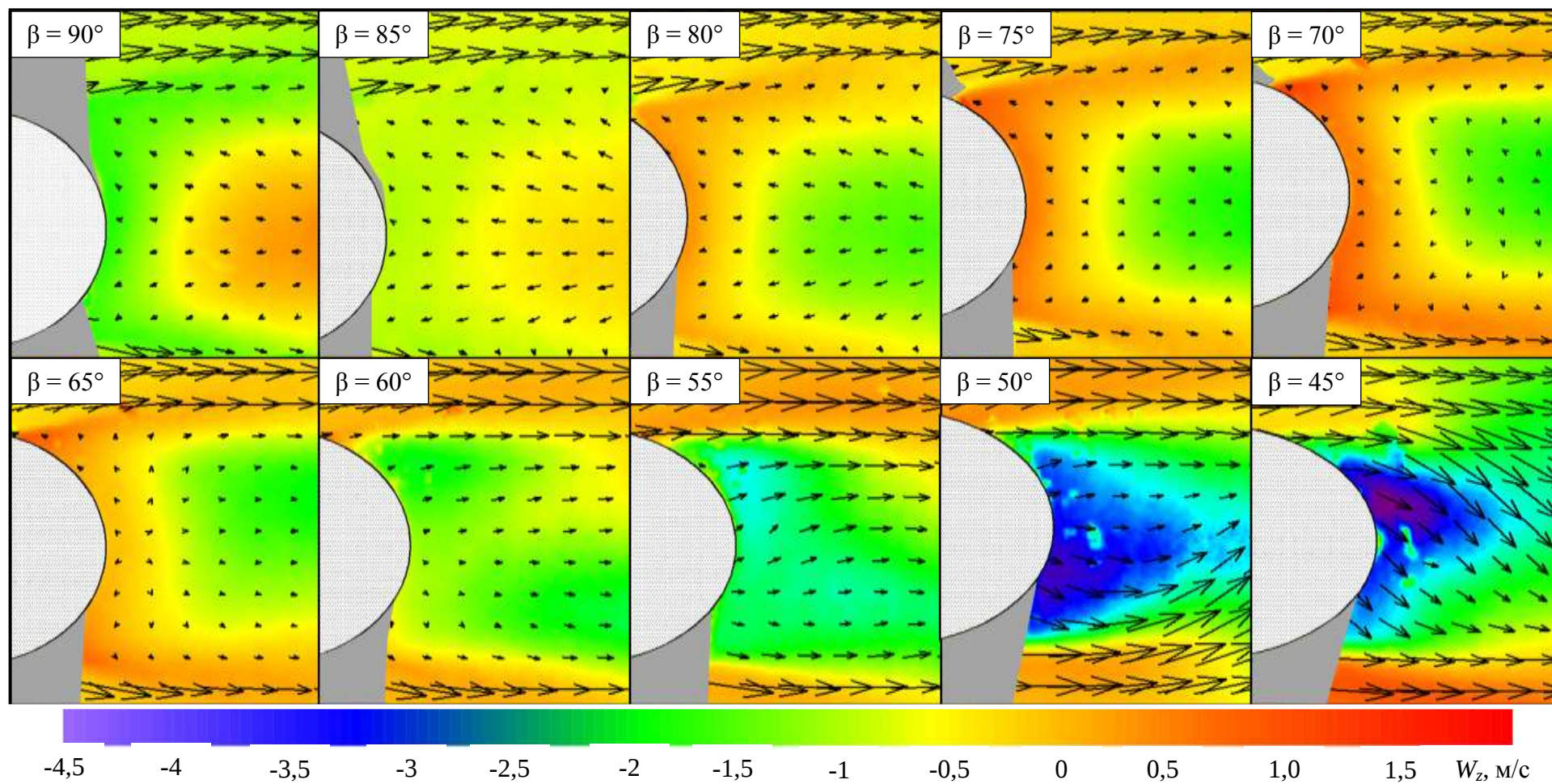


Рисунок Б.2 — $Re = 2,3 \cdot 10^4$; $W_\infty = 5,85$ м/с камеры установлены вертикально

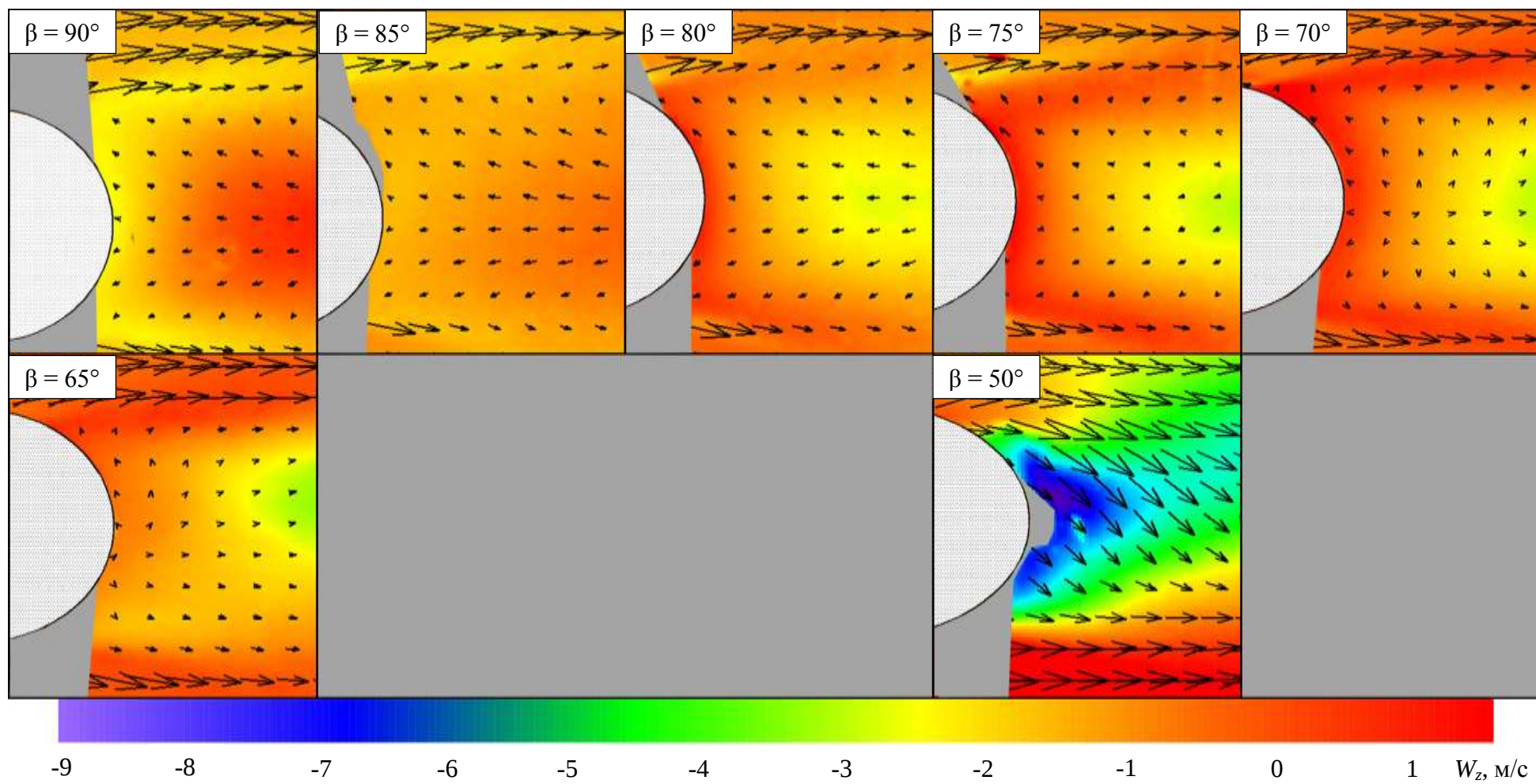


Рисунок Б.3 — $Re = 4,7 \cdot 10^4$; $W_\infty = 10,90$ м/с камеры установлены вертикально

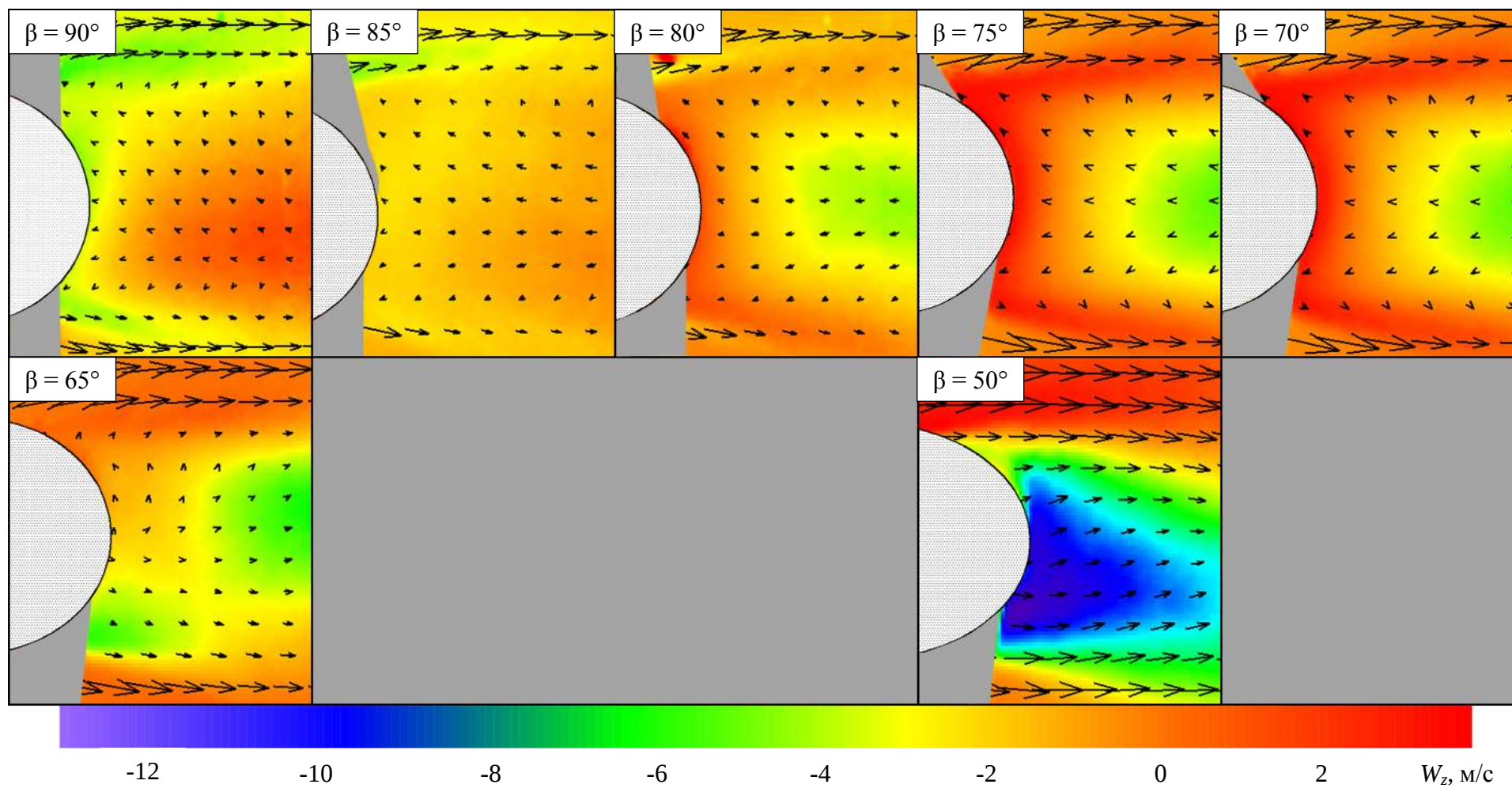


Рисунок Б.4 — $Re = 7,9 \cdot 10^4$; $W_\infty = 18,10$ м/с камеры установлены вертикально

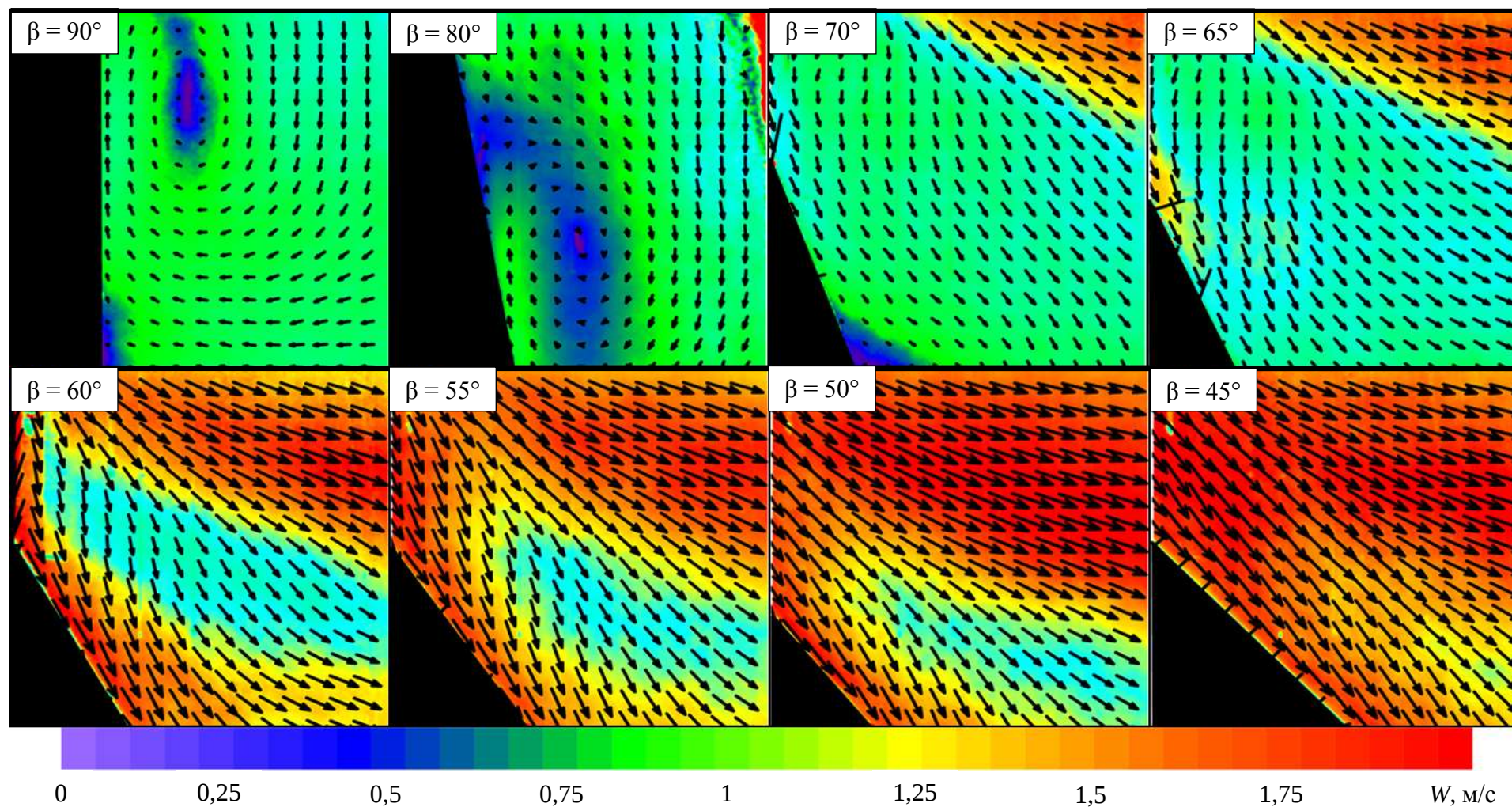


Рисунок Б.5 — $Re = 1,0 \cdot 10^4$; $W_\infty = 2,33$ м/с

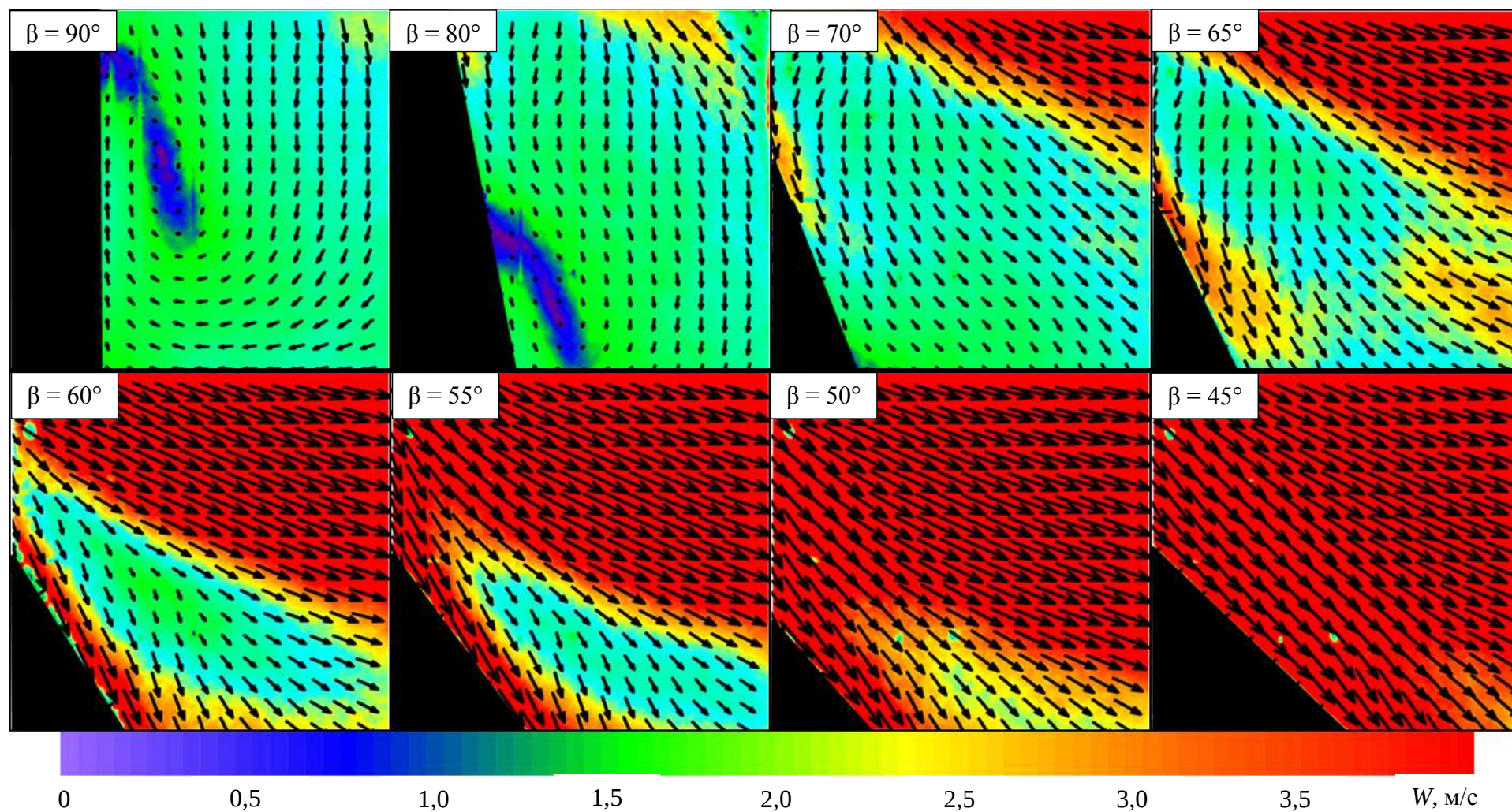


Рисунок Б.6 — $Re = 2,6 \cdot 10^4$; $W_\infty = 5,85$ м/с

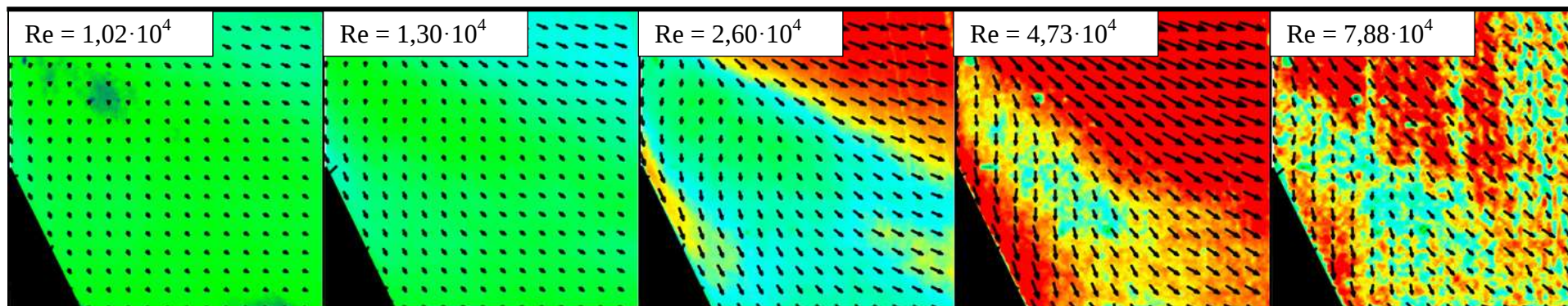


Рисунок Б.7 — $\beta = 65^\circ$

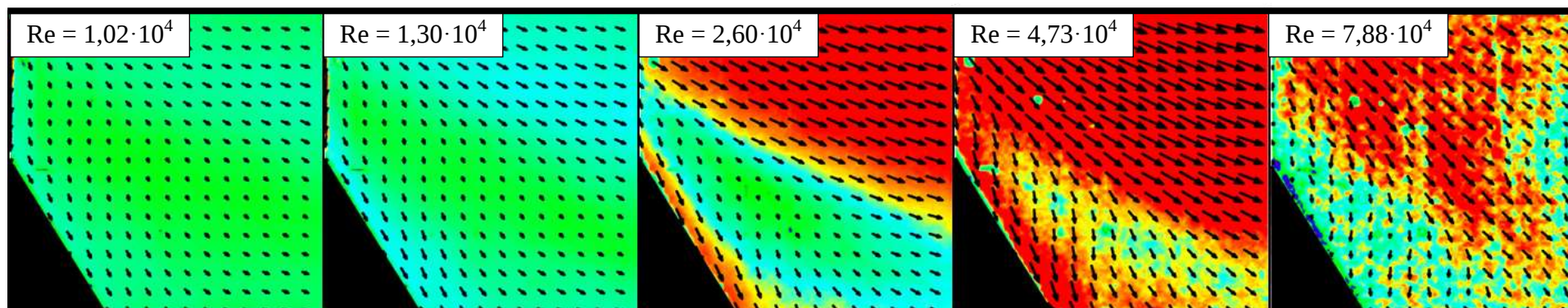


Рисунок Б.8 — $\beta = 60^\circ$



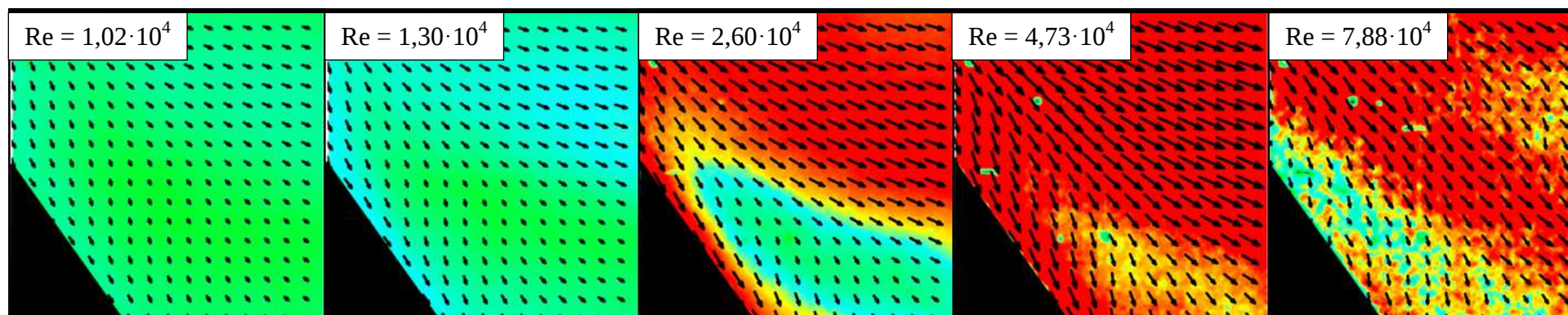


Рисунок Б.9 — $\beta = 55^\circ$

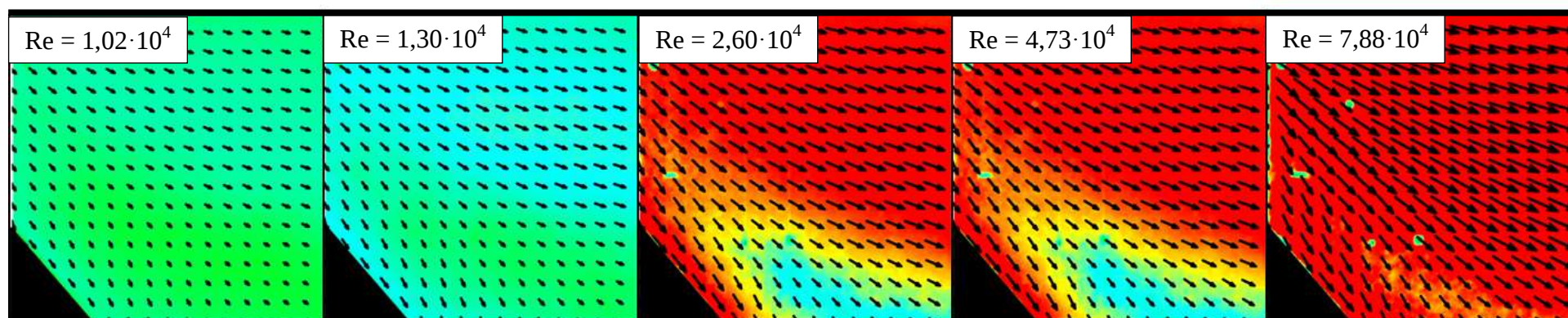


Рисунок Б.10 — $\beta = 50^\circ$

