

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования "Казанский национальный
технический университет имени А.Н. Туполева-КАИ"

На правах рукописи

ИВАНОВ СЕРГЕЙ НИКОЛАЕВИЧ

**ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СТРУЙНО-ДЕФЛЕКТОРНОМ
ОХЛАЖДЕНИИ ТУРБИННЫХ ЛОПАТОК С
ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМИ ВЫСТУПАМИ И ВЫЕМКАМИ**

Специальности:

01.04.14 - Теплофизика и теоретическая теплотехника

05.07.05 - Тепловые, электроракетные двигатели и энергоустановки
летательных аппаратов

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научные руководители:

доктор технических наук
профессор Щукин Андрей
Викторович;

кандидат технических наук
Ильинков Андрей
Владиславович

Казань-2014

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ	13
1.1 Струйный обдув теплообменной поверхности	13
1.2 Теплообмен и гидродинамика потоков при тангенциальном обтекании сферических выступов.....	28
1.3 Теплообмен и гидродинамика потоков при тангенциальном обтекании сферических выемок.....	37
1.4 Постановка задачи исследования.....	46
ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СТЕНДОВ, ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ, МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБРАБОТКИ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ	49
2.1. Выбор и обоснование варьируемых параметров	49
и методов исследования теплоотдачи	49
2.2. Описание экспериментальной установки и объекта исследования для экспериментов по теплоотдаче на поверхности с полусферическими выступами.....	52
2.3. Описание экспериментальной установки и объекта исследования для экспериментов по теплоотдаче на поверхности с полусферическими выемками.....	60
2.4. Программа проведения экспериментов	64
2.5. Методика обработки опытных данных.....	66
2.6 Оценка погрешностей экспериментов	69
ГЛАВА 3. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СТРУЙНОМ ОБДУВЕ УЧАСТКА ВХОДНОЙ КРОМКИ ТУРБИННОЙ ЛОПАТКИ С ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМИ ВЫСТУПАМИ	73
3.1. Результаты тестовых экспериментов.....	73
3.2. Теплоотдача на модели участка входной кромки турбинной лопатки	76
в области лобовой точки.....	76
3.2. Теплоотдача на участке струйного последствия.....	82

ГЛАВА 4. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СТРУЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ С ВЫЕМКАМИ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ, РЕКОМЕНДАЦИИ ПО РАСЧЕТУ, СРАВНИТЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ ТЕМПЕРАТУРЫ ВХОДНОЙ КРОМКИ И СПИНКИ ЛОПАТОК.....	93
4.1. Теплоотдача при струйном охлаждении поверхности с выемками	93
4.2. Результаты визуализации течений.....	99
4.3 Рекомендации по расчету и конструированию струйно-дефлекторных систем с полусферическими выступами или выемками.....	103
4.4. Сравнительные расчеты температурного состояния входной кромки.... и спинки турбинной лопатки.....	104 104
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ	112
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	114

ОСНОВНЫЕ УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

ГТД - газотурбинный двигатель;

ГТУ - газотурбинная установка;

КВД - компрессор высокого давления;

b - ширина плоской щели;

d - диаметр отверстия в дефлекторе;

D_g - гидравлический диаметр;

$d_{сф}$ - диаметр полусферического выступа или выемки;

f - относительная плотность расположения выступов или выемок;

$G_{охл}$ - относительный расход охлаждающего воздуха;

H - высота охлаждающего канала;

L - длина исследуемого участка;

Nu_d - число Нуссельта, рассчитанное по диаметру отверстия в дефлекторе;

Nu_D - число Нуссельта, рассчитанное по гидравлическому диаметру;

Nu_H - число Нуссельта, рассчитанное по высоте охлаждающего канала;

Nu_x - число Нуссельта, рассчитанное по продольной криволинейной координате;

q - удельный тепловой поток;

Pr - число Прандтля;

R - радиус кривизны охлаждаемой поверхности;

$r_{вх}$ - наружный радиус входной кромки турбинной лопатки;

Re_d - число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру отверстия в дефлекторе;

Re_D - число Рейнольдса, рассчитанное по гидравлическому диаметру;

Re_H - число Рейнольдса, рассчитанное по высоте охлаждающего канала;

Re_x - число Рейнольдса, рассчитанное по продольной криволинейной координате;

t - шаг отверстий в дефлекторе;

T^*_g - температура газа;

$T^*_{охл.вх.}$ - температура охлаждающего воздуха на входе в лопатку;

$T_{ст.г}$ - температура стенки лопатки со стороны газа;

w_d - среднерасходная скорость воздуха в отверстиях дефлектора;

$w_{ср}$ - среднерасходная скорость воздуха в охлаждающем канале;

x - криволинейная координата, измеряемая от лобовой точки вдоль охлаждаемой поверхности;

—

X - относительная продольная координата;

α - коэффициент теплоотдачи;

α_0 - коэффициент теплоотдачи в лобовой точке;

δ - толщина стенки лопатки;

$\lambda_{охл}$ - коэффициент теплопроводности охлаждающего воздуха;

$\mu_{охл}$ - динамический коэффициент вязкости охлаждающего воздуха;

$\rho_{охл}$ - плотность охлаждающего воздуха;

φ - полярный, отсчитываемой от лобовой точки, вдоль участка радиусного обвода входной кромки;

Θ - эффективность охлаждения.

ВВЕДЕНИЕ

Улучшение удельных параметров газовых турбин напрямую связано с повышением температуры термодинамического цикла. В связи с этим разработка эффективных систем охлаждения турбинных лопаток является одной из определяющих и неотъемлемых задач при разработке перспективных высокотемпературных ГТД и ГТУ. Повышение эффективности системы охлаждения позволяет уменьшить расход воздуха путем более рационального его использования и снизить тем самым наиболее ощутимые потери энергии от охлаждения, связанные с затратами работы сжатия воздуха в компрессоре.

Судя по типичной эпюре распределения коэффициента теплоотдачи по обводу профиля турбинной лопатки (рисунок 0.1), наиболее потенциально опасные участки профиля – участок входной кромки и задняя часть спинки, на которых в силу гидродинамических особенностей обтекания профиля наблюдается заметное увеличение теплоотдачи со стороны газа.

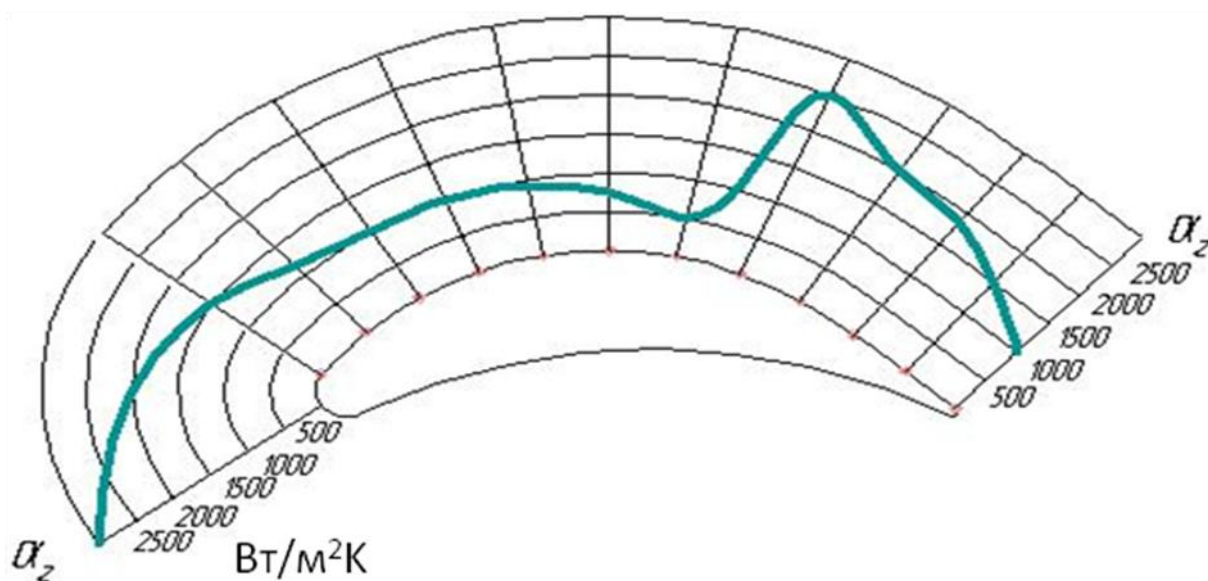


Рисунок 0.1 - Эпюра распределения коэффициента теплоотдачи вдоль профиля турбинной лопатки [73]

Наибольшие трудности в обеспечении эффективного охлаждения турбинной лопатки возникают на участке входной кромки, где стесненные условия охлаждающего канала не позволяют успешно применять некоторые хорошо зарекомендовавшие себя способы интенсификации теплообмена. Так,

в силу указанных обстоятельств вихревые матрицы могут обеспечить значение эффективности воздушного охлаждения Θ в лобовой точке входной кромки лопатки в полтора раза меньшее, чем в средней части профиля.

Более компактны пристенные интенсификаторы теплообмена, которые наносятся на охлаждаемую поверхность в виде выступов или выемок различной формы. Но даже их 2,5-3-кратное увеличение теплоотдачи могут не обеспечить заданного ресурса входной кромки турбинной лопатки и требует использования комбинированных способов интенсификации теплообмена.

Известно, что эффективность охлаждения поверхности может быть повышена использованием импактных воздушных струй, увеличивающих при оптимальных условиях теплоотдачу на охлаждаемой поверхности в 3-5 раз по сравнению с тангенциальным ее обтеканием. Однако требования по экономии охлаждающего воздуха и трудности, возникающие при компоновке системы охлаждения в стесненных условиях внутренних полостей турбинных лопаток, не всегда позволяют реализовать оптимальные условия. В этих случаях как раз и возможно дополнительное улучшение эффективности струйного охлаждения размещением на охлаждаемой струями поверхности сферических выступов или выемок. Речь идет как об участке входной кромки турбинной лопатки, так и о заднем участке спинки, где из-за особенностей обтекания горячим газом профиля лопатки внешняя теплоотдача значительно выше, чем на других участках лопатки.

В настоящее время для интенсификации теплообмена на входной кромке и задней части спинки профиля применяют хорошо отработанный технологически струйно-дефлекторный способ охлаждения, в котором дефлектор может быть выполнен литьем, за одно целое с профилем лопатки. Его эффективность, по данным Г.П. Нагоги [59], на участке входной кромки при относительном расходе воздуха $G_{\text{отн}}=3,5\%$ для венца рабочей лопатки составляет $\Theta=0,43$, а для сопловой – $\Theta=0,51$. Однако ввиду того, что входные температуры газа в современных турбинах превышают 1600 К (и ввиду того,

что тенденция повышения температур газа перед турбиной продолжается - рисунок 0.2), одного струйного охлаждения может оказаться недостаточно.

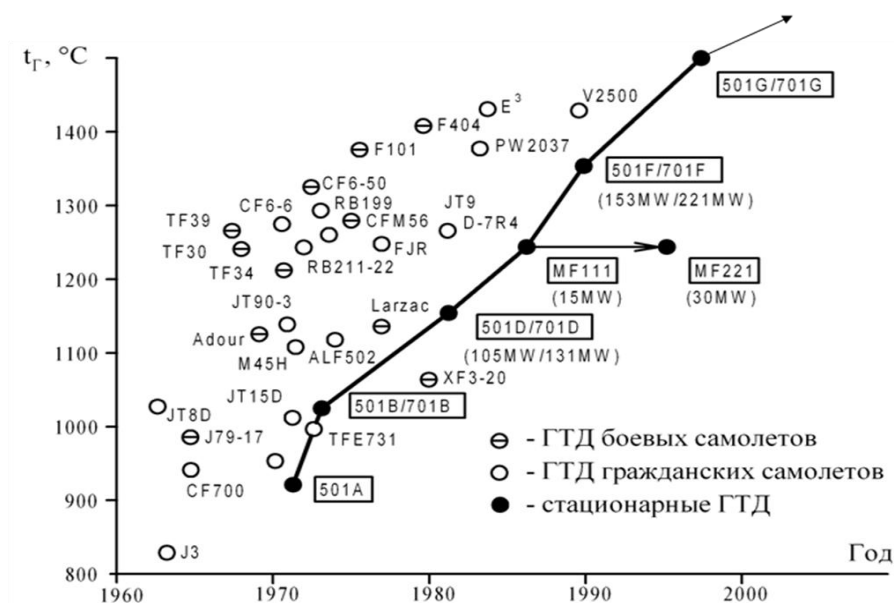


Рисунок 0.2 - Тенденция роста температур газа перед турбиной по годам [79]

Поэтому приходится принимать меры по тепловой защите стенки лопатки: проектировать систему пленочного охлаждения (рисунок 0.3), более ущербную, чем внутреннее конвективное охлаждение, или наносить термобарьерное покрытие.

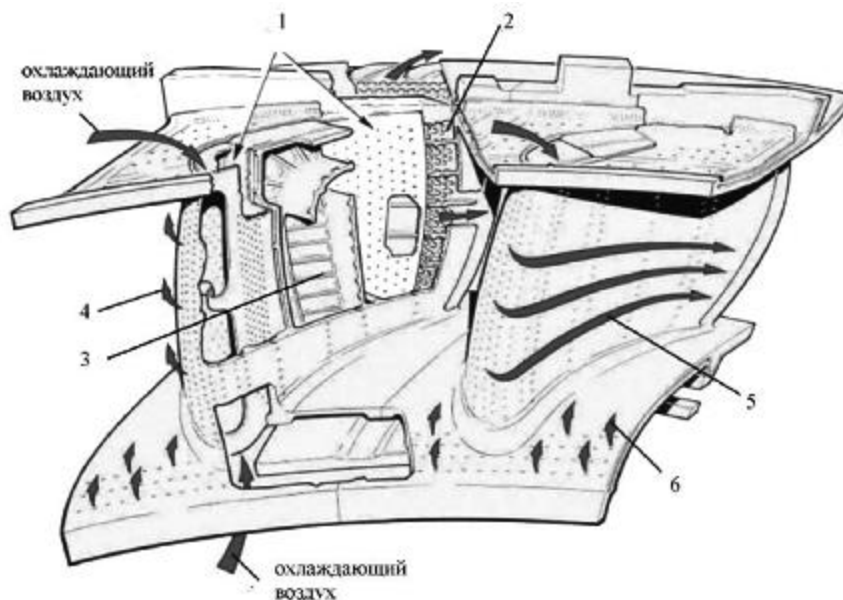


Рисунок 0.3 - Система конвективно-пленочного охлаждения соплового аппарата первой ступени двигателя RB211-535E4 Rolls-Royce [32]: 1 - дефлекторы, 2 - штырьковые интенсификаторы, 3 - оребрение, 4 - входная кромка, 5 - корыто, 6 - нижняя полка

В связи с этим тема настоящей диссертационной работы, посвященная исследованию комбинированной интенсификации теплоотдачи при струйно-дефлекторном охлаждении поверхности с полусферическими выступами или выемками, является актуальной.

Научная новизна результатов заключается в следующем:

1. Впервые получены и представлены критериальными уравнениями экспериментальные данные по теплоотдаче при струйном обдуве поверхности с полусферическими выступами.
2. Впервые установлено, что в исследованном диапазоне изменения режимных и геометрических параметров теплоотдача в области лобовой точки модели входной кромки при струйном охлаждении поверхности с полусферическими выступами возрастает в 1,5...2 раза по сравнению с гладкой охлаждаемой струями поверхностью.
3. Впервые обнаружено, что в лобовой точке модели входной кромки более предпочтительной, с точки зрения максимальной теплоотдачи, является относительная плотность расположения выступов $f=0,485$, а на участке последствий - $f=0,85$.
4. Выявлено, что наличие матрицы полусферических выступов на охлаждаемой импактными струями поверхности модели входной кромки лопатки не изменяет оптимального значения относительной высоты канала H/d в области лобовой точки, а более высокая плотность расположения выступов f делает более консервативным значение максимума теплоотдачи к изменению H/d .
5. Установлено, что в условиях многорядного струйного охлаждения поверхности с полусферическими выемками и сносным потоком теплоотдача с учетом увеличения поверхности теплообмена возрастает в 1,7 раза по сравнению со струйным охлаждением гладкой поверхности при прочих равных условиях.

6. Разработаны рекомендации по расчету теплоотдачи при струйном охлаждении поверхности с полусферическими выступами и выемками для наиболее теплонапряженных участков профиля турбинных лопаток.

Автор защищает:

1. Экспериментальные данные по средней и местной теплоотдаче при струйно-дефлекторном однорядном охлаждении поверхности модели входной кромки с полусферическими выступами при варьировании режимных и геометрических параметров.
2. Экспериментальные данные по средней теплоотдаче в условиях струйно-дефлекторного многорядного охлаждения поверхности с полусферическими выемками и сносящим потоком, характерных для заднего участка спинки турбинной лопатки.
3. Рекомендации по расчету теплоотдачи на обдуваемой струями поверхности с полусферическими выступами и выемками, для условий охлаждения наиболее теплонапряженных участков профиля турбинной лопатки.

Практическая значимость. Полученные результаты позволяют более детально понять механизм взаимодействия импактных воздушных струй с пристенными интенсификаторами теплообмена (выступами и выемками). Разработанные на основе экспериментальных исследований рекомендации для расчета теплоотдачи по основным геометрическим и режимным параметрам соответствуют диапазону их изменения в системах охлаждения натурных ГТД. Они позволяют рассчитать и спроектировать эффективную струйно-дефлекторную систему охлаждения входной кромки и спинки турбинной лопатки с дополнительной интенсификацией теплообмена полусферическими выступами и выемками.

Основные результаты работы вошли в отчет о НИР КНИТУ-КАИ по госзаказу 2012-2013 гг. (№гос. регистрации 01201259883).

Достоверность и обоснованность полученных экспериментальных данных обеспечивается применением апробированных методов и

аттестованных средств измерения тепловых и гидродинамических параметров, многократным повторением проводимых измерений, расчетом погрешности полученных опытных данных, удовлетворительным согласованием полученных экспериментальных данных с опубликованными в литературе данными других авторов.

Личный вклад автора. Соискатель участвовал в создании экспериментальных стендов, лично выполнил основную программу экспериментов, провел обработку опытных данных. Анализ результатов экспериментов и разработка рекомендаций для расчета и проектирования систем охлаждения турбинных лопаток проведена совместно с научными руководителями.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы доложены и получили одобрение на XX Международной молодежной научной конференции «Туполевские чтения», КНИТУ-КАИ, г. Казань, 22-24 мая 2012 г.; на VIII Школе-семинаре молодых ученых и специалистов имени академика РАН В.Е. Алемасова «Проблемы теплообмена в гидродинамике в энергомашиностроении», КНИТУ-КАИ, г. Казань, 16-18 октября 2012 года; на XXI Международной молодежной научной конференции «Туполевские чтения», КНИТУ-КАИ, г. Казань, 19-21 ноября 2013 г.; на Всероссийской конференции по прикладным наукам, г. Москва, институт механики и экологии НАПН РФ, 2-4 марта 2014 года; на научных семинарах кафедры Теплотехники и энергетического машиностроения, КНИТУ-КАИ, г. Казань, 2011-2014гг.; на научном семинаре Исследовательского центра проблем энергетики Казанского научного центра РАН; кроме этого, материалы диссертации направлены в Оргкомитет VI Российской национальной конференции по теплообмену, МЭИ, г. Москва.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 7 работ. Две научные статьи опубликованы в рекомендуемых ВАК журналах. Кроме этого, приведенные в диссертации научные результаты вошли в монографию А.В. Щукина, А.В. Ильинкова «Пристенная интенсификация теплообмена при

сложных граничных условиях».- Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2014.- 252с.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, выводов и списка использованных литературных источников. Работа изложена на 127 страницах машинописного текста, содержит 65 рисунков, 5 таблиц. Список использованных литературных источников включает 134 наименования.

ГЛАВА 1. СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1 Струйный обдув теплообменной поверхности

Струйный обдув является одним из наиболее эффективных способов увеличения интенсивности теплообмена на обтекаемой поверхности, он обеспечивает при оптимальных условиях возрастание интенсивности теплообмена в 3-5 раз по сравнению с продольным обтеканием поверхности. Высокая интенсивность теплообмена при струйном обдуве, возможность управления этим процессом делает этот способ охлаждения или нагрева привлекательным в процессах сушки, при резке различных материалов [89], в теплоэнергетике, химических технологиях [47], в газотурбостроении [18, 59, 106] и др.

В системах охлаждения газовых турбин струйное воздушное охлаждение особенно широко используется для наиболее теплонапряженных участков профиля и полок турбинных лопаток современных ГТД и ГТУ.

Наиболее полный обзор по вопросам струйного натекания (как однорядного, так и многорядного) содержится в работе [44].

Данные по гидродинамике струйного натекания содержатся в работах [11, 44, 71, 89, 91, 93, 96, 101, 105, 124, 130].

В соответствии с [44], при натекании струи на поверхность можно выделить три области течения (рисунок 1.1): область свободной затопленной струи I, область градиентного течения в зоне удара и разворота струи на преграде II и область пристенной (радиальной или плоской) струи III. Влияние преграды на изменение гидродинамических параметров струи, натекающей на преграду, начинает проявляться с расстояния $(1,2 \div 1,5)d$ от поверхности.

В работе [101] проводилась визуализация течения в струе. Опыты показали, что при $Re=10^3$ поток сохраняется ламинарным до расстояния

$x/d \approx 4$, после которого на границе струи появляются небольшие возмущения. С ростом Re протяженность ламинарного течения уменьшается, усиливается турбулентность в области смешения, и при $Re = 4 \cdot 10^3$ струя становится полностью турбулентной.

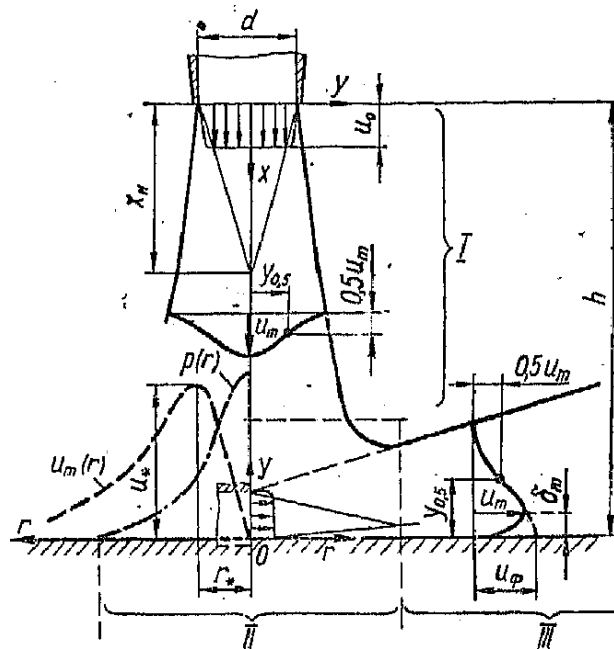


Рисунок 1.1 - Структура одиночной импактной струи [44]

Схематическое изображение последовательных фаз развития струи с ростом Re , основанное на визуализации потока, имеется в работах [11, 96].

В работе [89] исследовались осредненные скорости на границе пристенного пограничного слоя на поверхности преграды. Было установлено, что значение скорости на внешней границе пограничного слоя u_m при увеличении расстояния r от критической точки увеличивается, достигает максимального значения u_* при $r = r_*$, а затем уменьшается (рисунок 1.1). Изменение скорости в струе u_0 при $h = \text{const}$ пропорционально изменяет u_* и не влияет на r_* . Увеличение h при $u_0 = \text{const}$ уменьшает u_* и увеличивает r_* .

В работе [101] по измеренным распределениям скорости поперек пристенного пограничного слоя определяется его толщина δ_m . В окрестности критической точки экспериментальные результаты качественно согласуются с теорией [82], которая предполагает наличие ламинарного течения на преграде начиная от $r = 0$, хотя набегающий поток является турбулентным. С

увеличением h/d толщина пристенного слоя увеличивается. За пределами градиентной зоны течения на преграде δ_m не зависит от h/d , возрастая с удалением от критической точки.

Гидродинамика пристенной струи в области течения III подробно исследована в работах [71, 89, 91, 93, 101, 105, 124, 130]. Профиль скорости во внутренней части пограничного слоя, как показали эксперименты, соответствует развитому турбулентному течению.

Теплообмен в зоне I (рисунок 1.1) исследован в работах [13, 80, 97, 98, 102, 103, 111, 124, 128, 129, 132]. Изучалось влияние относительного расстояния h/d от среза сопла до преграды. Следует отметить, что результаты этих работ сильно различаются между собой. Это, согласно [44], объясняется различиями в начальных характеристиках струй (профилей средних и пульсационных скоростей на срезе сопла, уровнем турбулентности в этом сечении), и методическими погрешностями экспериментов. Так, в работе [13] максимум теплоотдачи наблюдался при $h/d=2...3$. В работе же [111] максимум имел место при $h/d=5...6$. Показатели степени при числе Рейнольдса в критериальных уравнениях $Nu=ARe^m$ в большей части работ составляли $m=0,5...0,7$.

Согласно [44], наличие максимума теплоотдачи является результатом наложения двух противоположных тенденций в развитии струи. С одной стороны, осевая скорость, оставаясь постоянной в пределах некоторого начального участка, с дальнейшим ростом h/d начинает снижаться и, следовательно, уровни теплоотдачи должны были бы повторять это изменение. С другой стороны, вдоль оси струи, в том числе и в пределах начального участка, непрерывно увеличивается уровень турбулентности потока, что приводит к возрастанию теплоотдачи. Эта интерпретация максимума теплоотдачи будет использована нами при анализе полученных в диссертации опытных данных.

Изменение начального профиля скорости и уровня турбулентности приводит к изменению процесса развития струи, а значит, и теплоотдачи на

преграде. Однако при $h/d > 10 \dots 15$ струя становится полностью развитой, и начальные условия не сказываются более на параметрах потока.

Что касается распределения местной теплоотдачи за пределами критической зоны (то есть на участке II и III), то при $h/d \leq 10$ возможно появление второго локального максимума теплоотдачи, причиной чему является переход от ламинарного течения в пристенном пограничном слое к турбулентному [44]. При $h/d > 10$ форма распределения местной теплоотдачи имеет вид колокола с максимум в критической точке импактной струи.

Отметим, что в исследуемых нами задачах этот переход не может быть реализован из-за наличия пристенных интенсификаторов теплообмена, делающих практически невозможным ламинарный режим течения в опытном участке и в натурных условиях эксплуатации этих интенсификаторов теплообмена.

Исследованию средней теплоотдачи посвящены работы [10, 12, 14, 17, 75, 80, 95, 112, 114, 122, 127, 128, 130, 131, 132]. При равномерном начальном профиле скорости, низкой турбулентности на срезе сопла и без учета влияния шероховатости поверхности преграды на средний теплообмен основное воздействие оказывает число Рейнольдса струи, расстояние до преграды h/d и относительный размер площади осреднения D/d .

Отличительной особенностью изменения \overline{Nu} в зависимости от расстояния до преграды (рисунок 1.2) является отсутствие максимума теплоотдачи, которое было характерно для α_0 в критической точке.

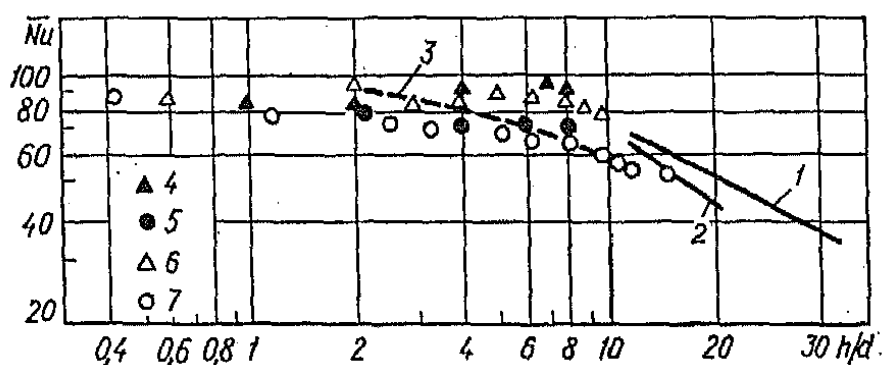


Рисунок 1.2 - Зависимость средней теплоотдачи в круглой импактной струе от расстояния до преграды ($Re = 1,5 \cdot 10^4$): 1 – $D/d = 4$ [17]; 2 – то же, [132]; 3 – то же, [121]; 4 – $D/d = 2,5$; 5 – $D/d = 4,2$ [14]; 6 – $D/d = 2,5$; 7 – $D/d = 4$ [123].

Уже начиная с $D/d=2,5$ и выше средняя теплоотдача в импактной струе практически не зависит от расстояния h/d вплоть до точки $h/d=6$, после чего плавно уменьшается. Такой характер кривых $Nu(h/d)$, подтверждаемый также результатами [14, 80, 121, 123, 132], связан с тем, что за пределами области критической точки течение и теплоотдача определяются в основном условиями свободного смешения пристенного потока с окружающей средой.

На рисунке 1.3 представлены результаты исследований средней теплоотдачи разных авторов [44].

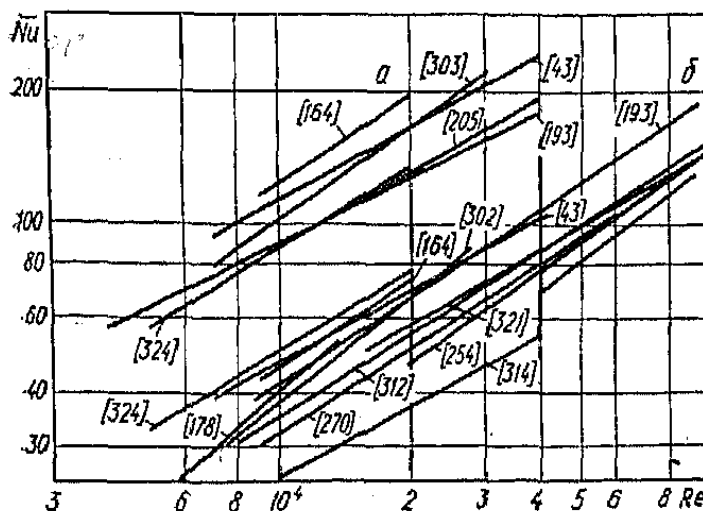


Рисунок 1.3 – Сравнение данных по средней теплоотдаче на преграде для круглой импактной струи: а — $h/d=8$, $D/d=1,56$ (зона ускоренного течения); б — $D/d=10$ (зона автомодельного течения). Нумерация линий соответствует нумерации литературных источников в [44].

Каждая кривая на рисунке 4.3 была построена лишь в том диапазоне чисел Рейнольдса, в котором справедливы сравниваемые уравнения подобия. Видно, что наибольший разброс значений Nu характерен для зоны градиентного течения на преграде.

По-видимому, расхождение кривых является следствием малого радиуса осреднения, так как именно в области критической точки велико влияние начальной турбулентности струи и существует наибольшая погрешность определения коэффициентов теплоотдачи. С выходом за пределы зоны ускоренного течения согласование рекомендаций разных авторов улучшается [44].

В работах [4, 70, 92, 110] исследовалось влияние сносящего потока на теплоотдачу одиночной импактной струи. Было установлено, что в зависимости от параметра вдува - отношения массовых скоростей струи и сносящего потока ($M^*=(\rho w)_{\text{стр}}/(\rho w)_{\text{снос}}$) - существует три режима взаимодействия. При больших вдувах ($M^*=12\div 15$) вверх по потоку от зоны удара струи в поверхность наблюдается развитая рециркуляционная область, представляющая собой деформированную часть пристенной струи. Быстрое поперечное расширение этой области приводит к тому, что на расстоянии нескольких диаметров струи за критической точкой она достигает боковых стенок канала, после чего увеличивает толщину. При умеренных вдувах ($M^*=7\div 9$) рециркуляционная зона практически исчезает; струя все еще натекает на поверхность, но расстояние от точки торможения до геометрической оси трубки увеличивается. При малых вдувах ($M^*=3\div 4$) струя полностью сносится поперечным потоком, не взаимодействуя с поверхностью, и по сути перестает быть импактной. Эти области режимов интересуют нас с точки зрения исследований струйного охлаждения поверхности с полусферическими выемками, где сносящий поток образуется системой струй дефлекторной пластины.

В работах [63, 88] исследовалась гидродинамика и теплообмен при натекании одиночной импактной струи на сферическую выемку. В работе [63] установлено двух- трехкратное снижение локальной теплоотдачи по сравнению с плоской поверхностью (без учета увеличения площади поверхности теплообмена в выемке). Диаметр струи составлял $d=4,5, 8,9$ и $17,8$ мм. Диаметр полусферической выемки составлял $D=46$ мм. Относительное расстояние от среза сопла до исходного гладкой поверхности изменялось в пределах $S/d=0\ldots 10$.

Понижение теплоотдачи в выемке объясняется большим сопротивлением потоку струи, вызванным формированием над и внутри выемки тороидального вихря. Увеличение диаметра струи при фиксированных Re и S/d приводит к заметному снижению теплоотдачи,

возможным объяснением чего может служить снижение скорости струи с ростом d . Максимум теплоотдачи в выемке наблюдался при $S/d=2$, при увеличении же S/d теплоотдача снижалась, что может быть объяснено более сильным размытием струи при увеличении расстояния между соплом и преградой.

Гидродинамика и теплообмен в однорядной системе струй, натекающих на теплообменную поверхность, рассмотрены в работах [17, 25, 28, 29, 44, 52, 53, 94, 113, 117, 119].

Различают две формы взаимодействия соседних струй между собой [44]. При малых расстояниях до преграды образовавшиеся в результате столкновения с преградой веерные (или двумерные) струи соприкасаются друг с другом на половине шага струй с соответствующим отрывом потока и появлением парных вихрей. При больших расстояниях до преграды отдельные струи могут слиться в единый поток еще до соударения с поверхностью. В случае малых значений шага струй и расстояния до преграды возможно одновременное существование этих типов взаимодействия.

Распределение локального теплообмена на поверхности для условий однорядной системы круглых импактных струй можно получить на основании данных работы [117]. Опыты проведены в следующем диапазоне основных параметров: шаг между струями $s/d=4$ и $6,67$, относительное расстояние до преграды $h/d=2, 4, 7$ и 10 , относительная ширина зоны исследования $x/d=0\div 12$, $Re=2,5\cdot 10^3\div 10^4$. Пики теплоотдачи, помимо области критической точки, наблюдались на линии растекания в зоне столкновения пристенных потоков двух соседних струй. Было установлено, что при фиксированном значении x/d локальные коэффициенты теплоотдачи в зависимости от h/d изменяются немонотонно — возрастают до $h/d=4$, затем снижаются.

В области критической точки струи зависимость коэффициентов теплоотдачи от параметров h/d и Re близка к таковой для условий одиночной

импактной струи. Максимумы локального теплообмена находятся при $h/d=4\div6$, причем с ростом Re пик становится острее [117].

На рисунке 1.4 представлены результаты опытов по теплоотдаче в однорядной системе круглых импактных струй.

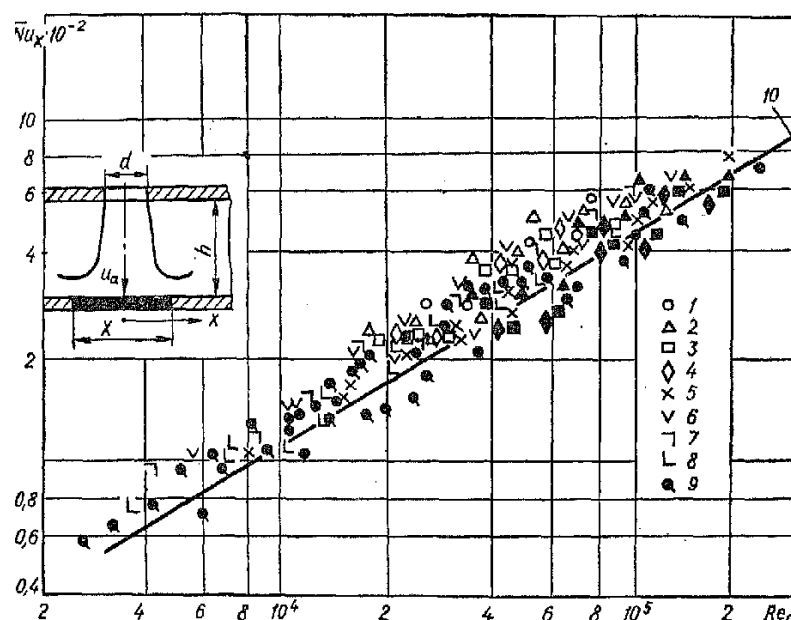


Рисунок 1.4 – Зависимость среднего теплообмена в однорядной системе круглых импактных струй от числа Рейнольдса: данные [53] для $s/d=2,5\div5$: 1 - $b_e=0,48$ мм; 2 — 0,61 мм; 3 — 0,74 мм; 4 — 0,86 (светлые точки — при $X=25,4$ мм, темные — при $X=50,8$ мм); данные [117] для $b_e=1,25$ мм, $s/d=4$, $X=25,4\div152,4$ мм: 5 — $h/d=2$; 6 — 4; 7 — 7; 8 — 10; 9 — данные [117] для $b_e=0,747$ мм; $s/d=6,67$ и $h/d=2\div10$; 10 — данные работы [17] для одиночной плоской струи.

Обобщение проводилось в координатах, аналогичных использованным в работе [17] при обработке данных по средним коэффициентам теплоотдачи в одиночной импактной плоской струе, т. е. значение числа Нуссельта определялось как $Nu_x = \bar{\alpha} X / \lambda$, а число Рейнольдса — как $Re_0 = \rho u_a X / \mu$. Определяющим размером была выбрана протяженность $X=2x$ поверхности в продольном направлении, где x отсчитывалось от линии растекания в обе стороны по потоку.

Отличительной чертой такого подхода, который довольно широко применяется также в исследованиях теплообмена в однорядной системе круглых струй, натекающих на вогнутую поверхность, является расчет ско-

рости натекания струй u_a [44] для одиночной плоской импактной струи, причем относительное расстояние до теплообменной поверхности h/b_e выражается через ширину b_e эквивалентной плоской щели [44]:

$$b_e = 0,785 \cdot z_1 d^2 / B, \quad (1.1)$$

где z_1 - число отверстий в перфорированной пластине, d - диаметр отверстия, B - длина ряда отверстий.

Изучение закономерностей теплообмена при струйном обдуве вогнутых поверхностей приведены в работах [25, 28, 29, 52, 59, 94, 113, 119]. На рисунке 1.5, *а* показаны результаты обобщения опытных данных [59] по местной теплоотдаче охлаждаемых одним рядом импактных струй моделей входной кромки турбинной лопатки в лобовой точке, а на рисунке 1.5, *б* – обобщение опытных данных по местной теплоотдаче на участке последствия (ниже по потоку от лобовой точки).

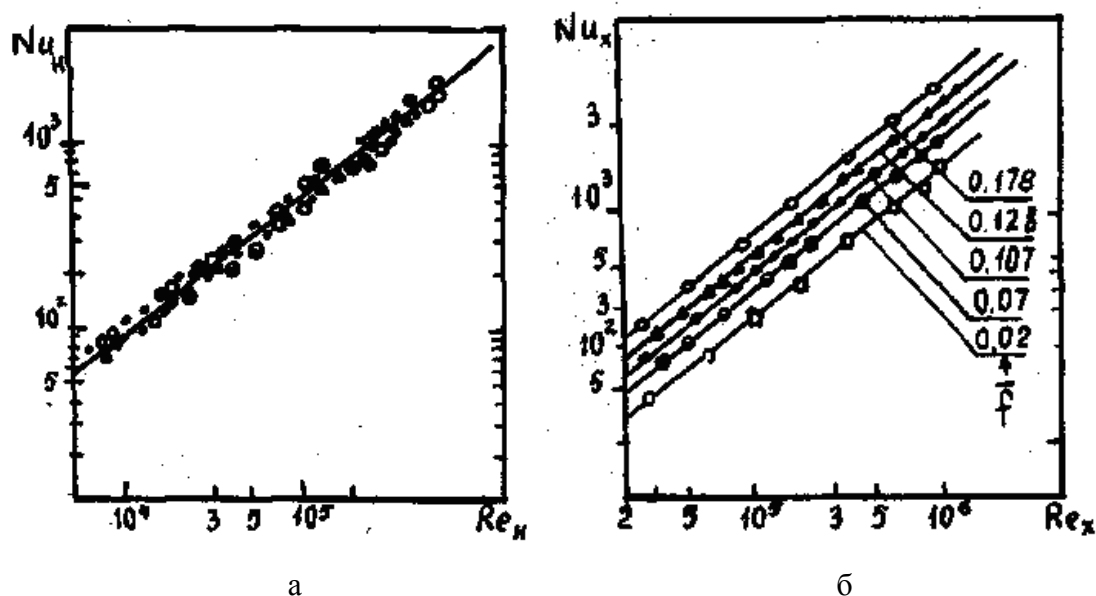


Рисунок 1.5. Местная теплоотдача на входной кромке турбинной лопатки: *а* – в лобовой точке; *б* – на участке последствия по данным работы [59]

В работе [59] лобовая точка и нижерасположенная за ней поверхность (в пределах участка радиусного обвода лопатки) представляются разными уравнениями подобия. Связано это с тем, что в первом случае при обработке опытных данных используется скорость, рассчитанная по полному расходу охладителя, поступающего из отверстий дефлектора, а в качестве

характерного линейного размера принята высота канала H . Во втором же случае используется скорость, рассчитанная по той части расхода охладителя, которая поступает после разворота струй в щелевой охлаждающий канал, а за характерный линейный размер принята продольная координата x , отсчитываемая от лобовой точки вниз по потоку.

Исследования проводились при следующих значениях безразмерных параметров: шаг продольного размещения струй $\bar{t} = t/d = 1,4 \div 6,4$, параметр $H/R = 0,2 \div 4,3$, удаленность душирующих отверстий $\bar{H} = H/d = 0,3 \div 13$, протяженность охлаждаемой поверхности $\bar{x} = x/s_c = 3 \div 120$, плотность поперечного загромождения полости входной кромки струями $\bar{f} = f/2 \cdot Rt = 0,02 \div 0,05$.

Исследования проводились при $Re_s = 5 \cdot 10^3 \div 1,2 \cdot 10^5$, $Re_x = \bar{x} Re_s = 2 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^7$.

Осредненный теплообмен на входной кромке аппроксимируется выражением:

$$Nu_s = 0,235 \cdot Pr^{0,4} \bar{f}^{0,375} (x/s_c)^{-0,25} Re_s^{0,75}. \quad (1.2)$$

Локальный теплообмен в лобовой точке описывается уравнением:

$$Nu_s = 0,104 \cdot Pr^{0,4} (H/s_c)^{-0,25} Re_s^{0,75}. \quad (1.3)$$

Заметное влияние на условия течения системы импактных круглых струй в вогнутой полости может оказывать шаг струй. При уменьшении шага струй характер распространения круглых струй приближается к таковому для плоской струи [52]. Данные по учету влияния шага струй на теплоотдачу приводятся в [59].

Гидродинамика и теплообмен при многорядном струйном обдуве теплообменной поверхности приведен в работах [18, 37, 44, 49, 50, 52, 64, 65, 80, 81, 100, 103, 104, 108, 110, 116, 125, 126, 133, 134].

В работах [64, 65, 81] рассмотрено изменение скорости как в процессе смешения отдельных струй, так и в образованном в результате этого смешения однородном потоке. Анализ распределений скорости показал, что с

достаточной для практики точностью ($\pm 12\%$) течение можно считать автомодельным по числу Рейнольдса $Re = u_{cp} d / \nu$ при $Re > 10^3$. На рисунке 1.6 представлена картина развития системы импактных струй и типичные профили осевой скорости [44].

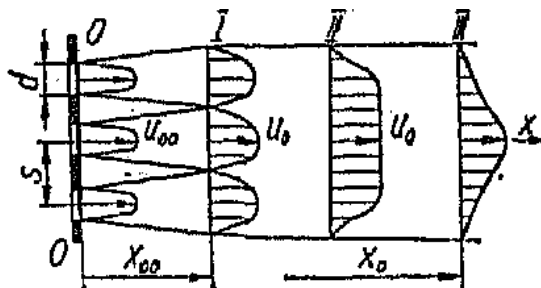


Рисунок 1.6 – Типичные профили осевой скорости системы импактных струй

Интенсивная эжекция окружающего воздуха приводит к резкому падению скорости единичных струй на незначительном удалении от душирующей пластины, причем с увеличением относительного шага перфорации (душирующих отверстий) доля присоединенного расхода существенно возрастает, а значение скорости на полке u_0 снижается. Величина относительного шага единичных струй определяет также и характер развития течения после их смешения и образования единой струи. Так, при $s/d < 2$ пилообразный поперечный профиль скорости в зоне слияния единичных струй постепенно выравнивается (делается плоским) и становится аналогичным поперечному профилю для начального участка затопленной струи. На протяжении упомянутой полки происходит как бы размыв вновь образованной струи. При $s/d > 3$ интенсивный подсос тормозит центральные струи в большей степени, чем периферийные — образуется седловидный поперечный профиль скорости; далее центральная часть потока ускоряется, находясь в спутном потоке повышенной скорости, и профиль выравнивается. Это подтверждается также исследованиями [49, 52], выявившими микроструктурные явления в системе импактных струй.

В работе [110] исследовалась локальная теплоотдача в системах импактных струй с редким расположением струй ($s/d = 10 \div 15$), при расстояниях $h/d = 1 \div 15$ уровни и распределения локальных коэффициентов

теплоотдачи практически совпадают с таковыми для одиночной импактной струи, истекающей из центрального отверстия той же перфорированной пластины при заглушённых остальных.

Экспериментальное исследование изменения локальных коэффициентов теплоотдачи в направлении выхода отработанного потока в многорядной системе импактных струй проведено в ИТТФ АН УССР [50, 51], а также [37, 80]. Эксперименты показали, что значения коэффициентов теплоотдачи для всех исследованных случаев уменьшаются в направлении отработанного потока. Последнее связано с нарастанием экранирующего воздействия сносящего потока, которое было отмечено и в наших экспериментах (глава 4 диссертации).

В работах [37, 104, 108] наблюдался также некоторый рост α с уменьшением диаметра отверстий, особенно заметный при сравнении с фиксированными значениями s/d и h/d . Например, коэффициент теплоотдачи α увеличивался на 10—15% при уменьшении диаметра отверстий в 2 раза и при соответствующем увеличении числа отверстий в 4 раза для той же поверхности. Это явление свидетельствует об улучшении процесса теплопереноса с ростом числа центров, в которых этот процесс протекает наиболее интенсивно.

На рисунке 1.7 [44] представлены количественные сопоставления результатов различных исследователей по среднему теплообмену в системах импактных струй. Для этой цели было использовано девять источников [37, 50, 103, 104, 108, 116, 125, 126, 133]. Что касается выбора схемы расположения струйных отверстий, то следует иметь в виду, что в системах с шахматным расположением струй сносящий поток вызывает более сильное размытие струй по сравнению с их коридорным расположением [100]. Это, в свою очередь, ведет к снижению эффективности теплоотдачи. Впрочем, для некоторых струйных систем с шахматным расположением струй это частично преодолено [134].

Отметим, что нами проводились исследования при коридорном расположении душирующих отверстий в дефлекторной пластине.

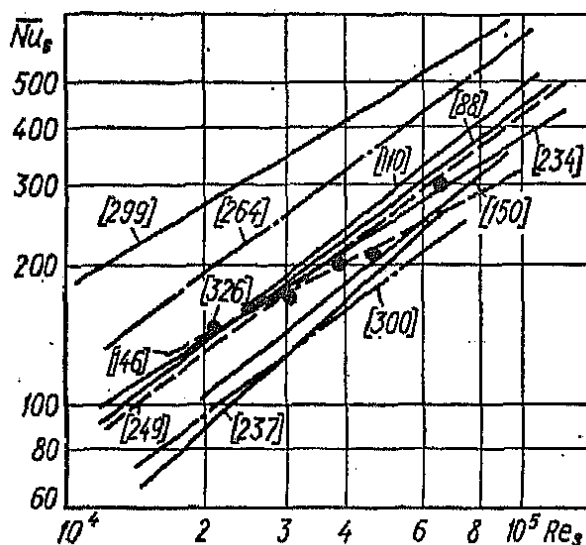


Рисунок 1.7 - Сравнение экспериментальных данных по среднему теплообмену в многорядной системе круглых импактных струй при $s/d=6,34$, $h/d = 3,92$. Нумерация источников соответствует их нумерации в [44].

В работе [18] было проведено численное моделирование экспериментов [К-Т] при помощи расчетного комплекса ANSYS CFX (в расчете использовались k-ε-модель турбулентности, показавшая наибольшую точность расчета, и SST-модели). Результаты численного моделирования совпадают с результатами [37] с точностью до 7% по числу Nu. Был даже получен аналогичный «перелом» обобщающей линии $Nu/Pr^{1/3}(Re)$ при $Re=3000...4000$. Кроме этого, было подтверждено уменьшение локального коэффициента теплоотдачи в критических точках струй в каждом последующем ряду струй в связи со все более усиливающимся «сносящим» эффектом возрастающего от ряда к ряду тангенциального потока.

В работах [90, 99, 115] были проведены исследования интенсификации струйного охлаждения при помощи полусферических выемок.

Авторы работы [90] выполнили сравнительное исследование теплоотдачи при струйном охлаждении гладкой поверхности и поверхности с полусферическими выемками. Поток воздуха обтекал перфорированную пластину тангенциально вдоль внешней перфорированной поверхности. Проходя систему отверстий в этой пластине, оси которых располагались по

нормали к охлаждаемой поверхности, поток приобретал струйный характер. Диаметр отверстий в дефлекторной пластине был равен диаметру в плане полусферических выемок. Выемки имели относительную глубину $h/d=0,5$. Числа Рейнольдса Re_d , рассчитанные по диаметру отверстий в дефлекторной пластине, изменялись в диапазоне 5000...18000.

Как следует из цитируемой работы, струи воздуха направлялись непосредственно в полюсную область выемок. Были исследованы два варианта плотности их расположения на охлаждаемой поверхности и три различных варианты отвода отработанного воздуха из опытного участка относительно направления подвода воздуха к перфорированной пластине (спутный, противоточный и двухсторонний).

Результаты экспериментов, опубликованные в работе [90] и представленные на рисунке 1.8, показали, что при натекании системы струй на поверхность с полусферическими выемками теплоотдача без учета площади выемок примерно такая же, как и без выемок. Распределение местных коэффициентов теплоотдачи имеет синусоидальный характер.

Вследствие этого авторы цитируемой работы полагают, что интенсифицирующий эффект выемок в исследуемом случае возникает только за счет учета неодинаковой суммарной площади теплообмена между гладкой поверхностью и поверхностью с выемками. Они считают, что натекающие на поверхность выемки струи воздуха разрушают нестационарные вихревые структуры в полости выемки. Увеличение плотности расположения выемок, как и при тангенциальном их обтекании, увеличивает теплоотдачу около поверхности по сравнению с гладкой поверхностью.

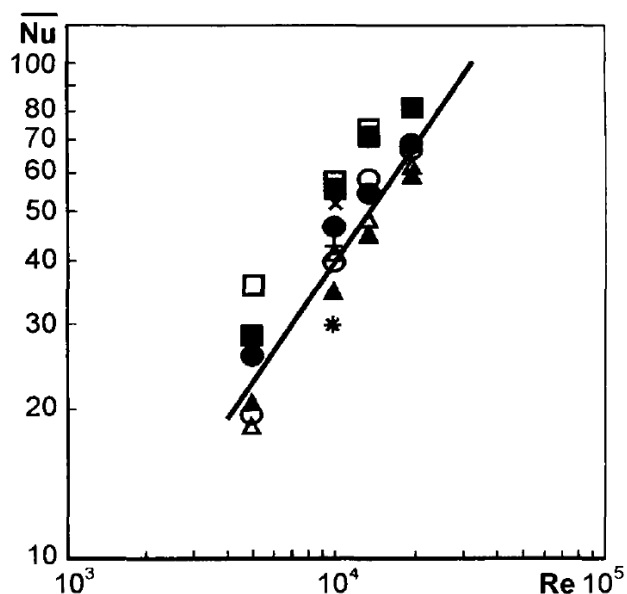


Рисунок 1.8 - Средняя теплоотдача при струйном охлаждении исходно гладкой поверхности и поверхности с выемками (светлые символы - данные для плоской поверхности, темные символы - данные [90])

В работе [99] натекание струй воздуха происходило как на полюсную область выемки, так и на исходно гладкие участки поверхности. Исследования проводились с выемками двух значений относительной плотности: $f=0,25$ и $f=0,125$. В экспериментальном участке выемки располагались в двенадцать рядов по четыре в каждом. Относительная высота охлаждаемого канала $H/d=3$, а относительный шаг отверстий в дефлекторной пластине $t/d=4$. Опытные данные по теплоотдаче получены в диапазоне изменения чисел Рейнольдса Re_d от 4800 до 14800.

Результаты исследований, опубликованные в этой работе, показали, что при натекании струй в полюсные области выемок теплоотдача немного превышает вариант струйного обдува участков исходно гладкой поверхности. Кроме этого, получено, что струйный обдув глубоких выемок демонстрирует более высокую теплоотдачу, нежели обдув менее глубоких их вариантов.

Опытные данные, опубликованные в работе [115], получены в диапазоне изменения чисел Рейнольдса Re_d от 5000 до 11500 при изменении относительной высоты канала H/d от 2 до 12. Относительная глубина выемок на охлаждаемой поверхности h/d составляла 0,15, 0,25 и 0,29, а относительный шаг отверстий в дефлекторной пластине $t/d=4$.

Как и в работе [90], поток воздуха обтекал перфорированную пластину тангенциально вдоль внешней поверхности. А направление отработанного воздуха было реализовано в трех вариантах: спутное, противоточное и двухстороннее. В цитируемой работе струи воздуха направлялись как в полюсные области выемок, так и на участки исходно гладкой поверхности.

Авторами цитируемой работы показано, что увеличение относительной глубины выемок способствует более высокой теплоотдаче в них, превышающей теплоотдачу на участках исходно гладкой поверхности. Кроме этого получено, что в стесненном канале (при $H/d=2$) теплоотдача более высокая, чем при $H/d>8$. Большая высота охлаждающего канала, как считают авторы, уменьшает теплоотдачу на охлаждаемой поверхности по причине более низкой кинетической энергии струйного потока, взаимодействующего с охлаждаемой поверхностью.

1.2 Теплообмен и гидродинамика потоков при тангенциальном обтекании сферических выступов

В теплообменном оборудовании и каналах систем охлаждения газотурбинных двигателей широко применяют пристенную интенсификацию теплообмена [6, 8, 15, 16, 20, 23, 24, 26, 27, 30, 31, 34, 35, 42, 43, 45, 46, 48, 82, 118]. Первые исследования теплообменных поверхностей со сферическими выступами были проведены еще в 60-х годах прошлого века. Эксперименты проводились со щелевыми каналами прямоугольной формы, состоящими из пакета стальных пластин с отштампованными на них сферическими выступами. Пластины собирались таким образом, что на одной стороне канала были выступы, а на другой – выемки. Причем вершины выступов опирались на поверхность противоположной стенки между выемками, что повышало жесткость конструкции (рисунок 1.9).

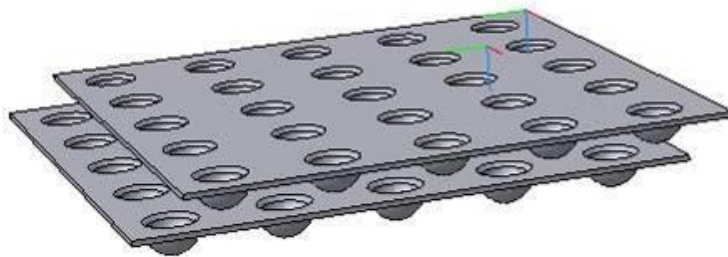


Рисунок 1.9 - Схема канала с выступами и выемками [86]

Размеры канала составляли $2,5 \times 145 \times 475$ мм, диаметр основания выступа был 6,5 мм, а относительная высота выступа – 0,38. Расположение выступов – коридорное и шахматное. При этом относительный продольный шаг составлял 4,62 и 3,08, а поперечный – 1,54.

Исследования проводились в диапазоне чисел Re от 1000 до 16500. В результате было получено, что турбулизация потока выступами приводит к увеличению теплоотдачи, но этот эффект зависит от числа Рейнольдса. Так, при числах Re от 1000 до 2300 наблюдалось увеличение теплоотдачи более чем в два раза, что объясняется переходом ламинарного течения в турбулентное. При более высоких значениях числа Re интенсификация теплообмена менее значительна и составляет порядка 1,65 раза.

В работе [107] рассмотрены каналы со сферическими выступами, расположенными в вершинах равнобедренного треугольника со сторонами 15, 15 и 12,99 мм (рисунок 1.10). Высота выступа 3,75 мм, диаметр основания 12,99 мм, тогда относительная высота выступа составляла 0,3. Высота канала 15 мм, выступы расположены на обеих его сторонах оппозитно друг другу (рисунок 1.11).

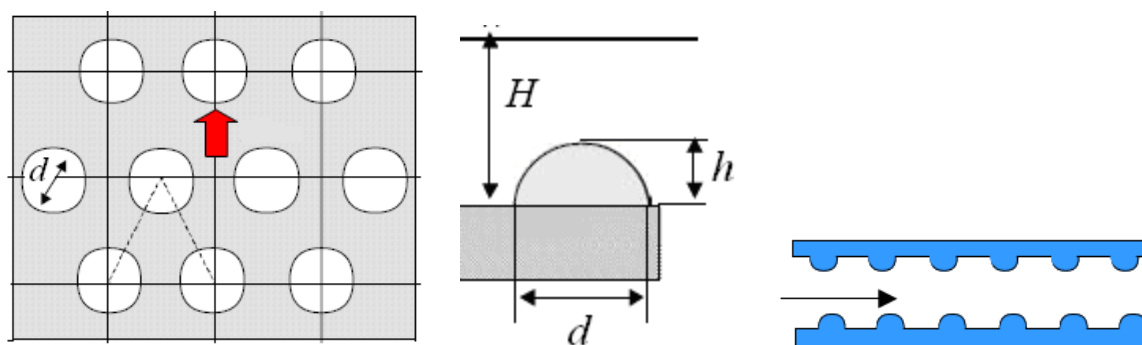


Рисунок 1.10 - Схема исследованной поверхности со сферическими выступами [107]

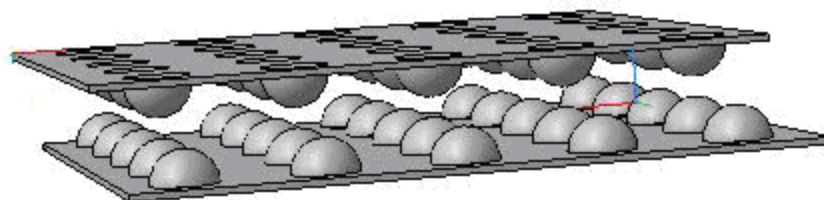


Рисунок 1.11 - Схема теплообменного канала с двухсторонним расположением сферических выступов [107]

Теплоотдача исследовалась с помощью термочувствительных жидких кристаллов, наносимых на поверхность. Полученное распределение теплоотдачи представлено на рисунке 1.12. Для ее объяснения авторы приводят следующую схему обтекания выступа (рисунок 1.13): основной поток натекает на лобовую часть выступа и обтекает его с образованием подковообразного вихря. С тыльной стороны выступа формируется застойная зона.

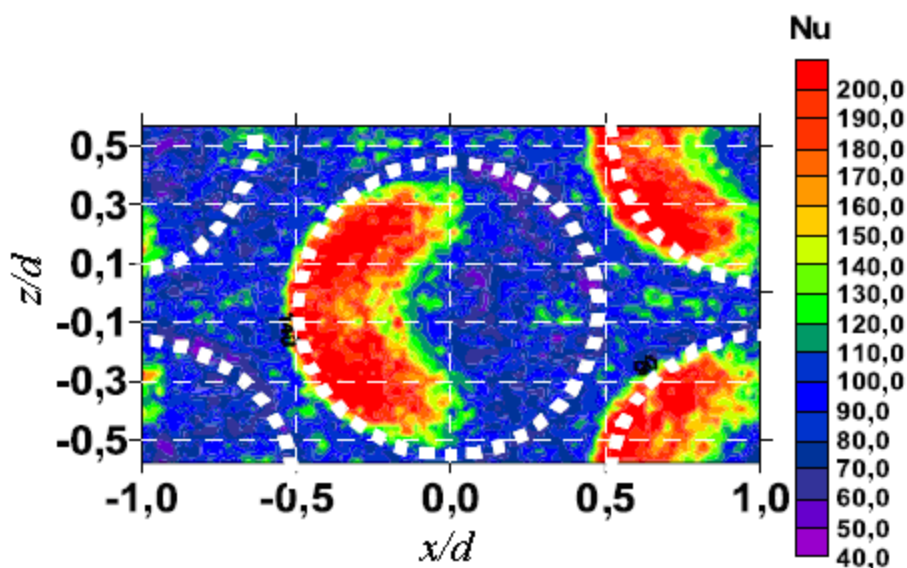


Рисунок 1.12 - Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи на выступе и в следе за ним [107] при $Re = 10^5$



Рисунок 1.13 - Схема обтекания сферического выступа [107]

В системе сферических выступов структура течения усложняется взаимодействием потоков, обтекающих соседние выступы, и зависит от плотности их расположения, высоты выступов и канала.

Максимальная теплоотдача наблюдается в лобовой части выступа, что объясняется натеканием потока с минимальной толщиной пограничного слоя и наличием вихреобразных структур, образованных вышестоящими выступами. Минимум теплоотдачи расположен в тыльной части выступа и на поверхности за ним вследствие образования застойной зоны.

Более подробное распределение коэффициентов теплоотдачи в продольном и поперечном сечениях приведено на рисунке 1.14. Локальные максимумы на графике распределения теплоотдачи в поперечном сечении выступа объясняются влиянием подковообразного вихря.

Отметим, что график рисунка 1.14,б использован нами для сопоставления с нашими данными в тестовых экспериментах.

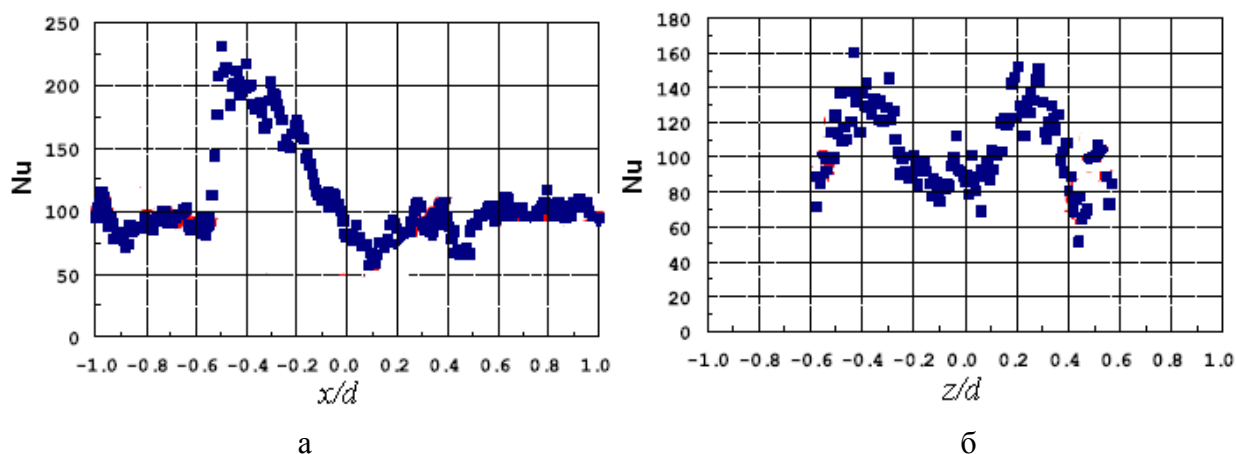


Рисунок 1.14 - Распределение локальных коэффициентов теплоотдачи в продольном (а) и поперечном (б) сечениях полусферического выступа [107]

Интенсификация средней теплоотдачи в канале со сферическими выступами в работе [107] составляет приблизительно 3,7 раза по сравнению с гладким каналом. При этом коэффициент гидравлического сопротивления увеличился в 20 раз.

Теплоотдача на выступах при течении в трубах исследовалась в работе [22]. Длина труб составляла 2 м, наружный диаметр - 40 мм, толщина стенки - 1,5 мм. На внутренней поверхности труб шахматно располагались сферические выступы диаметром основания 4 мм и высотой 0,5...0,6 мм. Эксперименты проводились в интервале чисел $Re = (1,5...8) \cdot 10^4$.

Опытные данные по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению представлены на рисунке 1.15. Из сопоставления этих графиков следует, что теплоотдача увеличилась, по сравнению с гладкой трубой, примерно в 1,5 раза, а сопротивление – лишь на 10-15%.

По данным [33] замена шахматного расположения сферических выступов на коридорное приводит к уменьшению коэффициентов гидравлического сопротивления и теплоотдачи.

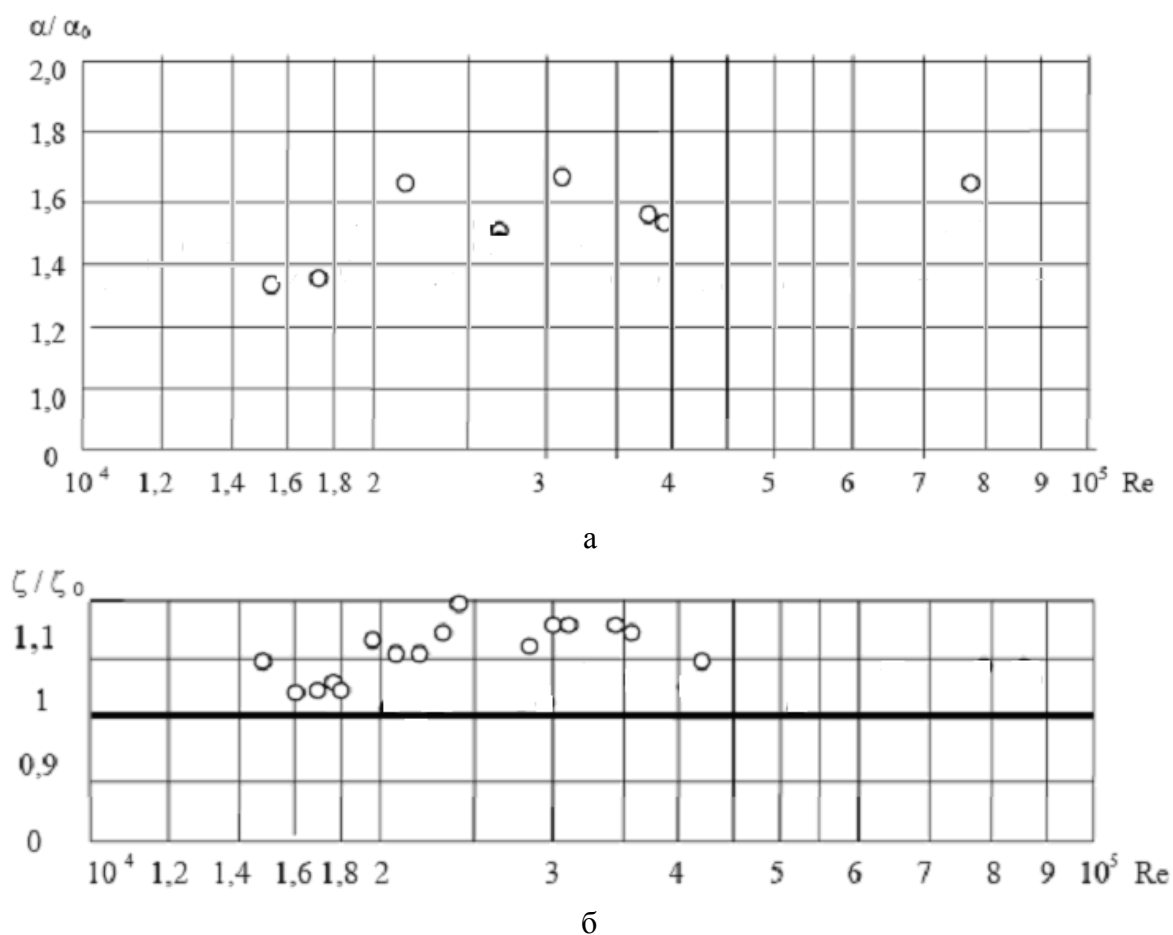


Рисунок 1.15 - Экспериментальные данные [22]: а – теплоотдача; б – гидравлическое сопротивление

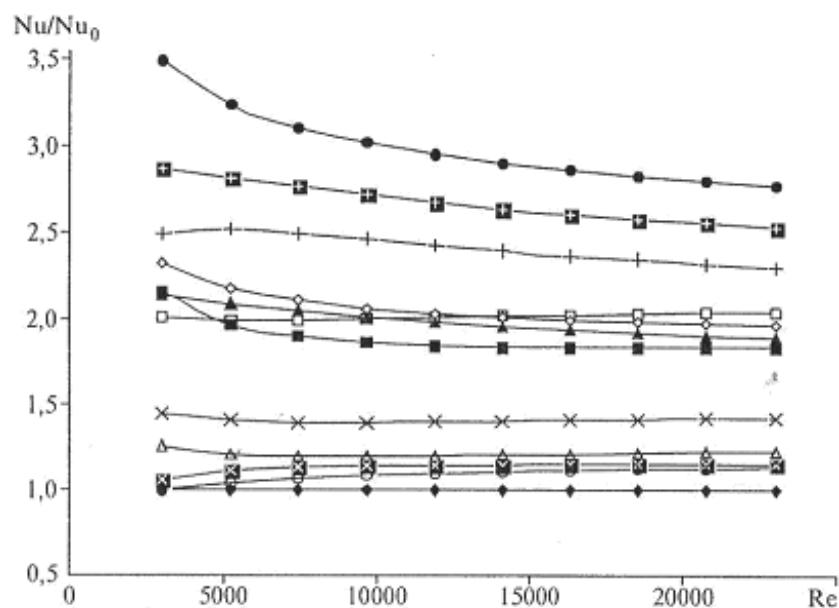


Рисунок 1.16 - Изменение теплоотдачи в трубах с выступами по данным [86]

На рисунке 1.16 представлена зависимость $Nu_D = f(Re_D)$ для плоского канала при двухстороннем расположении сферических выступов, полученная в работе [86]. Числа Nu_D и Re_D рассчитывались по гидравлическому диаметру канала.

Проведенное в монографии [21] экспериментальное исследование теплоотдачи выполнялось при следующих значениях параметров: $h_{сф}/d_{сф}=0,21\div0,5$; $h_{сф}/H_k=0,125\div0,5$; $H_k/d_{сф}=0,7\div1,68$.

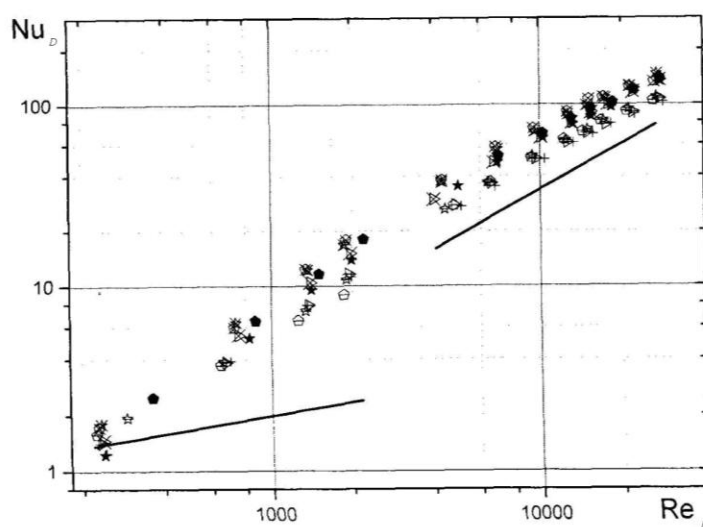


Рисунок 1.17 - Теплоотдача в каналах со сферическими выступами: линии — — расчет для гладкого канала; $\times, +, \bullet, \star, \triangleright$ — результаты опытов [21] для канала со сферическими выступами

При этих числах Рейнольдса интенсификация теплообмена велика из-за меньшего наклона “ламинарной” линии $Nu_D=f(Re_D)$ по сравнению с «турбулентной». Если же сопоставлять эти опытные результаты с линией, характеризующей турбулентный режим течения, то интенсивность теплоотдачи возрастет только в 2...2,5 раза. Эта тенденция сохраняется на всем протяжении турбулентного режима течения, где при $h_{сф}/d_{сф}=0,3$ теплоотдача возрастает во столько же раз.

Отметим, что значения ξ возрастают в идентичных условиях на 10...20% более интенсивно, чем коэффициенты теплоотдачи. Этот факт был установлен во всем исследованном диапазоне изменения геометрических и режимных параметров.

На рисунке 1.18 представлены опытные данные [21] по интенсификации теплоотдачи сферическими выступами в виде зависимости $Nu_h=f(Re_h)$, где числа подобия рассчитывались по высоте выступа $h_{сф}$, а в качестве определяющей температуры использовалась средняя по длине канала температура воздуха $T_{ср}$.

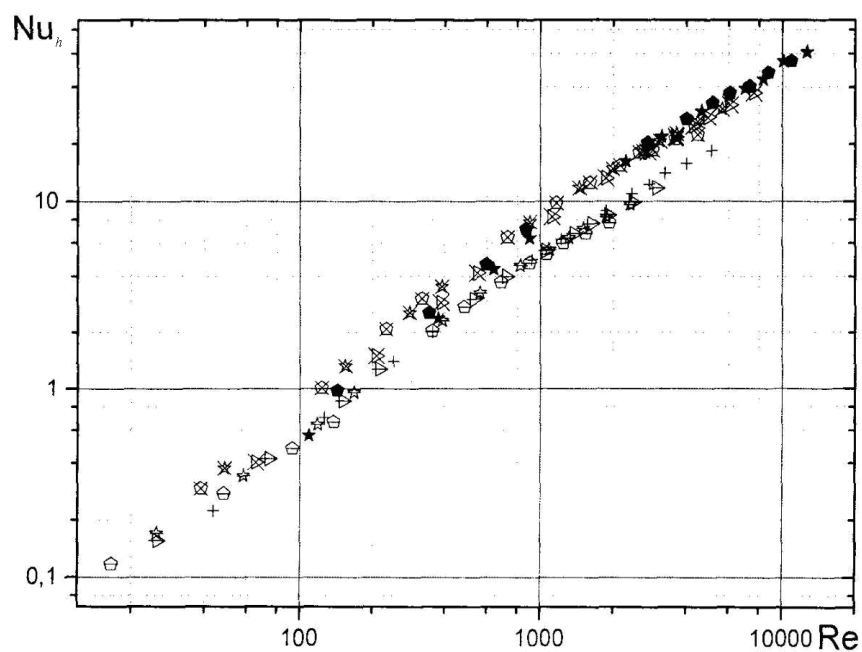


Рисунок 1.18 - Теплоотдача на переходном режиме течения: $\times, +, \bullet, \star, \triangleright$ – результаты опытов [21] для канала со сферическими выступами

Приведенные на рисунке 1.18 результаты экспериментов цитируемой работы по исследованию турбулентного обтекания поверхности со сферическими выступами показывают, что во всем диапазоне изменения режимных и конструктивных параметров теплоотдача характеризуется показателем степени m при числе Re_h , равном 0,75. Как видно, показатель степени при числе Рейнольдса принимает промежуточные значения между $m=0,8$ (гладкий канал) и $m=0,6$ (пучок поперечно обтекаемых труб или цилиндров).

Авторы цитируемой работы установили, что с увеличением $h_{сф}/d_{сф}$ от 0,21 до 0,5 теплоотдача по сравнению с турбулентным течением в гладком канале увеличивается в $1,5 \div 2$ раза.

Обобщение опытных данных [21] при турбулентном течении позволило получить авторам уравнение подобия, справедливое в следующем диапазоне изменения режимных и конструктивных параметров: $Re_h=530 \div 16000$; $h_{сф}/d_{сф}=0,21 \div 0,5$; $H_k/d_{сф}=0,7 \div 1,68$:

$$Nu_h = 0,075 Re_h^{0,75} \left(h_{сф}/d_{сф} \right)^{0,527}. \quad (1.4)$$

Рассмотрим энергоэффективность интенсификации теплообмена поперечными и сферическими выступами.

Как видно из рисунка 1.19, увеличение теплоотдачи может достигнуть 2...2,6 при возрастании $\xi/\xi_{гл}$ до восьми раз.

Сравнительный анализ энергетической эффективности интенсификации теплообмена был выполнен в монографии [21] с помощью параметра М.В.Кирпичева [31, 56], модернизированного В.И.Антуфьевым:

$$E' = \alpha/NF, \quad (1.5)$$

где α – коэффициент теплоотдачи; N – мощность на прокачку теплоносителя; F – площадь поверхности теплообмена.

Выполненное сопоставление результатов исследований показало, что сферические выступы дают более высокий прирост теплоотдачи при прочих равных условиях. Однако выступы имеют и опережающий прирост гидравлического сопротивления. Оба эффекта связаны, по-видимому, с тем, что сферические выступы по сравнению с выемками или, к примеру, поперечными (кольцевыми) выступами, имеющими оптимальный шаг $t/h \approx 10$, более интенсивно загромождают проточную часть канала. В то же время, они генерируют крупномасштабные вихревые структуры, которые увеличивают с одной стороны гидравлическое сопротивление канала, а с другой – конвективный теплообмен между потоком и обтекаемой поверхностью.

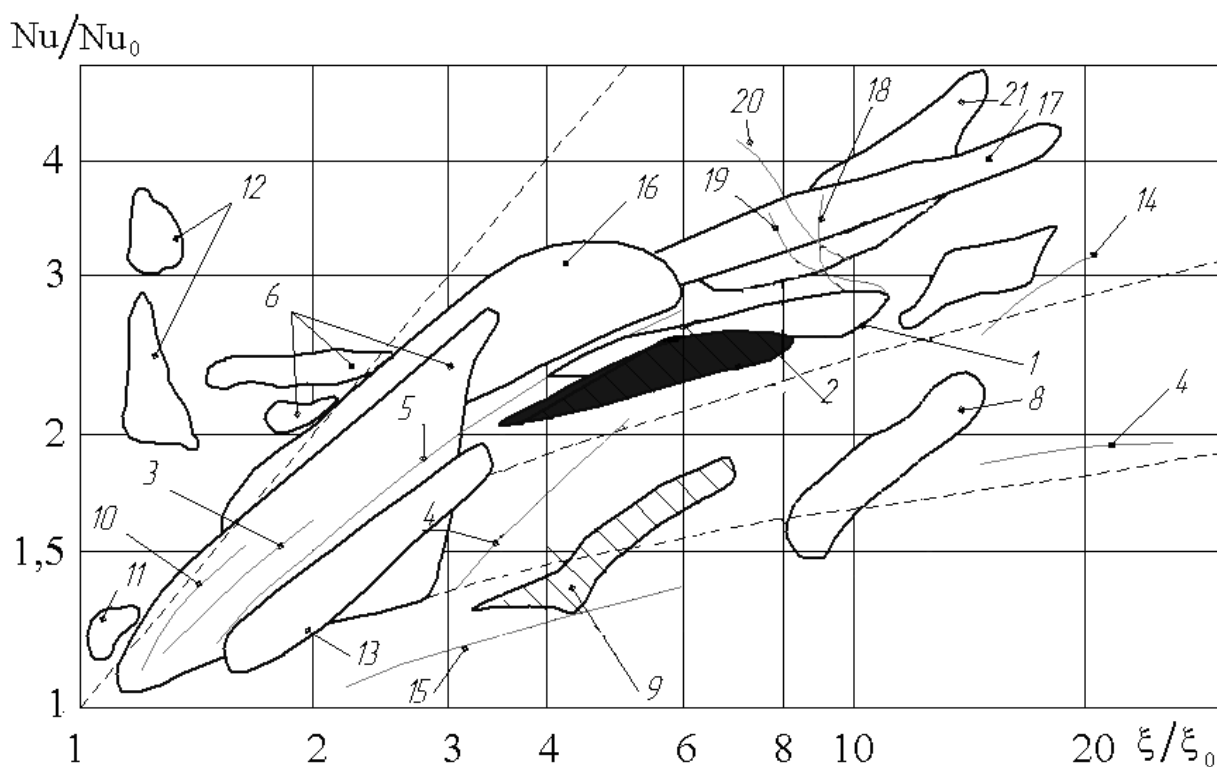


Рисунок 1.19 - Энергетическая эффективность различных способов интенсификации теплообмена: 1 – внутреннее кольцевое оребрение; 2 – сферические выступы на плоской поверхности; 3 – скрученные ленты; 4 – цилиндрические штырьки; 5 – вихревая матрица; 6 – сферические углубления; 7 – спиральные канавки; 8 – выступы-выемки; 9 – внутренние канавки; 10 – винтовые трубы; 11 – риблеты; сферические углубления (кипение); 13 – каналы переменного сечения; 14 – зигзагообразные каналы; 15 – криволинейные каналы; 16 – овальные скрученные трубы; 17 – закрученное течение; 18,19,20 – сплошные и разрезные ребра; 21 – циклонное охлаждение [78]

1.3 Теплообмен и гидродинамика потоков при тангенциальном обтекании сферических выемок

Обтекание сферических выемок с относительной глубиной $h/d > 0,1 \dots 0,2$ происходит в условиях развитого отрыва потока (рисунок 1.20). Результаты исследований по изучению структуры течений в выемках, опубликованные в работах [16, 24, 38, 39, 40, 41, 69], показали, что в выемке возникают рециркуляционные течения и нестационарные крупномасштабные вихревые структуры.

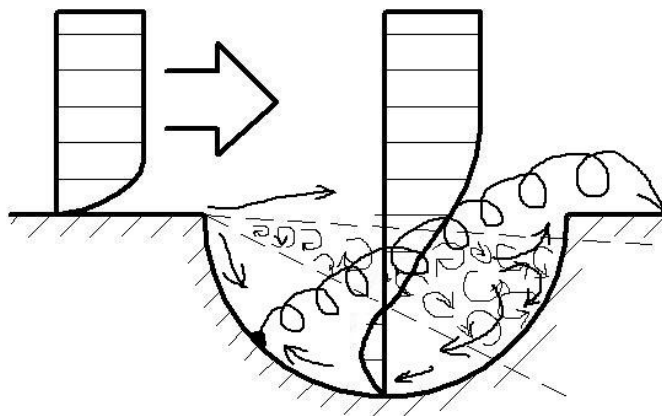


Рисунок 1.20 - Схема обтекания полусферической выемки отрывного типа

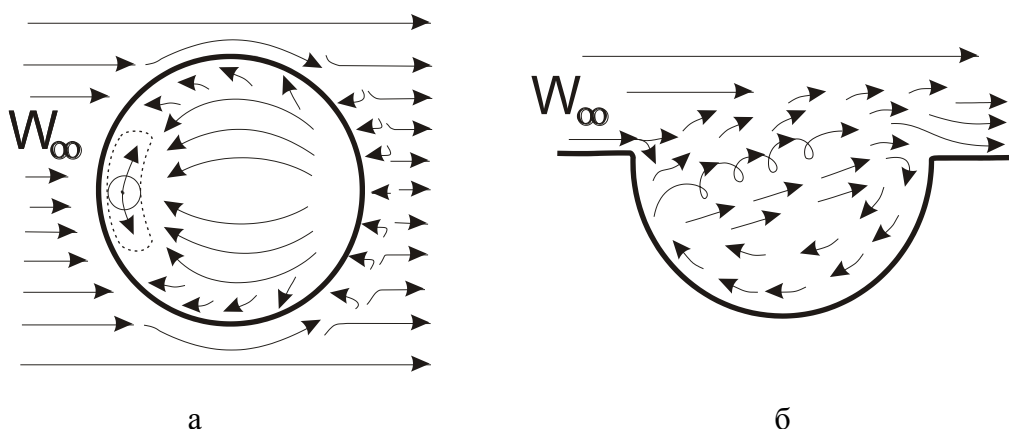


Рисунок 1.21 - Схема течения в полусферической выемке [38]

Подробное исследование гидродинамики в единичной полусферической выемке выполнили В.С.Кесарев, А.П.Козлов [38]. Как установлено, эпицентр вихря перемещается из левой половины полусферы в

правую и обратно (рисунок 1.21, *а*). При этом время пребывания эпицентра в обеих половинах полусферы значительно превышает время его перемещения из одной половины полусферы в другую. Были определены координаты точек, где эпицентры этих вихрей существуют во времени дискретно. Эти точки расположены под углом $+45^\circ$ и -45° по отношению к продольной плоскости симметрии выемки. Эпицентры вихрей находятся на расстоянии $(0,25...0,30)h$ от донной (полюсной) точки выемки. Авторами показано также, что осредненная скорость возвратного течения составляет примерно $0,4W_\infty$.

Выходящий из полусферической выемки вихрь образует газодинамическое тело в виде сферического сегмента (рисунок 1.21, *б*). Циркуляционное течение в выемке образует замкнутый контур. В результате этого часть поступающего в выемку потока возвращается снова в выемку, а часть выносится во внешнее течение смерчеобразной вихревой структурой (рисунок 1.20).

Авторы работ [39-41] считают, что причиной образования крупномасштабных смерчеобразных вихревых структур в отрывных выемках является неустойчивость образующегося на вогнутой поверхности выемки пограничного слоя. Активное воздействие центробежных массовых сил приводит к образованию микровихрей Тэйлора-Гертлера, которые провоцируют дискретно возникающие в выемке смерчеобразные структуры.

Подробные визуализационные эксперименты [120] показали, что в сферических выемках отрывного типа существует три пары крупномасштабных вихревых структур, центральная из которых наиболее мощная (рисунок 1.22).

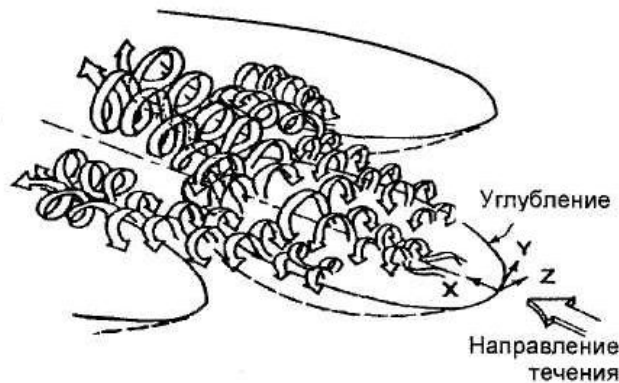


Рисунок 1.22 - Осредненная по времени картина вихревых структур около сферической выемки в 10-м ряду, $Re_D=2500$, $H/D=0,5$ [120]

По данным работы [77] делается вывод о том, что основной причиной интенсификации теплообмена на плоских участках поверхности между выемками являются эти крупномасштабные самоорганизующиеся вихревые структуры, выходящие из выемок и присоединяющиеся к поверхности за выемкой.

Конвективный теплообмен в полости сферической выемки отрывного типа во многом определяется крупномасштабными пульсациями [60], направленными от внешнего потока к стенке. Вследствие этого крупные массы потока переносятся из ядра потока к обтекаемой поверхности и обратно, стимулируя конвективный теплоперенос. По данным [36], пристенная интенсификация теплообмена должна осуществляться в относительно тонком слое около стенки, граница которого определяется безразмерной координатой $y^+ \approx 30 \dots 60$. Только в этом случае дополнительные затраты энергии на интенсификацию теплопереноса потока будут соизмеримы с приростом теплоотдачи.

Рассмотрим, какие значения констант A и m для уравнения $Nu = A Re^m$ были получены различными авторами для средней теплоотдачи в сферических выемках.

Так, по данным [1] показатель степени m равен 1,07. Из результатов опытных исследований Ю.Ф. Гортышова и др. [19] в каналах с односторонним расположением выемок $m=0,8$, а с двухсторонним – $m=0,76$.

По публикациям [3, 5, 9, 39, 40, 41] имеет место зависимость со стандартным показателем степени для турбулентного пограничного слоя, а в работе [66]:

$$Nu = 0,061 Re^{0,74}, \quad (1.6)$$

где $f=0,78$, $h/d=0,1$, $H/d=0,33...1$.

Авторами работы [76] получено, что наклон линии $Nu=f(Re)$ при $Re > 7 \cdot 10^3$ примерно соответствует турбулентному режиму течения в стандартных условиях, а для $Re > 7 \cdot 10^3$ опытное уравнение подобия имеет вид:

$$Nu = 0,04 Re^{0,8} Pr^{0,4}. \quad (1.7)$$

При $Re = 3 \cdot 10^3 ... 7 \cdot 10^3$:

$$Nu = 0,0068 Re Pr^{0,4}. \quad (1.8)$$

Отсюда следует, что подавляющее большинство данных по результатам исследований теплоотдачи в каналах со сферическими выемками аппроксимируется зависимостью типа $Nu = A Re^m$. Этот результат подтвержден как для отрывных, так и для безотрывных выемок.

В работах [19,20] опубликованы результаты обширных исследований влияния h/d и H/d на теплоотдачу для одностороннего и двухстороннего расположения выемок с острыми и скругленными кромками. Авторы исследовали стесненные каналы ($H/d \leq 0,4$) с односторонним подводом теплоты и относительной плотностью расположения выемок $f=0,69$.

Четырех-, а кое-где и почти шестикратная интенсификация теплообмена, полученная этими авторами при $h/d=0,3...0,5$ для двухстороннего рельефа выемок со скругленными и острыми кромками, требует подтверждения. Кроме этих авторов, двух-, пятикратное увеличение теплоотдачи получили ранее [37, 39-41] на пучке труб, обтекаемых водой.

Отсюда следует, что независимо от того, скруглены кромки или нет, влияние относительной глубины выемок на среднюю теплоотдачу в сопоставимых условиях одинаково. Было получено также, что скругление кромок для $h/d=0,5$ приводит к снижению коэффициента гидравлического сопротивления примерно на 20...30 и к снижению коэффициента теплоотдачи примерно на 10...15%.

На рисунке 1.23 приведено обобщение результатов исследований различных авторов для безотрывных выемок. На этом рисунке нанесены лишь данные, полученные при $h/d < 0,2$ в условиях, когда относительная высота канала H/d практически не влияет на интенсификацию теплоотдачи, т.е. при $H/d > 0,7$.

По данным работы [5], в коридорном пучке трубок со сферическими выемками интенсификация теплообмена имеет место только для первого ряда трубок. Для глубинного ряда небольшая интенсификация теплоотдачи наблюдалась лишь при $Re > 10^4$. В шахматном пучке отмечена интенсификация теплоотдачи по сравнению с гладкими трубками до 20% не только для первого, но и для глубинного пучка.

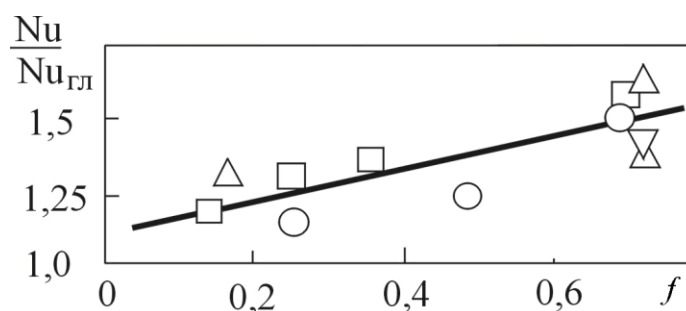


Рисунок 1.23 - Влияние плотности расположения «безотрывных» сферических выемок ($h/d=0,2$) на интенсификацию теплообмена; \circ – $H/d > 10$, $h/d=0,067$ [5]; \triangle – $H/d=0,8$, $h/d=0,1$, [20]; ∇ – $H/d=0,773$, $h/d=0,133$, [39-41]; \square – $H/d=1$, $h/d=0,13$, [59]

По данным работы [5], в коридорном пучке трубок со сферическими выемками интенсификация теплообмена имеет место только для первого ряда трубок. Для глубинного ряда небольшая интенсификация теплоотдачи наблюдалась лишь при $Re > 10^4$. В шахматном пучке отмечена интенсификация теплоотдачи по сравнению с гладкими трубками до 20% не только для первого, но и для глубинного пучка.

На рисунке 1.24 приведены результаты исследований [59] по влиянию геометрических параметров на интенсификацию теплообмена сферическими выемками. Из результатов исследований [76] следует, что сферические выемки интенсифицируют теплоотдачу при $Re=7 \cdot 10^3 \dots 2,2 \cdot 10^4$ примерно на 60...70%, а при $Re=3,5 \cdot 10^3$ – в среднем на 35%.

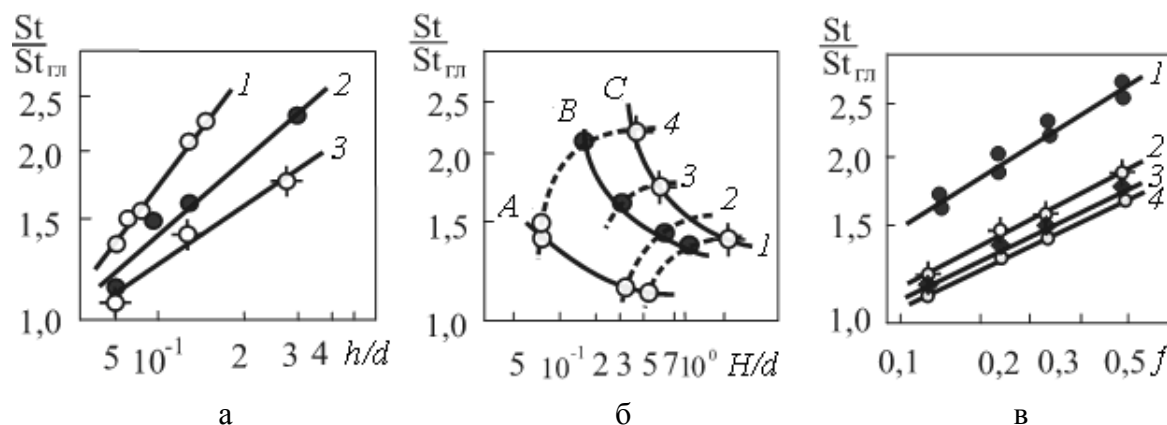
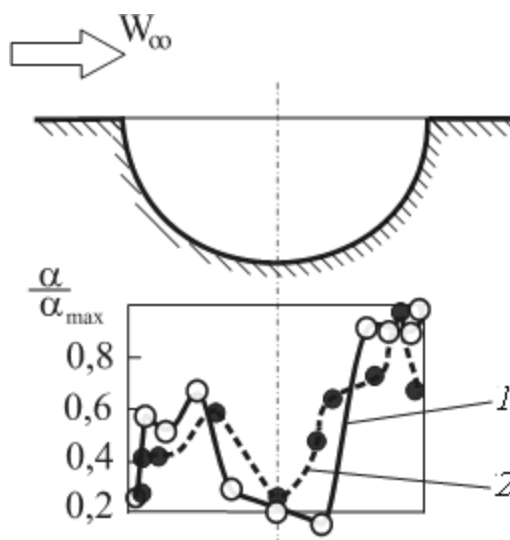


Рисунок 1.24 - Влияние геометрических параметров системы сферических выемок на интенсификацию теплообмена [59]: а – относительной глубины выемок h/d ; $f=0,35$; 1 – $h/d=0,17$; 2 – $h/d=0,33$; 3 – $h/d=0,66$; б – относительной высоты канала H/d ; $f=0,35$; А – $H/d=0,07$; В – $H/d=0,13$; С – $H/d=0,28$; 1 – $h/H=0,13$; 2 – $h/H=0,2$; 3 – $h/H=0,33$; 4 – $h/H=0,8$; в – плотности расположения выемок f : $h/d=0,13$; 1 – $H/d=0,17$; 2 – $H/d=0,33$; 3 – $H/d=0,66$; 4 – $H/d=1$

На рисунке 1.25 показано распределение α/α_{max} в продольной меридиональной плоскости по данным [38] и [87]. Как видно, это распределение неравномерно с минимумом в области донной полюсной точки. Уровень теплоотдачи выше в задней по ходу внешнего потока части полусферы. Этот факт качественно подтвержден и опытами [30]. Средний же уровень теплоотдачи в выемке ниже, чем на исходно гладкой поверхности. Однако с учетом двухкратного превышения площади поверхности полусферической выемки над исходно гладкой поверхностью эффективный коэффициент теплоотдачи возрастает в полтора раза.



Рисунке 1.25 - Распределение местных относительных коэффициентов теплоотдачи в продольном меридиональном сечении полусферической выемки: 1 – данные [38]; 2 – [87]

При обтекании сферической выемки образуется интенсифицирующий эффект за счет обновления пограничного слоя, отрывных явлений и генерации повышенной турбулентности потока. Полученное в работе [6] аналогичное распределение α в меридиональной плоскости для "отрывной" выемки значительно более равномерное, без минимума в области донной полюсной точки и без максимумов вблизи кромок. По-видимому, разница в характере распределения α связана с тем, что приведенные на рис.1.16 данные получены на выемке отрывного типа, где $h/d=0,5$, а в работе [6] – $h/d=0,22$, где отрывные процессы еще только начинают формироваться.

Автор работы [3] предложил обобщающее уравнение для расчета средней теплоотдачи на поверхности со сферическими выемками, учитывающее влияние плотности расположения выемок f в матрице и относительной высоты канала:

$$\Psi_{St} = 1 + 4,4f^{0,8}(H/d_{сф})^{-0,6}. \quad (1.9)$$

Это уравнение пригодно для расчета и проектирования интенсифицируемых сферическими выемками систем охлаждения горячих деталей ГТД и ГТУ.

Опытные данные по исследованию теплогидравлических характеристик каналов со сферическими выемками приведены на рисунке 1.26:

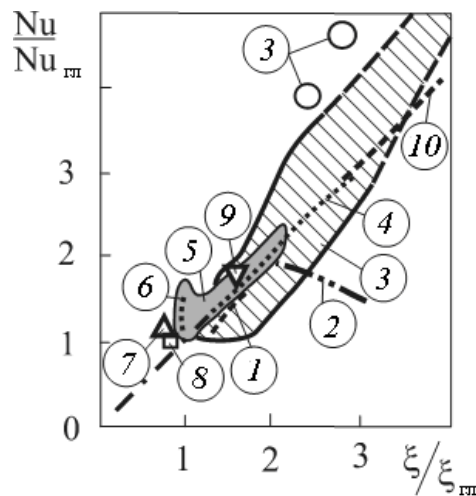


Рисунок 1.26 - Эффективность интенсификации теплообмена сферическими выемками по данным различных авторов: 1 – [1]; 2 – [66]; 3 – [19, 20]; 4 – [39-41]; 5 – [8], коаксиальный канал; 6 – [5]; 7,8 – [8], пучок трубок, расположенных в шахматном и коридорном порядке соответственно; 9 – [76]; 10 – соотношение $(Nu/Nu_{gl})_{Re} = f((\xi/\xi_{gl})_{Re})$

Здесь $h/d=0,07...0,5$; $H/d=0,1...1$; $f=0,16...0,78$; расположение выемок – в шахматном и коридорном порядке; кромки – острые и скругленные. Исследования сопротивления и теплообмена проводились цитируемыми авторами в идентичных условиях.

Как видно, несмотря на значительный разброс опытных данных, в целом выполняется равенство $Nu/Nu_{gl} \approx \xi/\xi_{gl}$.

Исключение составляет область больших значений ξ/ξ_{gl} и Nu/Nu_{gl} , где наблюдается опережающий рост теплоотдачи по сравнению с увеличением коэффициента гидравлического сопротивления. Эти данные [19, 20] получены в стесненных каналах с полусферическими выемками.

Видно, что большинство исследований гидравлического сопротивления и интенсификации теплообмена проведено на безотрывных сферических выемках с $h/d < 0,1...0,2$. Из рисунка 1.27 следует, что основной массив точек, полученных на таких выемках, концентрируется около линии $(Nu/Nu_{gl})_{Re} = (\xi/\xi_{gl})_{Re}$. Количественно и качественно не совпадают с общим массивом данных только результаты исследований [66].

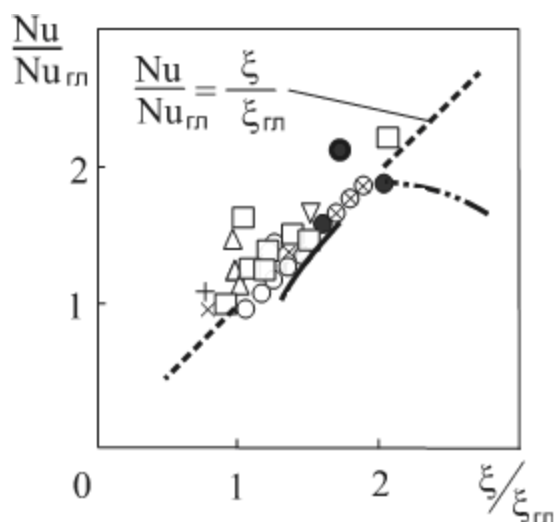


Рисунок 1.27 - Эффективность интенсификации теплообмена сферическими “безотрывными” выемками ($h/d = 0,1 \dots 0,2$): — — [1]; - - - - [66]; \circ – одностороннее расположение выемок со скругленными кромками [19, 20]; \bullet – двухстороннее расположение выемок с острыми кромками [19, 20]; \triangle – [5]; \square – коаксиальный кольцевой канал [8]; $+$ – пучок трубок, расположенных в шахматном порядке [8]; \times – пучок трубок, расположенных в коридорном порядке [8]; \diamond – [59]; ∇ – [76]

Сопоставление опытных данных, представленных на рисунках 1.26 и 1.27, показывает, что безотрывные ($h/d < 0,1 \dots 0,2$) и отрывные сферические выемки в диапазоне изменения h/d от 0,2 до 0,3, несмотря на различный механизм обтекания их потоком, имеют адекватное изменение относительных коэффициентов сопротивления и теплоотдачи.

Если сравнить эффективность интенсификации теплообмена двумя способами (рисунки 1.26-1.28): сферическими выемками и поперечными кольцевыми выступами [35], то можно отметить, что поперечные кольцевые выступы в области рациональных значений геометрических параметров позволяют обеспечивать примерное равенство $(Nu/Nu_{гл})_{Re} = (\xi/\xi_{гл})_{Re}$ в диапазоне изменения $\xi/\xi_{гл}$ от 1,0 до 1,9...2,0. Дальнейшее увеличение теплоотдачи с помощью поперечных кольцевых выступов сопровождается опережающим увеличением гидравлического сопротивления, тогда как интенсификация теплообмена отрывными сферическими выемками ($h/d > 0,1 \dots 0,2$) позволяет и в этой области обеспечить паритет между приростом гидравлического сопротивления и теплоотдачи. Отсюда следует, что если предельный уровень интенсификации теплообмена

поперечными кольцевыми выступами при выполнении равенства $(Nu/Nu_{г\lambda})_{Re}=(\xi/\xi_{г\lambda})_{Re}$ составляет $(Nu/Nu_{г\lambda})_{Re} = 1,9...2,0$, то сферические выемки обеспечивают условие $(Nu/Nu_{г\lambda})_{Re} = (\xi/\xi_{г\lambda})_{Re}$ до более высоких значений прироста теплоотдачи.

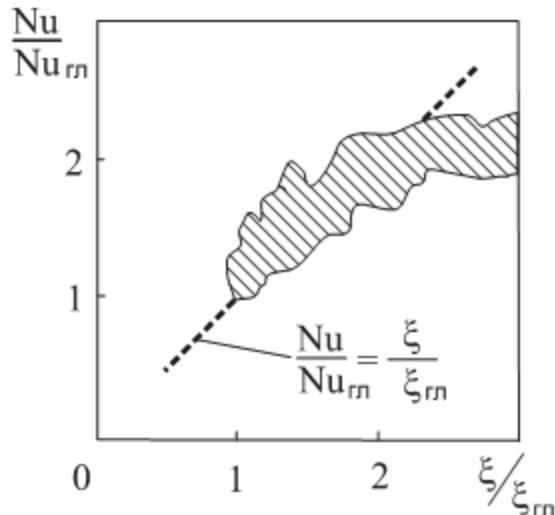


Рисунок 1.28 - Эффективность интенсификации теплообмена поперечными кольцевыми выступами в круглом канале [35]: заштрихованная область – область, занимаемая опытными точками

Предпочтительность того или иного метода интенсификации теплообмена [21] определяется не только теплогидравлической эффективностью теплообменной поверхности, но и технологичностью ее изготовления, а также прочностными, эксплуатационными и другими требованиями. Эти вопросы для поверхностей с пристенной интенсификацией теплообмена достаточно полно проанализированы в монографии [21].

1.4 Постановка задачи исследования

Изложенный выше анализ литературных источников показывает, что возможности пристенной интенсификации теплообмена еще не исчерпаны. Результаты исследований, опубликованные в последние годы, показывают, что имеется возможность дополнительного улучшения теплогидравлических характеристик пристенных интенсификаторов теплообмена. При их

использовании в сложных условиях воздействия тех или иных факторов численные методы расчета пока бессильны, поэтому необходимы надежные опытные данные по теплоотдаче и сопротивлению, представленные в виде обобщенных уравнений подобия или в виде относительной функции влияния исследуемого фактора.

Исследованные комбинированные способы интенсификации теплообмена не всегда приводят к положительному эффекту. А при положительном эффекте дополнительной интенсификации теплообмена получаемые эффекты часто нелинейны, что связано со сложным взаимодействием интенсификаторов при совместном их использовании.

Обзор литературы показал, что на наиболее теплонапряженных участках турбинных лопаток высокотемпературных ГТД и ГТУ возможности интенсификации теплообмена ограничены из-за стесненности охлаждающих каналов, где пристенные интенсификаторы теплообмена становятся наиболее привлекательными.

Однако совместное воздействие импактных струй с охлаждаемыми поверхностями, на которых выполнены матрицы выступов не исследованы, а полученные результаты, опубликованные по выемкам, требуют дальнейших исследований. Последнее подтверждается данными [118], где указывается, что сейчас необходимо исследовать не только новые интенсификаторы, но и различные условия их эксплуатации, где можно найти такие режимы их работы, на которых будет большой положительный эффект.

На основании вышеизложенного можно сказать, что тема диссертационной работы, посвященной исследованию теплоотдачи при струйно-дефлекторном охлаждении поверхностей с полусферическими выступами и выемками, представляется актуальной.

Целью работы является разработка рекомендаций по расчету теплоотдачи в условиях струйно-дефлекторного охлаждения наиболее теплонапряженных участков профиля турбинной лопатки с полусферическими выступами или выемками.

Для реализации этой цели необходимо выполнить следующие задачи исследования:

1. На созданной установке провести опытное исследование влияния на теплоотдачу числа Рейнольдса, высоты охлаждающего канала и плотности расположения выступов на модели входной кромки турбинной лопатки с полусферическими выступами.
2. Выполнить экспериментальное исследование влияния на среднюю теплоотдачу струйного обдува заднего участка поверхности спинки с полусферическими выемками.
3. Провести визуализационные эксперименты на охлаждаемых поверхностях моделей участков профиля лопатки для обоснования физических моделей исследуемых теплообменных процессов.
4. Получить критериальные уравнения, сформулировать физические модели, и на их основе разработать рекомендации по расчету теплоотдачи на входной кромке с полусферическими выступами и на заднем участке спинки с полусферическими выемками при струйно-дефлекторном их охлаждении.
5. По разработанным рекомендациям выполнить расчеты температурного состояния участка входной кромки, заднего участка спинки турбинной лопатки и сравнить их с другими способами их охлаждения.

ГЛАВА 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СТЕНДОВ, ОБЪЕКТОВ ИССЛЕДОВАНИЯ, МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБРАБОТКИ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

2.1. Выбор и обоснование варьируемых параметров и методов исследования теплоотдачи

Для того, чтобы результаты исследования можно было правомерно использовать в инженерной практике, значения определяющих исследуемый процесс чисел подобия и симплексов, составленные из режимных и геометрических параметров, должны лежать в диапазоне, соответствующем натурным условиям работы систем воздушного охлаждения турбинных лопаток.

Основным режимным параметром применительно к задаче настоящей работы является число Рейнольдса. Для сравнения полученных результатов с результатами исследований других авторов, а также друг с другом использовались числа Рейнольдса, рассчитанные по высоте охлаждающего канала (Re_H), по гидравлическому диаметру охлаждающего канала (Re_D), по продольной координате (Re_x), по диаметру душирующего отверстия в дефлекторе (Re_d).

В экспериментах по исследованию теплоотдачи на поверхности с полусферическими выступами значения чисел Рейнольдса составляют: $Re_H=(3...40) \cdot 10^4$, $Re_x=(1...60) \cdot 10^3$. Таким образом, все исследования проводились в области турбулентного режима течения, при этом режимные значения соответствовали натурным. Как известно [59], в натурных условиях $Re_H=(1...50) \cdot 10^4$, $Re_x=(2...80) \cdot 10^3$. В экспериментах по теплоотдаче на поверхности с полусферическими выемками $Re_d=(1...6,5) \cdot 10^3$, что так же находится в диапазоне натурных значений [44].

Кроме числа Рейнольдса, определяющего режимные параметры течения, варьировались также геометрические параметры, определяющие форму теплообменной поверхности - относительная плотность расположения

выступов f и относительная высота охлаждающего канала H/d . Отметим, что на участке последствия диаметр отверстия не являлся определяющим геометрическим размером. Поэтому относительная высота охлаждающего канала вычислялась не по диаметру отверстия в дефлекторе, а по диаметру полусферического выступа в плане - $H/d_{\text{сф}}$.

Относительная плотность расположения выступов f рассчитывалась как отношение суммарной площади проекций выступов в плане к общей площади исходно гладкой поверхности. Было исследовано два варианта относительной плотности расположения выступов - $f=0,485$, при котором прирост теплоотдачи максимален при тангенциальном обтекании выступов [85], и $f=0,85$, при котором максимальна площадь теплообменной поверхности.

Относительная высота канала H/d , $H/d_{\text{сф}}$ - отношение высоты канала (с учетом стеснения проточной части выступами) к диаметру отверстия в дефлекторе или к диаметру полусферического выступа в плане (первое использовалось в зоне лобового натекания, второе - на участке последствия). В настоящем исследовании при $f=0,485$ $H/d=1,66...5,31$ ($H/d_{\text{сф}}=0,83...2,66$), при $f=0,85$ $H/d=1,60...5,09$ ($H/d_{\text{сф}}=0,80...2,55$). Согласно работам [59, 73], исследованные диапазоны H/d соответствуют типичным натурным значениям охлаждающих каналов турбинных лопаток (рисунок 2.1).

В экспериментах по теплоотдаче на поверхности с выступами на исследуемой поверхности с требуемой относительной плотностью устанавливались модели полусферических выступов. Согласно подходу, правомерность которого доказана в работах В.К. Мигая [54, 55] при исследовании теплогидравлических параметров около поверхности с нанесенным на нее массивом однотипных элементов достаточно выполнить исследование на одном из элементов этого массива (так называемый метод локального моделирования). Полученные данные можно распространить на остальные, находящиеся в одинаковых гидродинамических условиях

элементы массива. Поэтому в настоящих исследованиях только один выступ представлял собой теплообменную модель. Остальные выступы были отштампованы из листовой меди. Такой подход позволяет существенно упростить и удешевить получение научных результатов без заметной потери точности.

В экспериментах по исследованию теплоотдачи на поверхности с выемками использовался метод относительного соответствия [57]. Согласно этому методу, сравнительные исследования даже на грубых и неточных моделях могут дать удовлетворительные результаты, если представлять данные в относительном виде или если эксперименты различаются только по одному из факторов при сохранении остальных параметров неизменными. В экспериментах по исследованию теплоотдачи на поверхности с матрицей выемок проводились сравнительные исследования. Организовывались опыты как на поверхности с выемками, так и на исходно гладкой поверхности. Таким образом, условия эксперимента отличались только наличием или отсутствием выемок, остальные же параметры (геометрические, режимные) оставались неизменными.

Для исследования конвективного теплообмена могут использоваться различные экспериментальные методы: калориметрический, электрометрический методы, градиентный метод, метод регулярного теплового режима, метод тонкого элемента и др. Достоинства и недостатки каждого из этих методов описаны в [72]. Их сравнение между собой применительно к решению задач настоящего исследования позволило заключить, что наиболее подходящим является градиентный метод [72].

Градиентный метод основывается на законе Фурье-Ньютона:

$$\alpha = - \frac{\lambda_{cm} \cdot (\Delta T_{cm} / \Delta n)_{n=0}}{T_{cm} - T^*}, \quad (2.1)$$

где λ_{cm} – коэффициент теплопроводности материала стенки; $(\Delta T_{cm} / \Delta n)_{n=0}$ – градиент температуры по нормали к поверхности, записанный в конечных разностях на поверхности стенки; T^* – температура торможения потока,

обтекающего стенку; $T_{ст}$ – поверхностная температура стенки, на которой исследуется теплообмен.

Как видно, данный метод требует детального расчета градиентов температур на теплообменной поверхности, полученных по результатам замеров распределения температуры стенки по контуру объекта исследования. При этом используются граничные условия первого рода. Результаты замеров позволяют получить данные о местных тепловых потоках, определить и проанализировать распределение местных коэффициентов теплоотдачи на обтекаемой потоком поверхности. Именно возможность определять местные коэффициенты теплоотдачи явилась основным решающим фактором при выборе данного метода исследования теплообмена.

Следует отметить, что градиентным методом можно получить информацию по тепловому потоку на участке поверхности, определяемой расстоянием между разнесенными спаями термопар, в настоящих исследованиях это составляет около 1 мм^2 .

Датчики, применяемые в методах регулярного теплового режима и тонкого элемента, довольно трудно изготовить настолько миниатюрными. Кроме того, эти методы требуют выполнения дополнительных условий по учету потерь теплоты. В градиентном же методе они учитываются автоматически граничными условиями первого рода.

2.2. Описание экспериментальной установки и объекта исследования для экспериментов по теплоотдаче на поверхности с полусферическими выступами

Схема установки (описанной также в [83]) представлена на рисунке 2.2, а внешний вид опытного участка - на рисунке 2.3.

Опытный участок представлял собой короб размером $1000 \times 400 \times 450$ мм с установленной в нем стенкой 4 постоянной кривизны (радиус кривизны составлял 350 мм, $R/d=10$), имитирующей участок радиусного обвода

входной кромки, на трактовой поверхности которой размещались полусферические выступы 5 диаметром 70 мм. Расположение выступов - шахматное, относительная плотность их расположения составляла $f=0,485$ и $0,85$ (рисунок 2.4).

Поток воздуха создавался компрессором 1. Его расход регулировался заслонкой 2 и измерялся при помощи стандартной диафрагмы 3. На входе в опытный участок для формирования однорядной системы струй устанавливался дефлектор 6, представляющий собой цилиндрический барабан. Он формировал внутренний контур криволинейного охлаждающего канала. Для исследования влияния высоты канала на теплоотдачу на охлаждаемой поверхности использовались дефлекторные барабаны различного диаметра - 300, 400 и 560 мм (рисунок 2.5), что обеспечивало изменение относительной высоты охлаждающего канала в диапазонах $H/d=1,66..5,31$ при $f=0,485$, $H/d=1,60...5,09$ при $f=0,85$. Диаметр отверстий в дефлекторе $d=35$ мм, шаг отверстий $t=40$ мм ($t/d=1,14$).

Таким образом, соотношения между основными геометрическими размерами элементов опытного участка соответствуют натурным [59, 73]. В качестве наглядного примера при проектировании опытного участка принята сопловая лопатка транспортного ГТД:

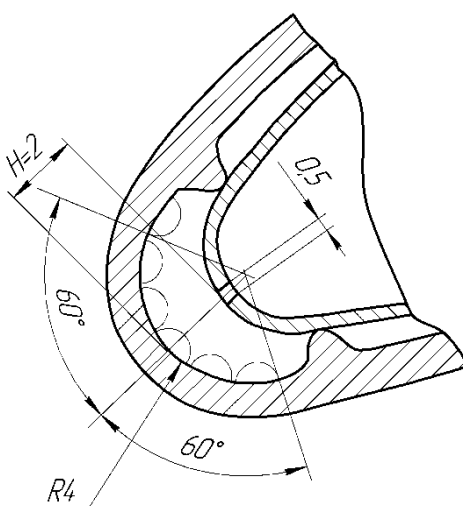


Рисунок 2.1 - Входная кромка натурной лопатки, принятая за основу при проектировании опытного участка ($H/d=4$, $R/d=10$; полусферические выступы нарисованы для масштаба и в натурной лопатке отсутствуют)

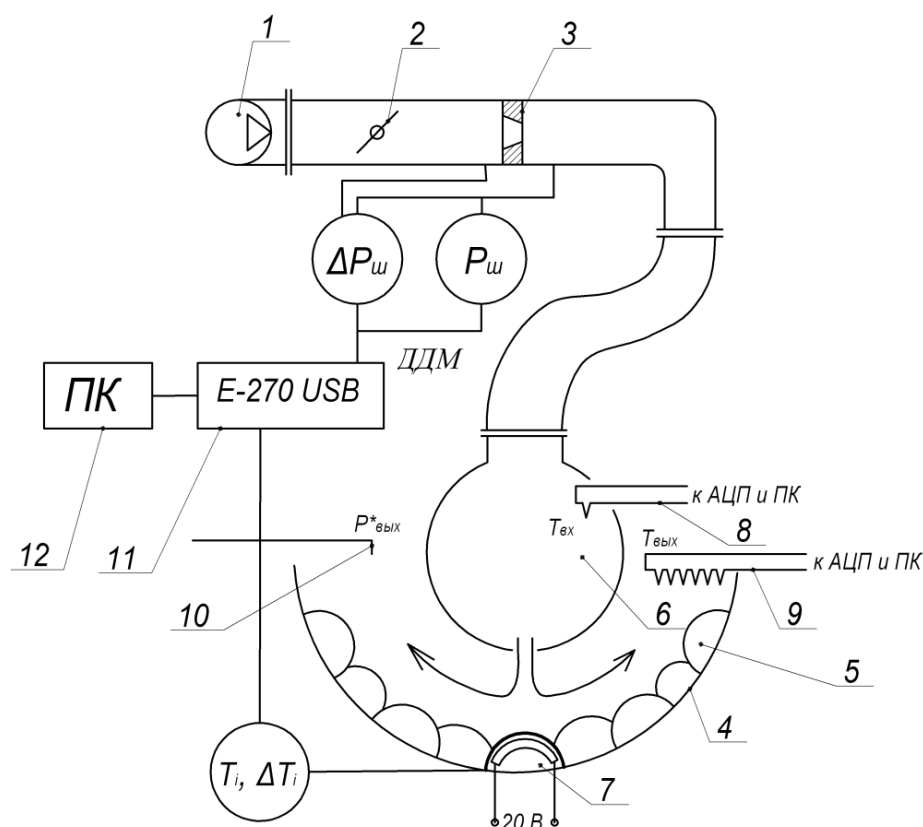


Рисунок 2.2 - Схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи на поверхности с полусферическими выступами: 1 – компрессор, 2 – регулирующая заслонка, 3 – расходомерная шайба, 4 – обдуваемая поверхность, 5 – полусферический выступ, 6 – дефлекторный барабан, 7 – теплообменная модель, 8 – термопара для замера температуры воздуха на входе в опытный участок, 9 – гребенка термопар для замера температуры воздуха на выходе из опытного участка, 10 – трубка Пито-Прандтля для замера скорости потока на выходе из участка, 11 – АЦП, 12 - компьютер



Рисунок 2.3 - Внешний вид рабочего участка экспериментальной установки



а



б

Рисунок 2.4 - Исследованные варианты расположения полусферических выступов на поверхности модели входной кромки: а - $f=0,485$, б - $f=0,85$



Рисунок 2.5 - Внешний вид дефлекторных барабанов

Объектом исследования являлась теплообменная модель полусферического выступа (рисунок 2.6), выполненная из нержавеющей стали 12X18Н10Т. Толщина ее стенки составляла 10 мм.

Измерение теплоотдачи производилось градиентным методом. Тепловой поток создавался расположенным во внутренней полости теплообменной модели электронагревателем из нихромовой проволоки диаметром 0,5 мм. Для обеспечения условия $q \approx \text{const}$ пространство между нагревателем и внутренней стенкой выступа заполнялось песком. Питание нагревателя осуществлялось от сети переменного тока напряжением 220В через понижающий трансформатор и реостат.

Внутренняя, внешняя и торцевая поверхности теплообменной модели выступа препарированы 62-мя хромель-алюмелевыми термопарами с разнесенным спаем (рисунок 2.7).

Термопарные спаи заделаны заподлицо с поверхностью выступа согласно схеме на рисунке 2.8 и приварены точечной сваркой.



Рисунок 2.6 - Теплообменная модель выступа с электронагревателем

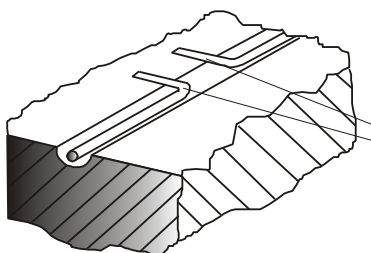


Рисунок 2.7 - Разнесенный спай

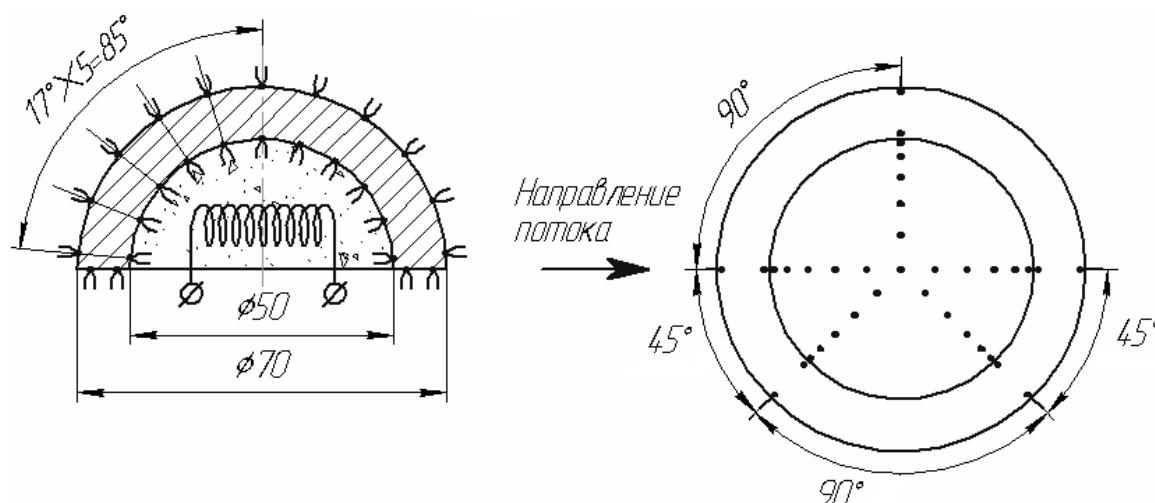


Рисунок 2.8 - Схема размещения термопар в теплообменной модели

Термопары были заглублены в поверхность теплообменной модели на 0,1 мм и позволяли получать распределение поверхностных температур по контуру модели выступа в различных меридиональных сечениях. Площадь поверхности, на которой регистрировалась температура каждой термопарой, составляла около 1 мм².

Провода термопар диаметром 0,2 мм отводились от места замеров температур по меридионально расположенным канавкам-проточкам на торцевые поверхности модели, а затем собирались в три жгута и выводились за пределы опытного участка. После укладки проводов в проточки оставшееся пространство заполнялось термоцементом, после чего все поверхности теплообменной модели тщательно зачищались. Сигналы с термопар поступали через АЦП непосредственно в компьютер. Замерялись значения температуры на внутренней поверхности выступа, а также разности температур между термопарами, расположенными оппозитно друг другу на наружной и внутренней поверхностях.

Холодные спаи термопар помещались в сосуд Дьюара с тающим льдом.

Ввиду того, что теплоотдача изучалась как в лобовой точке модели входной кромки, так и на участке последействия, теплообменная модель в зависимости от этого устанавливалась либо в нулевой ряд (находящийся в

лобовой точке, непосредственно в зоне импактного воздействия струй), либо в различные ряды участка последствий (рисунки 2.9, 2.10).

Во время проведения опытов измерялись следующие параметры:

- атмосферное давление $P_{\text{атм}}$, Па;
- температура воздуха на входе и выходе установки $T_{\text{вх}}$, $T_{\text{вых}}$, К;
- значения ЭДС термопар на теплообменной модели выступа, мВ;
- давления на расходомерных диафрагмах $P_{\text{расх}}$, $\Delta P_{\text{расх}}$;
- статическое $P_{\text{вых}}$ и полное $P_{\text{вых}}^*$ давление в выходном сечении

рабочего участка, Па.

Атмосферное давление измерялось чашечным барометром с точностью ± 10 Па.

Сигналы термоЭДС, получаемые с термопар выступа, датчиков температуры воздуха на входе и от гребенки термопар замера температуры воздуха на выходе из установки с помощью внешнего модуля АЦП типа E-270 USB (рисунок 2.11, а) преобразовывались в цифровой массив и передавались на компьютер, где записывались в файл данных. Дальнейшая обработка осуществлялась при помощи программного пакета ANSYS. Класс точности модуля E-270 USB составляет 0,05.

Измерение давлений на расходомерной шайбе производилось при помощи преобразователей давления ДДИ-40ДИ, класс точности 1.0 (рисунок 2.11, б). Сигналы с преобразователей через внешний модуль АЦП E-270 USB передавались в компьютер, где при помощи специальной программы в реальном времени выполнялся расчет числа Рейнольдса.

Датчиком для измерения полного и статического давлений на выходе из рабочего участка служила трубка Пито-Прандтля. Отличительной ее особенностью является нечувствительность к углам скоса потока примерно до $\pm 15^\circ$ [67]. Данные с датчика с помощью преобразователя давления ПРОМА-ИДМ-0,6ДД (класс точности 1.0) через внешний АЦП E-270 USB также поступали в компьютер, где производился расчет скорости потока в охлаждающем канале в режиме реального времени.

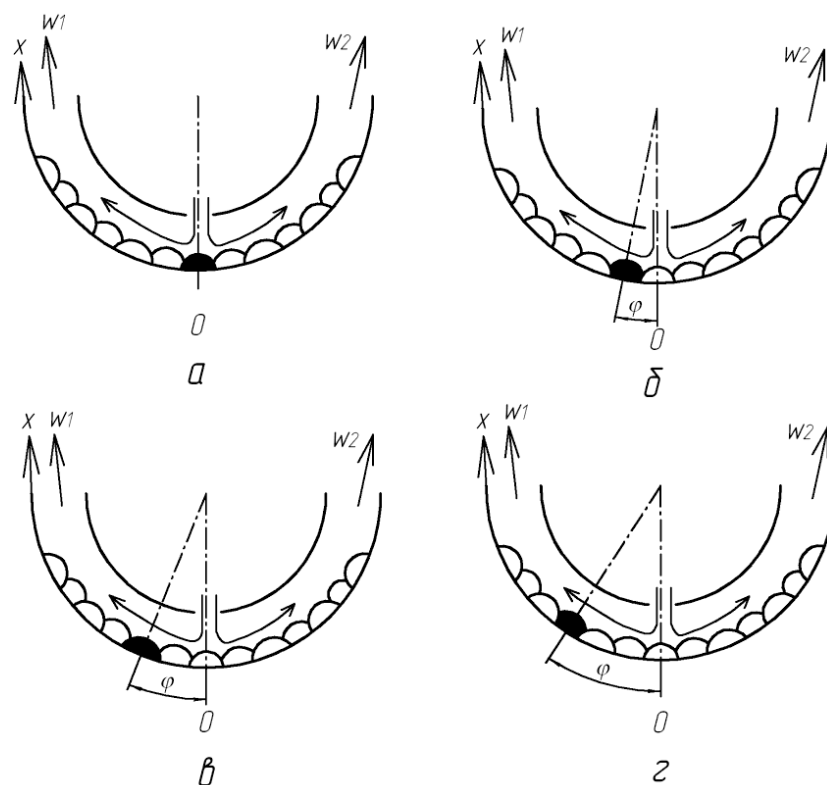


Рисунок 2.9 - Исследованные варианты расположения выступа на модели входной кромки при $f=0,485$: а - в лобовой точке ($x=0$ м, $\varphi=0^\circ$), б - в 1-м ряду выступов ($x=0,08$ м, $\varphi=14^\circ$), в - во 2-м ряду выступов ($x=0,16$ м, $\varphi=28^\circ$), г - в 3-м ряду ($x=0,24$ м, $\varphi=42^\circ$)

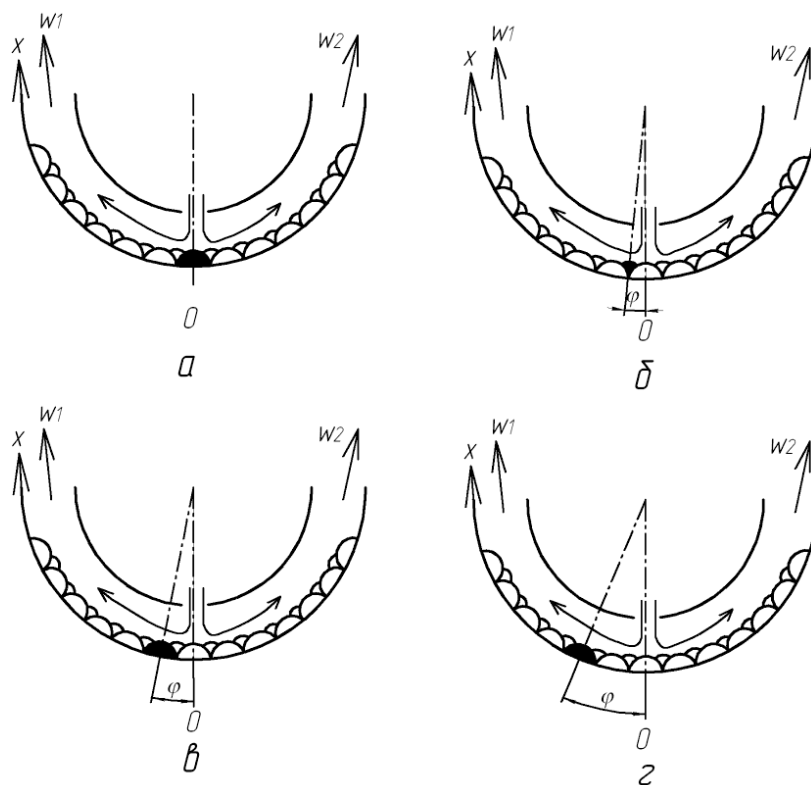


Рисунок 2.10 - Исследованные варианты расположения выступа на модели входной кромки при $f=0,85$: а - в лобовой точке ($x=0$ м, $\varphi=0^\circ$), б - в 1-м ряду выступов ($x=0,06$ м, $\varphi=10,5^\circ$), в - во 2-м ряду выступов ($x=0,12$ м, $\varphi=21^\circ$), г - в 4-м ряду ($x=0,24$ м, $\varphi=42^\circ$)



а

б

в

Рисунок 2.11 - Измерительная аппаратура: а - АЦП Е-270 USB, б - преобразователь давления ДДМ-40ДИ, в - преобразователь давления ПРОМА-ИДМ-0,6ДД

2.3. Описание экспериментальной установки и объекта исследования для экспериментов по теплоотдаче на поверхности с полусферическими выемками

Схема экспериментальной установки для исследования теплоотдачи на обдуваемой импактными струями поверхности представлена на рисунке 2.12. Установка описана так же в [84].

От компрессора 1 воздух подается через регулировочную заслонку 2 в систему фильтров 3. Далее поток воздуха проходит расходомерное устройство 4 в виде двойной диафрагмы. После этого воздух поступает в опытный участок 5, представляющий собой цилиндр внутренним диаметром 135 мм, набранный из цилиндрических текстолитовых колец, которые уплотнены резиновыми прокладками и стянуты шпильками. Замер давлений $p_{ш}$ и $\Delta p_{ш}$ на расходомерном устройстве и в опытном участке осуществляется образцовыми манометрами класса точности 0,15.

Температура воздуха на входе в опытный участок замерялась гребенкой хромель-копелевых термопар 8 с протоком, а на выходе из него – термопарой 9.

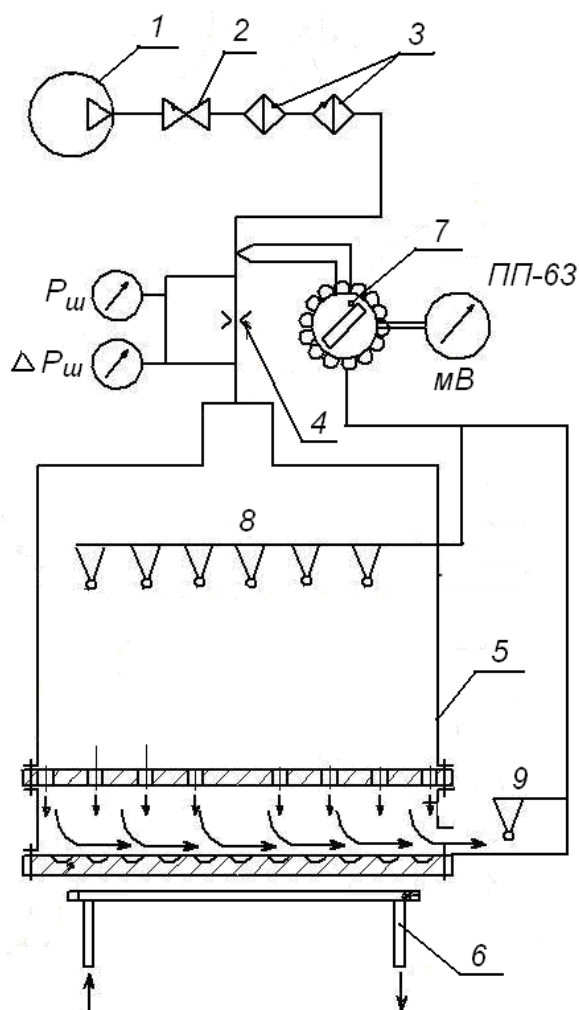


Рисунок 2.12 – Схема экспериментальной установки: 1 – компрессор, 2 – регулирующая заслонка, 3 – фильтры, 4 – расходомерная шайба, 5 – опытный участок, 6 – индуктор, 7 – многоточечный переключатель, 8 – гребенка термодпар, замеряющая температуру воздуха на входе в опытный участок, 9 – термодпара, замеряющая температуру воздуха на выходе из опытного участка

Нагрев теплообменного образца осуществлялся с помощью высокочастотной установки ЛЗ-13. Индуктор 6 представляет собой плоскую петлю из медной трубки, внутрь которой непрерывно подается охлаждающая вода. Термодпарные провода диаметром 0,2 мм в изолирующей оплетке выводятся к многоточечному переключателю 7 и далее – на потенциометр ПП-63 класса 0,05.

Схема опытного участка, моделирующего нормальное струйное натекание воздуха на теплообменную поверхность, представлена на рисунке 2.13 (*а* – гладкая поверхность, *б* – с выемками). Воздух подавался в

ресивер 1. Боковой отвод воздуха из опытного участка осуществлялся через щель площадью 360 мм^2 .

В ресивере установлена пластина 2, имитирующая дефлектор охлаждаемой лопатки турбины и обеспечивающая струйное натекание воздуха на теплообменную модель 3.

Внешний вид опытного участка, индуктора для нагрева теплообменной модели и дефлекторной пластины представлен на рисунке 2.14.

Объект исследования представляет собой образец охлаждаемой пластины, установленный на расстоянии $H=6 \text{ мм}$ от дефлектора ($H/d=2$).

Диаметр теплообменной модели и дефлектора 130 мм . Дефлекторная пластина толщиной 3 мм содержит 167 отверстий (диаметром $d=3 \text{ мм}$) с шагом $t/d=3$. Расположение отверстий в ней коридорное.

В теплообменной пластине (рисунок 2.15) с полусферическими выемками диаметром 10 мм относительная плотность расположения выемок составляет $f=0,35$. Прямоугольный контур для расчета температурного поля образуется линиями, проходящими через координаты спаев термопар (рисунок 2.16). Эти спаи расположены в области продольной плоскости симметрии теплообменного объекта исследования, совпадающей с направлением сносящего потока. Поверхностные термопары на охлаждаемом образце установлены как в прилегающих к этой плоскости выемках, так и между ними, на исходно гладкой поверхности.

Для сравнительного анализа эксперименты проводились также при натекании струй воздуха на теплообменную пластину без выемок. Координаты расположения поверхностных термопар на этой пластине соответствовали пластине с выемками.

Толщины обоих вариантов пластин составляли 15 мм , материал – легированная сталь 12X18H10T.

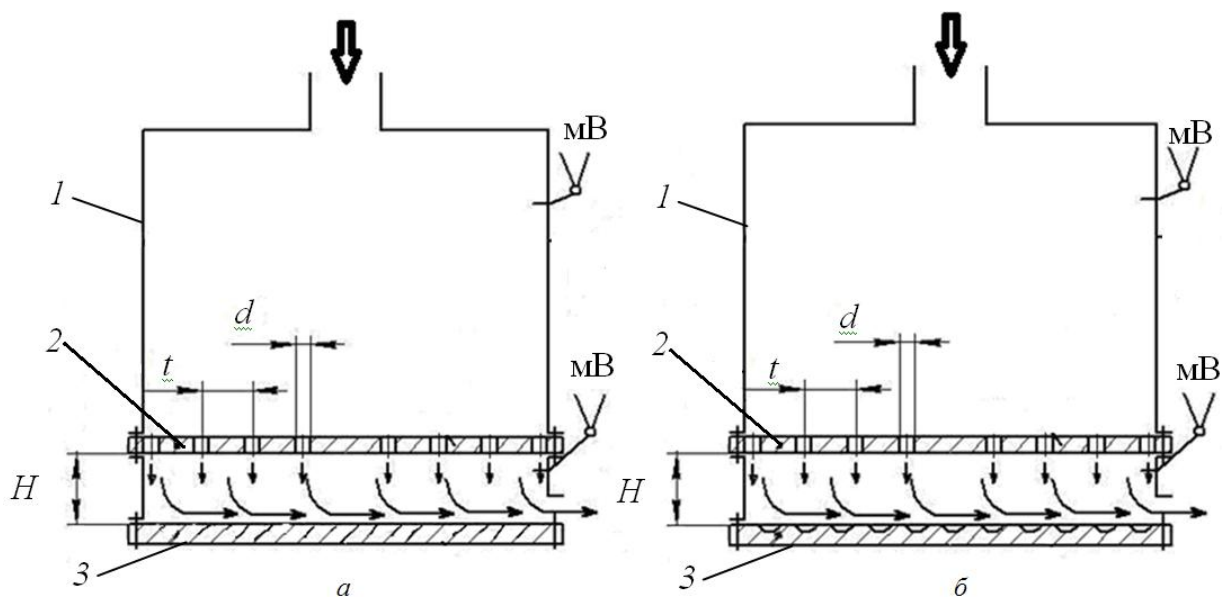


Рисунок 2.13 - Схема опытного участка: а - охлаждаемая модель гладкая, б - охлаждаемая модель с выемками; 1 - ресивер, 2 - дефлекторная пластина, 3 - теплообменная модель

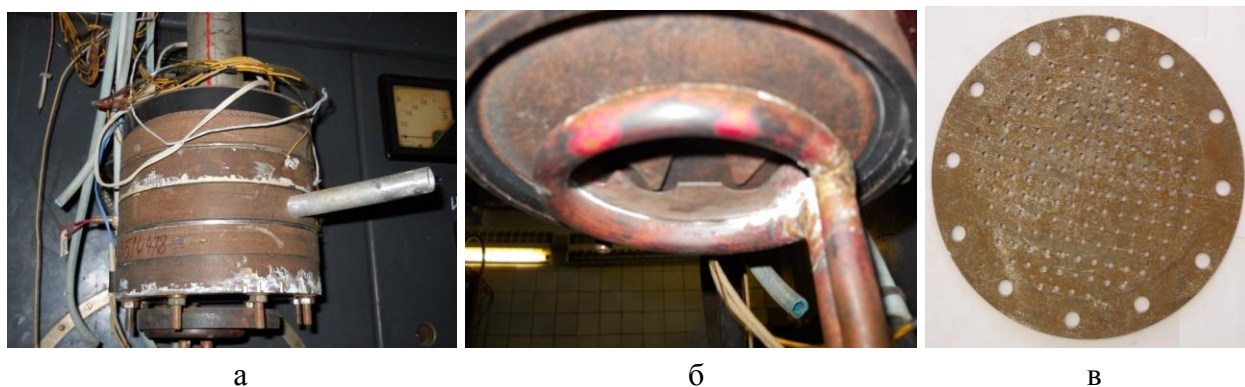


Рисунок 2.14 - Элементы установки: а - опытный участок, б - ресивер, в - дефлекторная пластина

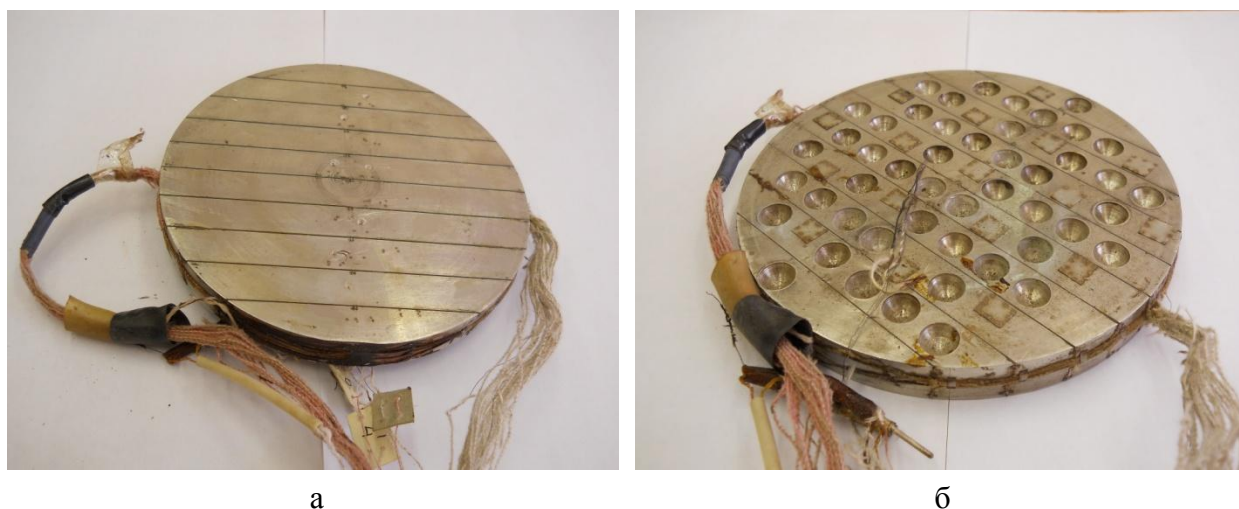


Рисунок 2.15 - Теплообменная модель: а - гладкая, б - с выемками

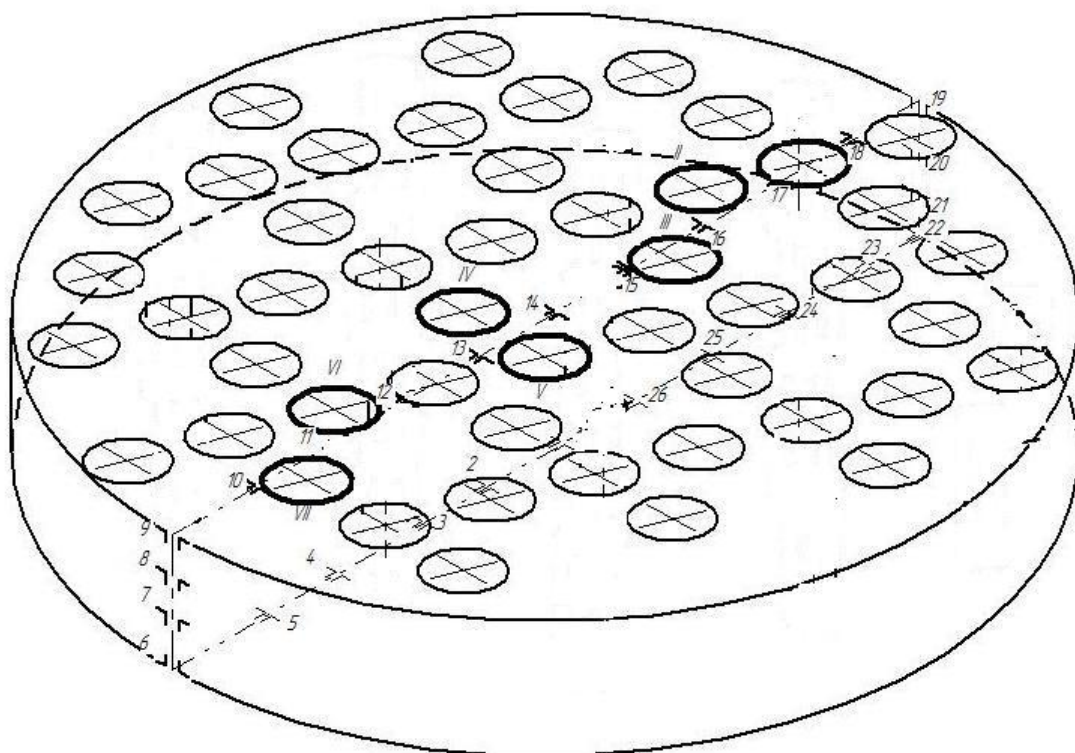


Рисунок 2.16 - Схема размещения термопар на теплообменной модели (выделенные выемки - выемки с термометрированием дна)

Во время проведения опытов измерялись следующие параметры:

- атмосферное давление $P_{\text{атм}}$, Па;
- температура воздуха на входе и выходе из установки $T_{\text{вх}}$, $T_{\text{вых}}$, К;
- значения ЭДС термопар на поверхности теплообменной пластины выступа, мВ;
- давления на расходомерных диафрагмах $P_{\text{расх}}$, $\Delta P_{\text{расх}}$, Па.

2.4. Программа проведения экспериментов

Опыты проводились по программе классического однофакторного эксперимента, когда в каждой серии опытов изменяется только один параметр, а остальные фиксируются.

Тестовые опыты заключались в термостатировании теплообменной модели выступа с целью проверки работоспособности и определения разброса показаний термопар, а также в продувке модели в составе матрицы выступов и сравнении теплоотдачи с данными [107].

В процессе проведения опытов по теплоотдаче на поверхности с выступами числа Рейнольдса Re_H и Re_D , рассчитанное по высоте канала H (с учетом стеснения выступами) и гидравлическому диаметру D_r канала, принимали пять значений от $3 \cdot 10^4$ до $4 \cdot 10^5$ и от $2 \cdot 10^3$ до 10^5 соответственно, различных для каждой плотности f и относительной высоты канала H/d ($H/d_{сф}$). Относительная высота канала принимала значения $H/d=1,66, 3,91$ и $5,31$ ($H/d_{сф}=0,83, 1,95$ и $2,66$) при $f=0,485$ и $H/d=1,60, 3,71$ и $5,09$ ($H/d_{сф}=0,80, 1,86$ и $2,55$) при $f=0,85$.

В экспериментах по теплоотдаче на поверхности с выемками число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру отверстия в дефлекторе Re_d , принимало пять значений от 10^3 до $6,5 \cdot 10^3$.

В проведенных исследованиях была принята следующая последовательность проведения опытов:

- запуск компрессора;
- установка требуемого программой экспериментов значения Re ;
- включение электронагревателя теплообменной модели выступа или индуктора для нагрева теплообменной пластины (в экспериментах по выемкам) для создания градиента температуры по толщине стенки исследуемого объекта;
- выход на стационарный тепловой режим, проверка стационарности теплового режима, которая контролируется неизменными во времени значениями поверхностных температур опытного образца с помощью программы PowerGraph 3.3 для модели выступа или по показаниям потенциометра ПП-63 для теплообменной пластины;
- замер температуры на входе в установку;
- замер температуры на выходе из установки;
- замер распределения температур на поверхности теплообменной модели полусферического выступа или на поверхности теплообменной пластины;
- переход на следующий режим.

2.5. Методика обработки опытных данных

2.5.1 Расчет числа Рейнольдса

1. Определяется расход воздуха:

$$G = \alpha_{расх} \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{2 \cdot \rho \cdot dP_{расх}}, \quad (2.2)$$

где $\alpha_{расх}$ - коэффициент расхода стандартного расходомерного устройства, ε - поправка на сжимаемость, $\rho = P_{расх} / RT_{расх}$ - плотность воздуха.

2. Определяется характерный размер.

В экспериментах по теплоотдаче на поверхности с выступами для лобовой точки в качестве характерного размера принимается высота охлаждающего канала Н:

$$H = k(R - R_d), \quad (2.3)$$

где k - коэффициент стеснения канала выступами, $R = 0,35$ м - радиус вогнутой поверхности, имитирующей охлаждаемую поверхность входной кромки лопатки, R_d - радиус дефлектора.

Этот коэффициент рассчитывался по формуле:

$$k = \frac{V_{py} - V_{\Sigma_{выст}}}{V_{py}}, \quad (2.4)$$

где V_{py} – объем проточной части рабочего участка; $V_{\Sigma_{выст}}$ – суммарный объем выступов.

На участке последствия в качестве характерного размера принималась продольная криволинейная координата x , измеряемая вдоль охлаждаемой поверхности от оси нулевого ряда до оси исследуемого ряда, а также гидравлический диаметр D_Γ :

$$D_\Gamma = k \frac{4F}{\Pi}, \quad (2.5)$$

где F – площадь поперечного сечения канала; Π – периметр его поперечного сечения.

При обработке опытных данных в экспериментах по теплоотдаче на поверхности с полусферическими выемками в качестве характерного размера принимался диаметр отверстия в дефлекторе $d = 0,003$ м.

3. Рассчитывается характерная скорость воздуха. В экспериментах по выступам для лобовой точки, а также в экспериментах по выемкам это - среднерасходная скорость воздуха в отверстиях дефлектора:

$$w_d = G / \rho n F_d, \quad (2.6)$$

где n - число отверстий в дефлекторе, F_d - площадь отверстия в дефлекторе.

В экспериментах по выступам для участка последствия характерной скоростью является среднерасходная скорость в охлаждающем канале:

$$W_{cp} = \frac{G}{\rho F k}. \quad (2.7)$$

4. По характерной скорости и характерному размеру рассчитывается число Рейнольдса:

$$Re_l = \frac{w \cdot l}{\nu}. \quad (2.8)$$

2.5.2 Расчет теплоотдачи

1. Производится измерение температур внутренней поверхности выступа и разности температур между наружной и внутренней поверхностями в одноименных точках T_i и ΔT_i или температур T_i по контуру термометрирования для теплообменной пластины.

2. По полученным значениям T_i и ΔT_i методом конечных элементов при помощи программного комплекса ANSYS рассчитывается трехмерное температурное состояние выступа, и определяется плотность теплового потока на его поверхности q_i . Пример конечноразностной модели полусферического выступа приведен на рисунке 2.16.

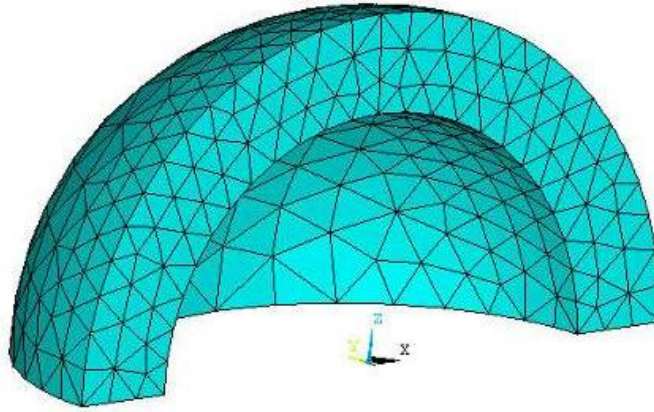


Рисунок 2.17 - Конечноразностная модель полусферического выступа

3. Вычисляются местные коэффициенты теплоотдачи:

$$\alpha = q_i / (T_{\text{ст } i} - T_{\text{в}}^*). \quad (2.9)$$

4. Среднее значение коэффициента теплоотдачи определяется численным интегрированием местных значений α_i по внешней поверхности выступа:

$$\alpha_{cp} = \frac{1}{F} \int_F \alpha_i \cdot dF, \quad (2.10)$$

где F – площадь поверхности полусферического выступа.

Среднее значение по ряду выступов находится по формуле:

$$\alpha = \frac{\alpha_{\text{выст}} F_{\text{выст}} + \alpha_{\text{вл}} F_{\text{вл}}}{F_{\text{выст}} + F_{\text{вл}}}. \quad (2.11)$$

В экспериментах по теплоотдаче на поверхности с выемками среднее значение коэффициента теплоотдачи определяется интегрированием по длине охлаждаемой части контура пластины:

$$\alpha_{cp} = \frac{1}{l} \int_l \alpha_i dl, \quad (2.12)$$

5. Рассчитывается число Нуссельта:

$$Nu_{cp} = \frac{\alpha_{cp} \cdot l}{\lambda_{\text{возд}}}. \quad (2.13)$$

2.6 Оценка погрешностей экспериментов

Оценка погрешности определения параметров проводилась в соответствии с рекомендациями [67, 72]. Существует два вида величин: непосредственно получаемые измерением и рассчитываемые на основании экспериментальных данных при помощи каких-либо методик.

Непосредственное измерение величин осуществляется не с абсолютной точностью, вследствие чего они отличаются от истинных значений, т.е. определяются с некой погрешностью, определяемой различными факторами. Для непосредственно измеряемых величин различают следующие виды погрешностей: систематическую, случайную и грубую.

Систематическая погрешность вызывается неточностью приборов (инструментальная погрешность), а также несовершенством методики измерения. Для компенсации инструментальной погрешности все средства измерения подвергались тарировке.

При вычислении ожидаемой погрешности было принято, что случайная составляющая погрешности изменяется согласно закону нормального распределения. Грубые погрешности исключались. После принятия мер по исключению систематических погрешностей за результат измерений принималось среднее арифметическое результатов измерений:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (2.14)$$

где x_i – i -ый результат измерения;

n – количество повторений измерения ($n=3$).

Разность Δ между i -м результатом опыта x_i и истинным значением искомой величины \bar{x} называют абсолютной погрешностью опыта:

$$\Delta = x_i - \bar{x}. \quad (2.15)$$

Погрешность, выражаемая в долях или в процентах от действительного значения искомой величины, называется относительной погрешностью:

$$\delta = \frac{\Delta}{x}. \quad (2.16)$$

Среднеквадратическое отклонение результата измерения определялось согласно [72] по формуле:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}. \quad (2.17)$$

Доверительные интервалы погрешности результатов измерений устанавливались при помощи распределения Стьюдента:

$$I_p = (\bar{x} - \overset{\Delta}{\sigma}, \bar{x} + \overset{\Delta}{\sigma}), \quad (2.18)$$

где I_p – доверительный интервал; $\overset{\Delta}{\sigma} = t_p \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$ – оценка абсолютной погрешности измерений; t_p – коэффициент Стьюдента при доверительной вероятности 0,95 и числе результатов наблюдения $n=3$.

Погрешности величин, получаемых в расчетным путем, определялись следующим образом.

Итоговая погрешность некой величины Y , связанной с n независимыми измеряемыми параметрами соотношением

$$Y = f(x_1, x_2, \dots, x_n), \quad (2.19)$$

определяется по формуле:

$$\delta_Y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \delta x_i \right)^2}, \quad (2.20)$$

где δx_i – погрешность замера параметра x_i . С использованием соотношений (2.16-2.20) были проведены расчеты погрешностей измерений отдельных величин.

2.6.1. Погрешность определения числа Рейнольдса

$$\delta_{Re} = \sqrt{\delta_w^2 + \delta_l^2 + \delta_v^2}, \quad (2.21)$$

где δ_l – погрешность измерения характерного размера, но мы примем, что геометрические параметры измеряются абсолютно точно ($\delta_l=0$);

δ_w - погрешность измерений среднерасходных скоростей по формулам (2.6), (2.7):

$$\delta_w = \sqrt{\delta_G^2 + \delta_\rho^2}, \quad (2.23)$$

δ_G – погрешность по расходу, (2.2):

$$\delta_G = \sqrt{\delta_\alpha^2 + \delta_\varepsilon^2 + \frac{1}{4}\delta_P^2 + \frac{1}{4}\delta_\rho^2}, \quad (2.24)$$

δ_α – погрешность коэффициента расхода, $\delta_\alpha = \pm 0,42\%$ [67],

δ_ε – погрешность для поправки на сжимаемость воздуха

$$\delta_\varepsilon = \sqrt{\delta_{\varepsilon_{cp}}^2 + \delta_{\varepsilon_1}^2}, \quad (2.25)$$

$\delta_{\varepsilon_{cp}}$ – погрешность выбора ε_{cp}

$$\delta_{\varepsilon_{cp}} = 4 \frac{\Delta P_{cp}}{P_1} \approx \pm 0.04\%, \quad (2.26)$$

δ_{ε_1} – погрешность из-за отклонения от расчетного режима,

$$\delta_{\varepsilon_1} = \frac{(\varepsilon_{cp} - \varepsilon)}{2\varepsilon} 100\% \approx \pm 5.54\%, \quad (2.27)$$

δ_P – погрешность замеров давления; класса точности преобразователя давления 1.0, диапазон измерений $2,5 \cdot 10^3$ Па, значит

$$\delta_P = \frac{\frac{\text{Кл. точ.}}{100} P_{\max}}{2P_{cp}} 100\% \approx \pm 2.5\%, \quad (2.28)$$

δ_ρ - погрешность определения плотности воздуха

$$\delta_\rho = \sqrt{\delta_P^2 + \delta_T^2 + \delta_R^2}, \quad (2.29)$$

δ_T – погрешность измерения температуры воздуха $t \approx 20...30^\circ \text{ C}$;
 $\delta_T = \pm 0,5\%$;

δ_R – погрешность определения газовой постоянной, газовая постоянная R принималась как для стандартных атмосферных условий, соответственно погрешность – половина последнего значащего разряда, т.е.
 $\delta_R = \pm 0,17\%$;

δ_v - погрешность определения вязкости, $\delta_v = \pm 0,35\%$ (аналогично R).

Итого $\delta_{Re} \approx \pm 6,5\%$.

2.6.2. Погрешность определения числа Нуссельта

$$\delta_{Nu} = \sqrt{\delta_{\alpha}^2 + \delta_{\lambda}^2}, \quad (2.30)$$

где

$$\delta_{\alpha} = \sqrt{\delta_{grad}^2 + \delta_T^2}, \quad (2.31)$$

δ_{grad} – погрешность определения градиента температуры, $\delta_{grad} \approx \pm 15\%$ [72];

δ_T – погрешность измерения температуры при помощи термопар; из тестовых экспериментов $\delta_T \approx \pm 2.5\%$;

δ_{λ} - погрешность определения теплопроводности воздуха, $\delta_{\lambda} = \pm 1.94\%$.

Итого $\delta_{Nu} \approx \pm 15.2\%$.

Проведенный расчет погрешностей определяемых экспериментально параметров в сочетании с использованием современных методов физического моделирования и сопоставлением результатов экспериментов с данными других авторов обеспечивают требуемую достоверность научных результатов и выводов.

ГЛАВА 3. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СТРУЙНОМ ОБДУВЕ УЧАСТКА ВХОДНОЙ КРОМКИ ТУРБИННОЙ ЛОПАТКИ С ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМИ ВЫСТУПАМИ

На спроектированном и изготовленном экспериментальном стенде, представленном и описанном в главе 2, были выполнены исследования местной и средней теплоотдачи на участке последействия входной кромки турбинной лопатки. Рассмотрена как область лобового однорядного натекания струй, так и участок последействия, где происходит диссипация крупных вихрей, образовавшихся в области лобовой точки.

В настоящей главе во всех приведенных графиках (рисунки 3.3 — 3.9) применена единая система условного обозначения опытных точек, представленная в таблице 3.1.

Таблица 3.1

	$f=0,485$			$f=0,85$		
H/d	1,66	3,91	5,31	1,60	3,71	5,09
0-й ряд	○	◇	△	⊕	□	☆
$H/d_{сф}$	0,83	1,95	2,66	0,80	1,86	2,55
1-й ряд	⊕	◇	▽	⊕	⊗	☆
2-й ряд	●	◆	▲	⊕	■	✱
3-й ряд	●	◆	▲	-	-	-
4-й ряд	-	-	-	⊗	■	✱
Осредн.	●	◆	▲	⊕	■	★

3.1. Результаты тестовых экспериментов

Тестовые эксперименты проводились в два этапа. Первый этап заключался в проверке стабильности показаний термопар на поверхности теплообменной модели полусферического выступа, помещенной в термостат (температура в термостате составляла 100°C). На втором этапе проводились продувки этой модели в составе матрицы выступов (с относительной плотностью расположения выступов $f=0,485$ и $0,85$) тангенциальном потоком воздуха в плоском канале с $H/d_{сф}=1,43$.

Установка для тестовой продувки представляла собой

аэродинамическую трубу открытого типа. Поток воздуха в ней создавался воздуходувкой, работающей на отсос. Установка имела возможность регулирования расхода при помощи заслонки, а величина расхода измерялась при помощи расходомерной шайбы.

Рабочий участок установки представлял собой плоский прямолинейный канал прямоугольного сечения. Ширина участка составляла 400 мм, высота - 100 мм. Относительная высота канала (без учета стеснения выступами), таким образом, была равной $H/d_{\text{сф}}=1,43$.

Перед рабочим участком располагался входной участок длиной 1000 мм с поперечным сечением, как и у рабочего участка. Назначение входного участка - выравнивание поля скоростей течения на входе в рабочий участок.

На нижней стенке опытного участка размещалась система полусферических выступов. Продувались два варианта относительной плотности расположения выступов - $f=0,485$ и $0,85$ (как и в основных экспериментах по теплоотдаче на участке входной кромки). Теплообменная модель устанавливалась в 4-м ряду выступов при $f=0,485$ и в 5-м ряду - при $f=0,85$. Эти тестовые эксперименты проводились при числе Рейнольдса $Re_D=10^5$.

На рисунке 3.1. показаны значения температур, измеренные каждой термопарой во время тестового термостатирования модели. Как видно из этого рисунка, разброс замеренных значений температур не превышает $\pm 2,5^\circ\text{C}$, что было признано удовлетворительным.

Результаты тестовых продувок приведены на рисунке 3.2. Опытные данные, представленные в относительном виде, характеризуют распределение местных коэффициентов теплоотдачи по поверхности выступа в поперечном (z) направлении и удовлетворительно согласуются с данными Hwang, Cho [107]. Как видно из рисунка 3.2, по результатам обоих исследований образуются подковообразные распределения коэффициентов теплоотдачи, совпадающие как качественно, так и количественно.

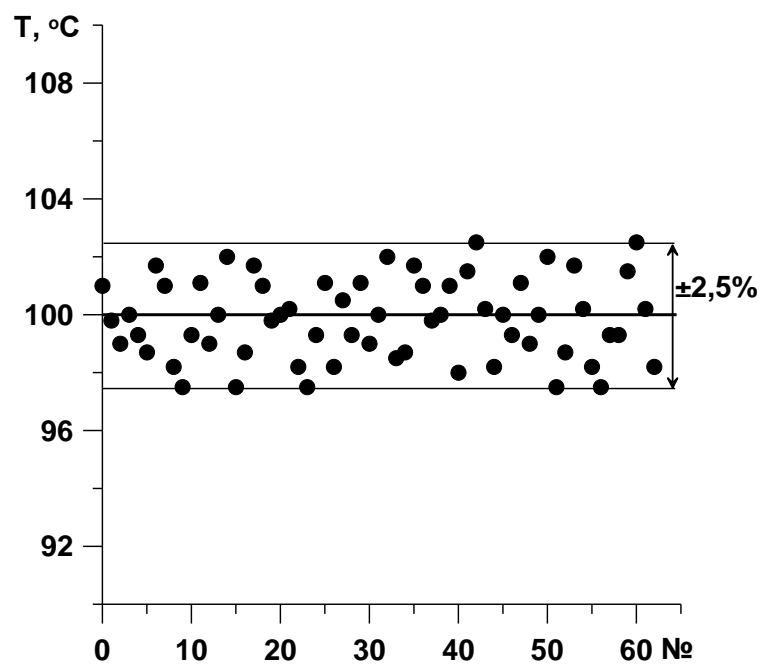


Рисунок 3.1 - Распределение значений температур на поверхности теплообменной модели полусферического выступа при температуре в термостате 100⁰С

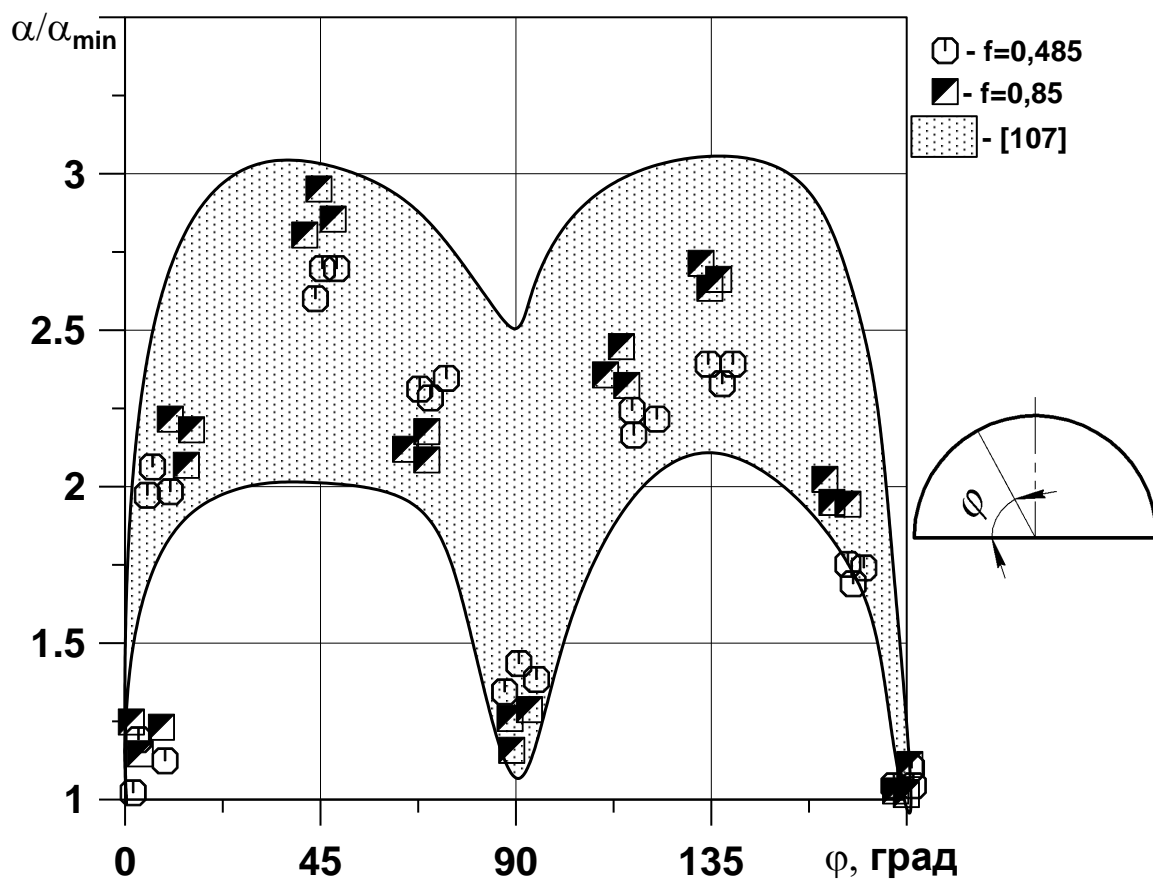


Рисунок 3.2 - Результаты тестовой продувки модели полусферического выступа

3.2. Теплоотдача на модели участка входной кромки турбинной лопатки в области лобовой точки

Теплоотдача на участке входной кромки турбинной лопатки во многом определяется теми же закономерностями, что и при поперечном обтекании цилиндра. Так, в монографии А.А. Жукаускаса [31] приведены два уравнения для расчета теплоотдачи в передней критической точке:

$$Nu_x = 0,57Re_x^{0,5}Pr^{0,33} \quad (3.1)$$

и

$$Nu_d = 1,14Re_d^{0,5}Pr^{0,33} . \quad (3.2)$$

В окрестности лобовой критической точки по данным [31, 44] на участке градиентного течения образуются микровихри, вращающиеся в противоположных направлениях и имеющие вид, аналогичный вихрям Тэйлора-Гёртлера. Их образование связано с возникновением неустойчивости из-за воздействия центробежных массовых сил при развороте потока около поверхности стенки, на которую натекает потенциальный поток.

Поскольку поставленные в данной диссертации задачи исследования имеют целью дать рекомендации для расчета граничных условий теплообмена в системах воздушного охлаждения, то и со стороны потока горячего газа примем хорошо апробированные расчетами температурного состояния входных кромок турбинных лопаток рекомендации [73]. В диссертации эти рекомендации были использованы при выполнении сравнительных расчетов температурного состояния входной кромки турбинной лопатки. Полученные результаты продемонстрировали преимущества исследуемого комбинированного метода интенсификации конвективного теплообмена перед другими широко используемыми методами.

Известно, что теплоотдача от горячего газа к профильной части турбинной лопатки в области передней критической точки примерно в 1,6 раза превышает среднюю теплоотдачу на участке радиусного обвода профиля. Это видно из сравнения двух уравнений подобия [73]:

- в передней критической точке число Нуссельта рассчитывается по формуле:

$$Nu_{\text{вх.кр}}^* = Re_{\text{вх}}^{0,5}; \quad (3.3)$$

- на участке радиусного обвода входной кромки – по формуле:

$$Nu_{\text{вх.кр}} = 0,63 Re_{\text{вх}}^{0,5}, \quad (3.4)$$

где $Re_{\text{вх.г}} = w_{\text{вх.г}}(2r_{\text{вх}})/\nu_{\text{г}}$; $r_{\text{вх}}$ – внешний радиус обвода профиля на участке входной кромки.

Используемые нами в главе 4 данные при выполнении сравнительных расчетов температурного состояния и эффективности охлаждения лопаток турбины высокого давления получены обобщением результатов экспериментов на 14-ти турбинных решетках.

Как указывалось ранее, при обработке и анализе экспериментальных данных область лобовой критической точки следует рассматривать автономно от участка последствия охлаждаемой поверхности входной кромки, поскольку в первом случае реализуется струйная модель обтекания выступов, а во втором – канальная. Кроме этого, в числах Рейнольдса и Нуссельта для лобовой точки и участка струйного последствия используются разные характерные линейные размеры и характерные скорости.

На рисунке 3.3 представлены результаты обработки опытных данных по теплоотдаче в лобовой точке модели входной кромки. Здесь в числе Рейнольдса использована среднерасходная скорость воздуха в отверстиях дефлектора $w_{\text{д}}$, а характерный линейный размер – высота H охлаждающего канала между дефлектором и охлаждаемой стенкой (с учетом стесняющего воздействия выступов).

Показатель степени при числе Рейнольдса в зависимости $Nu_H = A Re_H^m$ по нашим данным, когда струи натекают на выступы в лобовой точке, находится в диапазоне $m=0,5...0,65$. Эти значения соответствуют систематизированным в работе [59] данным по теплоотдаче в области лобовой точки осесимметричной импактной струи, натекающей на плоскую поверхность, где показатель степени при числе Рейнольдса $m=0,45...0,7$. В

случае струйного натекания воздуха в лобовой точке на модель гладкой поверхности входной кромки значение $m=0,75$ [59].

Из сопоставления полученных результатов исследования теплоотдачи в лобовой точке модели входной кромки со стороны охлаждающего воздуха и результатов исследований [59] следует, что установка полусферических выступов на охлаждаемой поверхности позволяет дополнительно к струйному охлаждению интенсифицировать конвективный теплоперенос в 1,5...2 раза (сопоставление выполнено с учетом увеличения поверхности теплообмена на величину площади поверхности выступов).

В таблице 3.2 данные рисунка 3.3 представлены в виде критериальных зависимостей $Nu_H = A Re_H^m$.

Рассмотрим, как изменяется средняя теплоотдача на полусферических выступах в лобовой точке модели входной кромки турбинной лопатки при изменении относительной высоты канала H/d и $Re_H = idem$. Полученные нами результаты обработки опытных данных в виде зависимости $Nu_H = f(H/d)$ для нескольких чисел Рейнольдса и относительной плотности расположения выступов $f=0,485$ и $0,85$ представлены на рисунке 3.4.

Из рисунка 3.4 видно, что при наличии на охлаждаемой поверхности системы полусферических выступов с плотностью расположения $f=0,485$ тенденция немонотонного изменения теплоотдачи в зависимости от H/d сохраняется такой же, как и в случае отсутствия выступов. При этом независимо от Re_H максимум теплоотдачи располагается в области $H/d=3...4$.

Как показывает рисунок 3.4, а, с уменьшением Re_H максимум, характеризующий оптимальное значение H/d , становится более пологим. По-видимому, более низкие скорости струи снижают интенсивность вихреобразования при взаимодействии с матричной поверхностью охлаждаемой стенки. Аналогичные тенденции по влиянию числа Рейнольдса на характер изменения зависимости $Nu=f(H/d)$ отмечены в работе [117] для случая обдува гладкой поверхности.

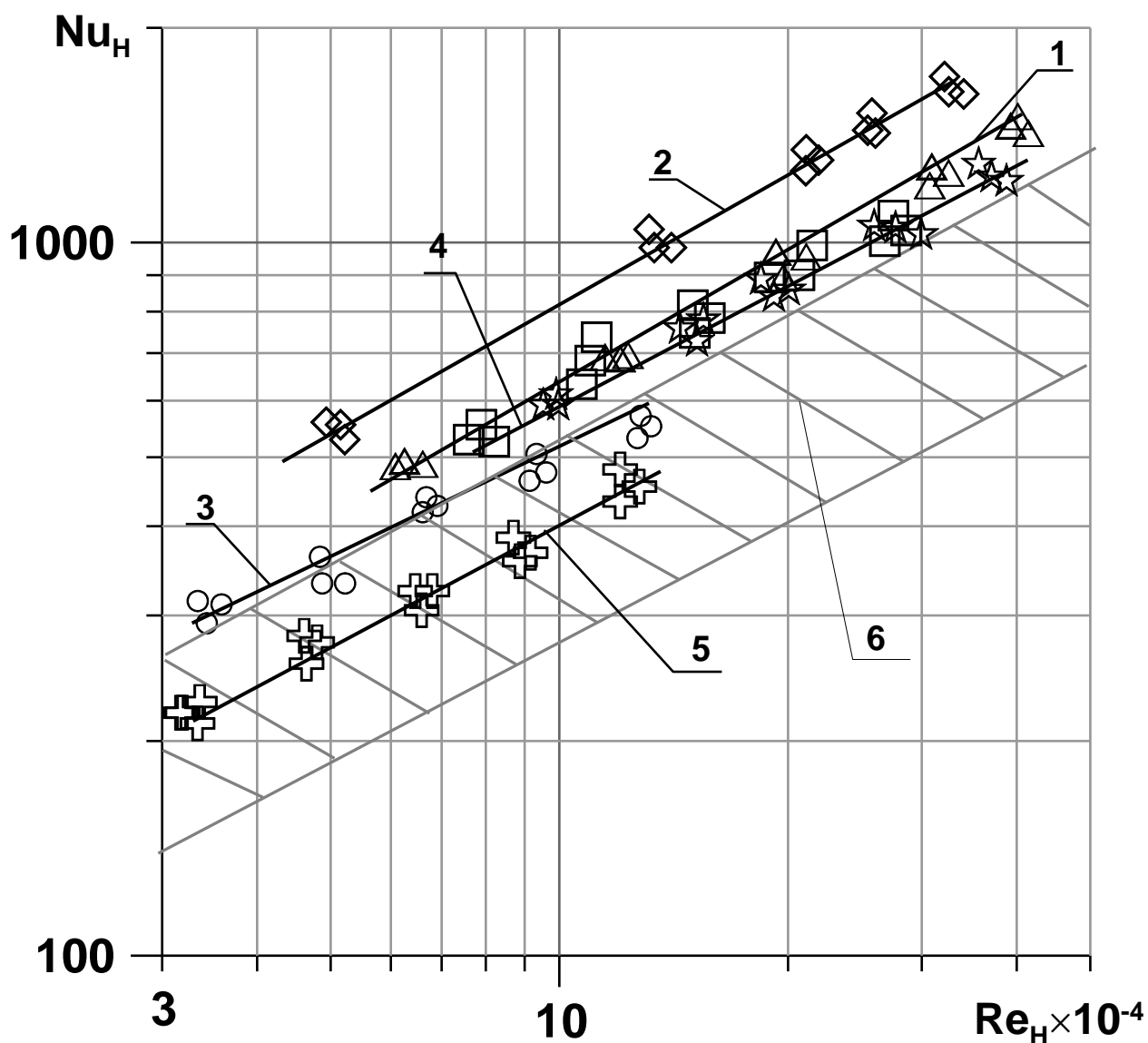


Рисунок 3.3. Теплоотдача в лобовой точке модели входной кромки ($\varphi=0^\circ$) для относительной плотности расположения выступов $f=0,485$: 1 – $H/d=5,31$, 2 – $H/d=3,91$, 3 – $H/d=1,66$; для относительной плотности расположения выступов $f=0,85$: 4 – $H/d=3,71$ и 5,09; 5 – $H/d=1,60$; заштрихованная область 6 – теплоотдача при струйном охлаждении лобовой точки без выступов (данные [59] для $H/d = 0,3...13$)

Таблица 3.2

$Nu_H = A Re_H^m$							
$f=0,485$				$f=0,85$			
№ линии	H/d	A	m	№ линии	H/d	A	m
1	5,31	0,453	0,63	4	5,09	0,564	0,57
2	3,91	1,01	0,58		3,71		
3	1,66	1,63	0,5	5	1,60	0,933	0,56

Из рисунка 3.4, б следует, что при $f=0,85$ этот максимум становится более протяженным в область больших значений H/d наподобие результатов, полученных Фрейдманом [44] для гладких поверхностей, где он охватывает диапазон значений $H/d=4\dots6$. Видно, что максимально плотная компоновка выступов в матрице более консервативна к изменению H/d , чем ее оптимальный вариант, выявленный в работе [85] для тангенциального обтекания выступов при канальной модели обтекания.

Что касается оптимального значения H/d , то для $f=0,485$ оно находится в области опытных данных Холлуорта и Куумпана [44], полученных при обдуве гладких пластин, и совпадает с данными [73], полученными при обдуве перфорированных пластин.

В соответствии с работой [44], причины немонотонности изменения теплоотдачи при натекании струй на гладкую поверхность в зависимости от H/d состоят в следующем. В области $H/d>6$ с увеличением H/d кинетическая энергия струй начинает снижаться. В то же время, по мере увеличения H/d непрерывно возрастает степень турбулентности потока в струе. Таким образом, возникают две противоположные тенденции по воздействию импактных струй на конвективный теплоперенос, одна из которых снижает теплоотдачу около обдуваемой струями поверхности, а другая – повышает. Все это происходит в условиях образования вихревых и рециркуляционных течений при натекании струй на выступы, также в определенной мере влияющих на оптимальное значение относительной высоты канала H/d .

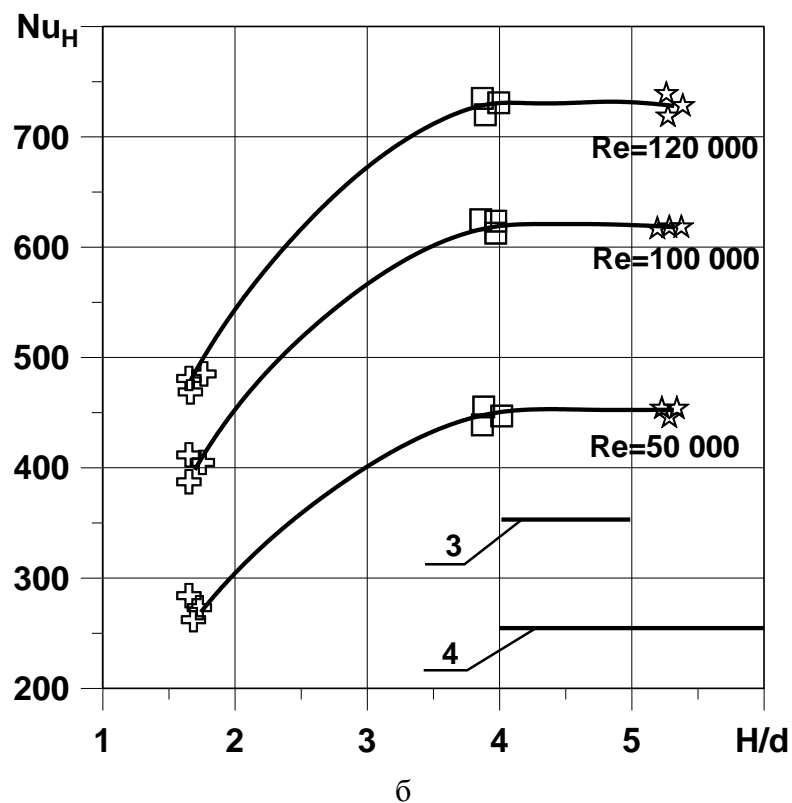
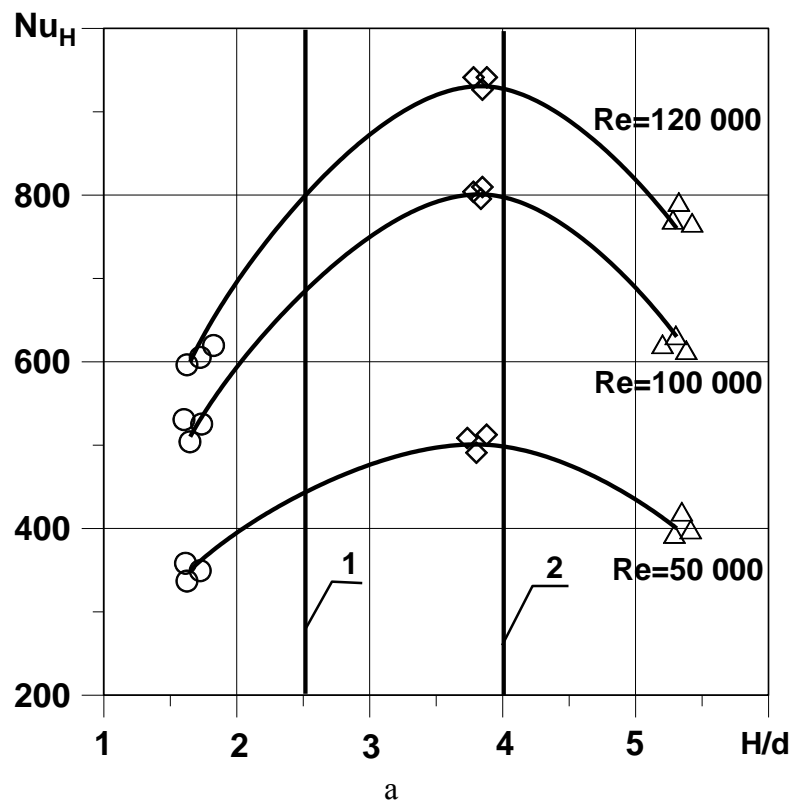


Рисунок 3.4 – Зависимость теплоотдачи в лобовой точке модели входной кромки в зависимости от относительной высоты канала: а - $f=0,485$, б - $f=0,85$; 1 – положение максимума теплоотдачи по данным Холлуорта [44], 2 – по данным Куупмана [44], 3 – по данным Хилла [44], 4 – по данным Фрейдмана [44]

Отсюда получается, что при максимальной плотности расположения выступов $f=0,85$ на охлаждаемой вогнутой поверхности модели входной кромки лопатки максимальное значение числа Нуссельта в лобовой точке имеет определенную консервативность к изменению относительной высоты канала, что снижает требования к взаимному расположению носика дефлектора и охлаждаемой вогнутой поверхности входной кромки турбинной лопатки. В то же время при $Re_H > 10^5$ уровень теплоотдачи при $f=0,85$ составляет примерно 80% от варианта с относительной плотностью расположения выступов $f=0,485$, которая и при тангенциальном обтекании выступов является оптимальной с точки зрения максимальной теплоотдачи на охлаждаемой поверхности [85].

Таким образом, максимальная теплоотдача на участке лобовой точки входной кромки турбинной лопатки достигается при относительной плотности расположения выступов $f=0,485$ и $H/d=3,9$.

3.2. Теплоотдача на участке струйного последействия

В окрестности лобовой точки струйный поток охлаждающего воздуха, вышедший из ряда отверстий в дефлекторе, начинает взаимодействовать с выступами в условиях, все более приближающихся к тангенциальному обтеканию системы выступов. После лобового (нулевого) ряда обтекание последующих рядов выступов происходит в условиях диссипации крупномасштабных вихревых структур, которые образовались при взаимодействии нормально натекающих на поверхность стенки воздушных струй с полусферическими выступами.

На рисунке 3.5 а,б представлены эпюры распределения местных коэффициентов теплоотдачи по поверхности выступа, осредненных по меридиональным линиям, для относительной плотности расположения выступов в матрице $f=0,485$ и относительной высоты канала $H/d=3,91$. На рисунке 3.5 в,г аналогичные данные представлены для $f=0,85$, $H/d=3,71$.

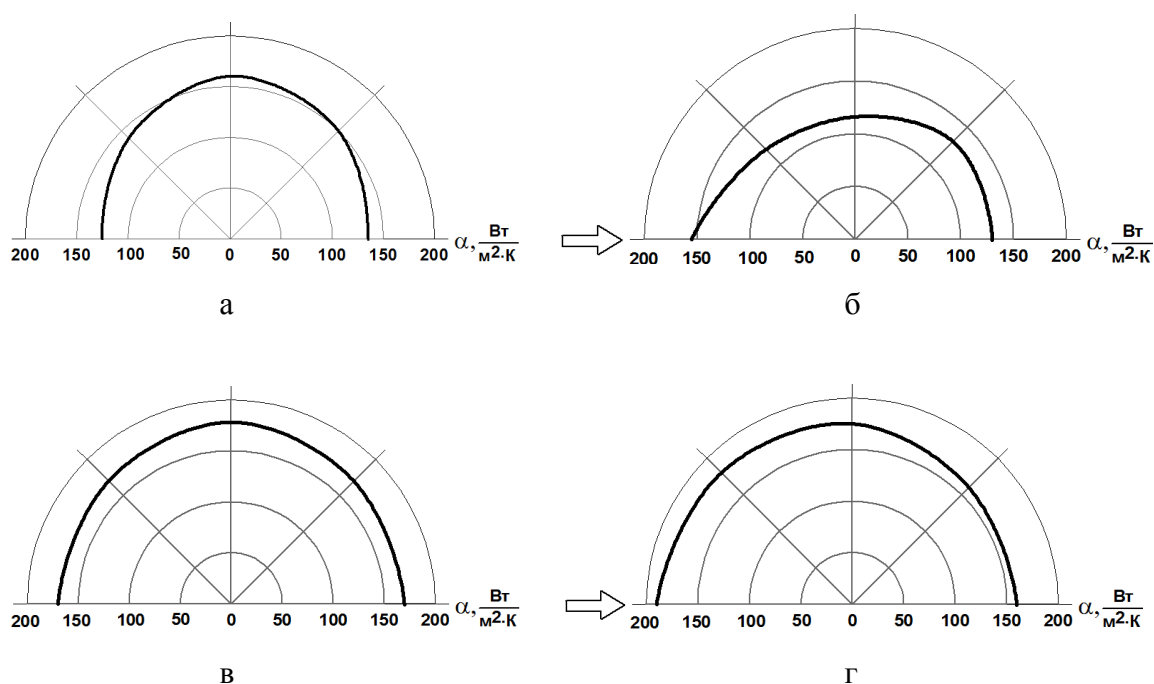


Рисунок 3.5 - Распределение осредненных по меридиональным сечениям коэффициентов теплоотдачи при $f=0,485$, $H/d=3,91$: а – 0-й ряд выступов, $Re_H=314500$, б – 1-й ряд, $Re_x=23000$; при $f=0,85$, $H/d=3,71$: в – 0-й ряд выступов, $Re_H=269000$; б – 1-й ряд, $Re_x=23660$

Как видно из рисунка 3.5, в лобовой точке канала (нулевой ряд матрицы выступов) это распределение практически симметрично относительно полюсной точки выступа. Небольшая асимметрия эпюры для $f=0,485$ (рисунок 3.5, а), по-видимому, связана с интенсифицирующим воздействием на выступ соседних импактных струй ввиду малого шага расположения душирующих отверстий в дефлекторе ($t/d=1,14$). В случае $f=0,85$ эта асимметрия в эпюре практически отсутствует (рисунок 3.5, в) из-за стесненности выступов в матрице.

Однако уже к первому ряду выступов эпюры принимают форму, характерную для их тангенциального обтекания (рисунок 3.5, б, г). При дальнейшем увеличении номера ряда на участке последействия качественная картина распределения теплоотдачи на выступах сохраняется.

Как показали проанализированные в главе 4 результаты визуализации течений офсетным порошком, в исследованных условиях первый ряд выступов демонстрирует промежуточное состояние по наличию на его

поверхности порошка, а второй, третий ряды и далее по потоку – стабильное соотношение площади поверхности выступов, занятой порошком и свободной от него площади поверхности выступов.

Визуализация шелковинками, несмотря на существенно нестационарное их поведение в потоке, помогла зафиксировать определяющие направления векторов скорости около матрицы выступов в области лобовой точки и на участке последействия. Эти картины, выполненные и продемонстрированные в главе 4 в виде технического рисунка, также подтвердили смену характера обтекания выступов в первом ряду матрицы.

Таким образом, после первого ряда характер обтекания полусферических выступов стабилизируется. При этом с увеличением продольной координаты x нестационарный характер поведения шелковинки становится все менее заметным, что объясняется трансформацией крупных вихрей в более мелкие.

На рисунке 3.6 представлены графики изменения относительного коэффициента теплоотдачи α/α_0 вдоль охлаждаемой поверхности модели входной кромки. Ввиду различного шага между рядами выступов при разных относительных плотностях их расположения продольная координата представлена в относительном виде (x/L) , где L – криволинейный участок обтекаемой поверхности с полусферическими выступами, где проводились измерения различных параметров.

Как видно на рисунке 3.6, для всех трех значений относительной высоты охлаждающего канала $H/d_{\text{сф}}$ характер изменения относительного коэффициента теплоотдачи α/α_0 по относительной длине охлаждаемой поверхности x/L практически одинаков и качественно близок к условиям струйного обдува модели вогнутой поверхности входной кромки без выступов [59]. Так, при $f=0,485$ уже к первому ряду выступов участка последействия теплоотдача на этих выступах для исследованных значений $H/d_{\text{сф}}$ уменьшается в 2...3 раза по сравнению с лобовой точкой. К третьему

ряду (полярный угол его расположения $\varphi=42^\circ$) в стесненном канале ($H/d_{\text{сф}}=0,83$) теплоотдача уменьшается в 4-5 раз, при $H/d_{\text{сф}}=1,96$ (средняя высота канала) – в 3-4 раза, а в высоком канале ($H/d_{\text{сф}}=2,66$) – примерно в 2 раза.

Из этого следует, что увеличение высоты канала приводит к более медленному снижению теплоотдачи на выступах по мере увеличения x/L .

Для варианта максимальной плотности расположения выступов ($f=0,85$) к первому ряду участка последствия теплоотдача на выступах для исследованных значений H/d уменьшается в 1,25...2 раза. В четвертом ряду (полярный угол расположения выступов $\varphi=40^\circ$) для стесненного канала ($H/d_{\text{сф}}=0,80$) и канала средней высоты ($H/d_{\text{сф}}=1,86$) – в 2...3 раза, а для высокого канала ($H/d_{\text{сф}}=2,55$) – в 2 раза.

Полученные нами опытные данные по распределению относительных местных коэффициентов теплоотдачи на участке последствия были сопоставлены с результатами опытных исследований из монографии [17, 44], проведенных при вдуве воздуха через сплошную плоскую щель. Для правомерности сопоставления с этими данными наши результаты были пересчитаны на относительную высоту канала H/b , а значение $b_{\text{экв}}$ рассчитывалось по формуле:

$$b_{\text{экв}} = F_{\text{сумм}}/L_{\text{ряда отв}}, \quad (3.5)$$

где $b_{\text{экв}}$ – эквивалентная высота щели, а $L_{\text{ряда отв}}$ – длина ряда отверстий по образующей модели дефлектора. Для условий нашего эксперимента значение $b_{\text{экв}}=24$ мм.

Поскольку относительный шаг отверстий в дефлекторах нашей установки $t/d=1,14$, то пересчитанные значения x/b незначительно отличались от работы [17, 44]. Как следует из рисунка 3.7, несмотря на одинаковый качественный характер изменения относительного коэффициента теплоотдачи вдоль образующей модели входной кромки, имеются количественные отличия. Так, второй максимум теплоотдачи на линиях 1 и 2, построенным по данным [17, 44] связан с переходом ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

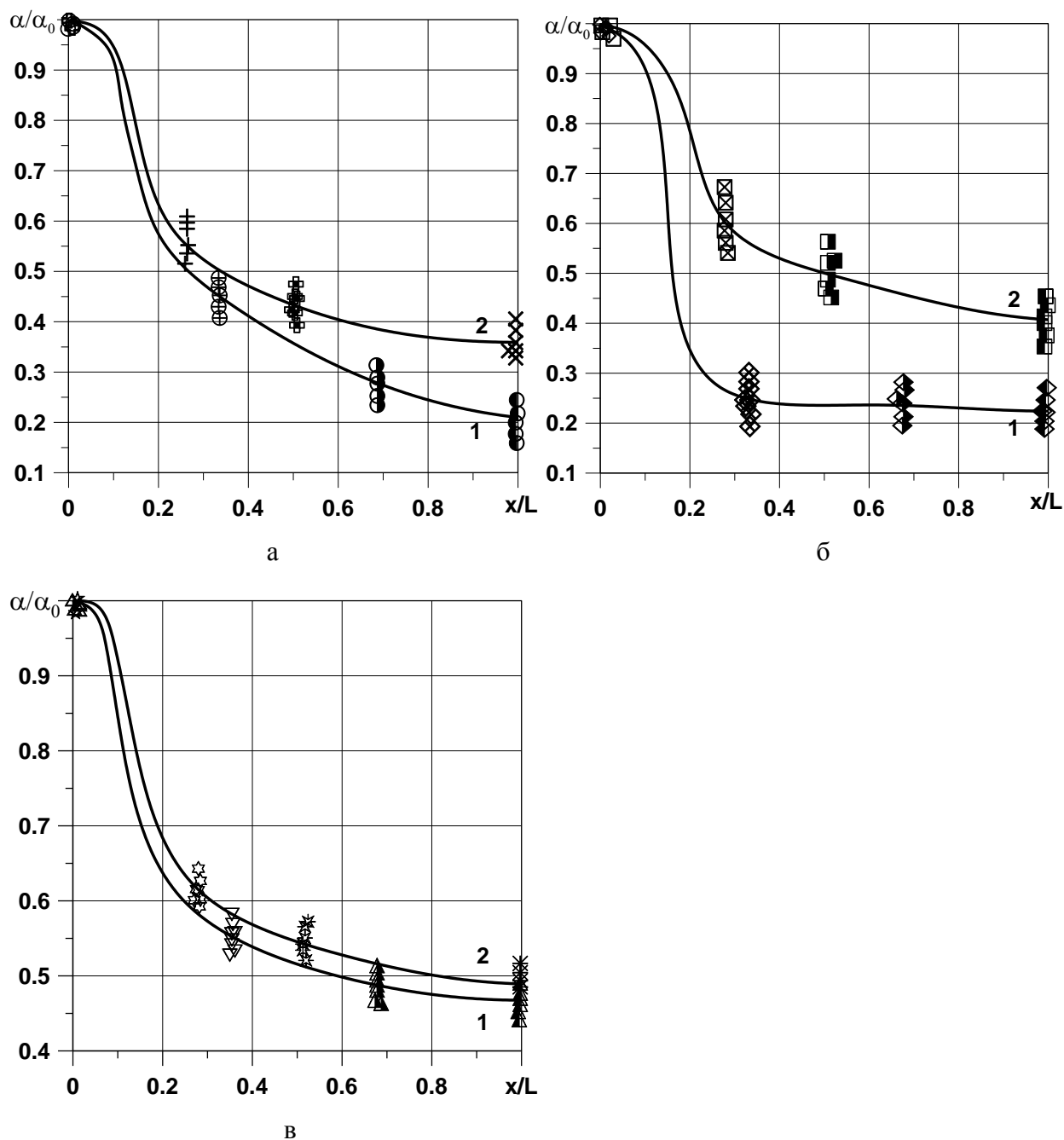


Рисунок 3.6 - Изменение относительного коэффициента теплоотдачи вдоль охлаждаемой поверхности входной кромки турбинной лопатки: а - $H/d_{сф}=0,83$ при $f=0,485$, $H/d_{сф}=0,80$ при $f=0,85$, б - $H/d_{сф}=1,96$ при $f=0,485$, $H/d_{сф}=1,86$ при $f=0,85$, в - $H/d_{сф}=2,66$ при $f=0,485$, $H/d_{сф}=2,55$ при $f=0,85$; 1 - $f=0,485$, 2 - $f=0,85$

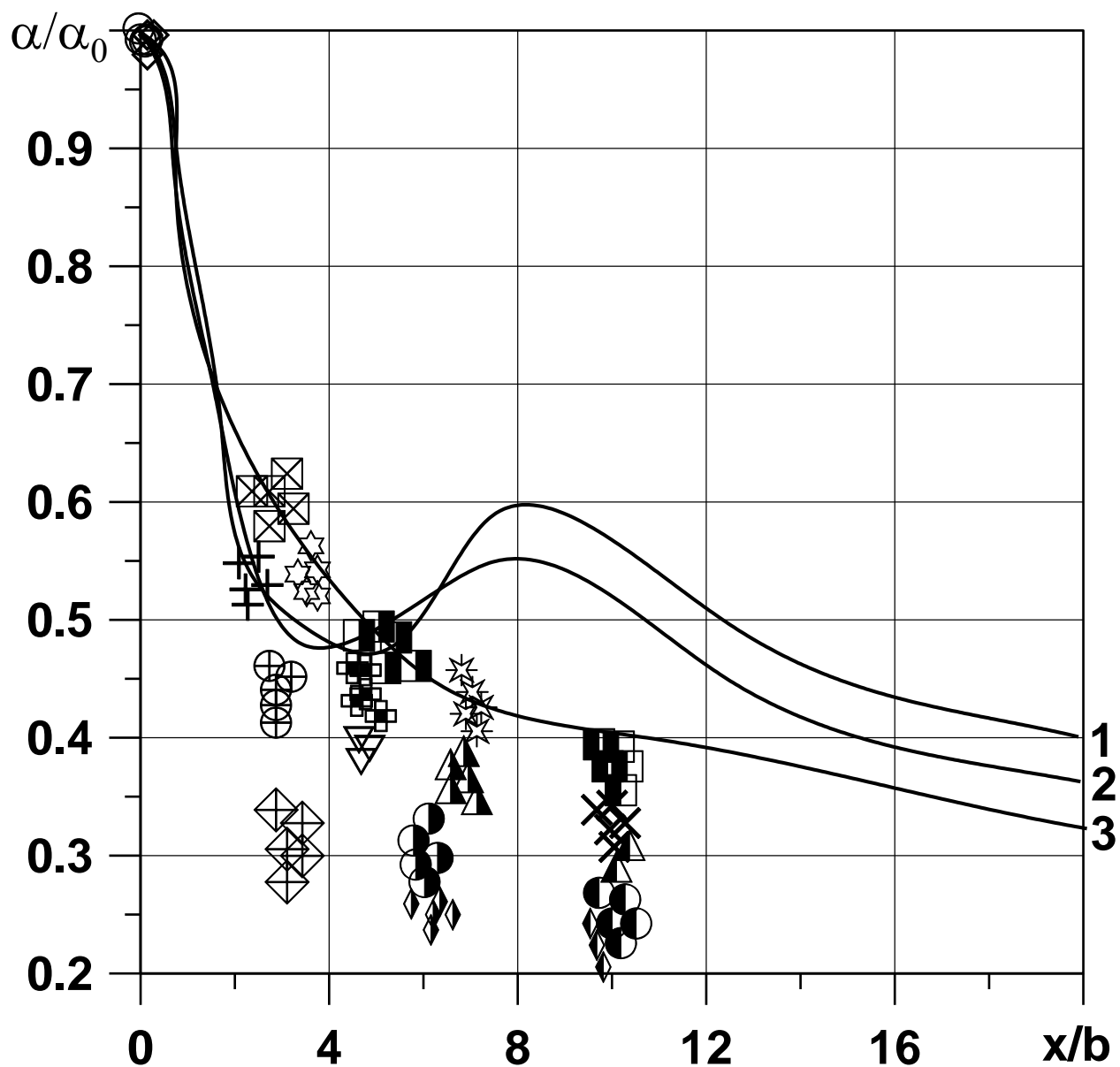


Рисунок 3.7 - Сопоставление наших данных, с распределением локального относительного коэффициента теплоотдачи по преграде для плоской импактной струи [17]:
1 - $H/b=2$, 2 - 5, 3 - 6

Поскольку в наших экспериментах струйный поток взаимодействует не с гладкой поверхностью, а с матрицей полусферических выступов, то на этой поверхности такой переход невозможен по причине образования крупных вихрей, которые сдвигают исследованный нами режим к турбулентному режиму с макровихрями.

Кроме этого, из сопоставления данных на рисунке 3.7 следует, что массив наших точек в области $x/b=2,5...10$ расположен на графике несколько ниже, чем данные [17, 44]. Значит процессы взаимодействия струй с поверхностью, снабженной полусферическими выступами, способствуют на участке последствия к более интенсивному уменьшению теплоотдачи на охлаждаемой поверхности по сравнению с лобовой точкой, нежели на гладкой поверхности.

Однако напомним, что в области лобовой точки теплоотдача при натекании струй на поверхность с выступами в полтора-два раза превышает теплоотдачу при натекании струй на гладкую поверхность. Поэтому теплоотдача на участке последствия в исследованных условиях хоть в относительном виде и ниже, чем на гладкой поверхности, но абсолютные значения коэффициента теплоотдачи существенно выше гладкого варианта на всем исследованном участке последствия.

На рисунке 3.8 показано влияние относительной высоты канала $H/d_{сф}$ на среднюю теплоотдачу по всему участку последствия. Из опытных данных, представленных на рисунках 3.8, следует, что в исследованных условиях на участке последствия теплоотдача на поверхности канала с выступами по мере уменьшения высоты канала увеличивается, что соответствует физическим представлениям о конвективном турбулентном теплопереносе в каналах.

Действительно, сопоставление средней теплоотдачи в плоском канале с разной его высотой выполняется при $Re=idem$. Поэтому чем меньше высота канала, тем выше скорость в нем, а значит, выше и теплоотдача на стенках канала. А при небольшой относительной высоте канала дополнительный

прирост теплоотдачи происходит еще и по причине взаимодействия крупных вихрей, образующихся около матрицы выступов, с противоположной стенкой канала.

Таким образом, из рисунков 3.6-3.8 можно заключить следующее. Во всем исследованном диапазоне изменения геометрических параметров охлаждаемого канала с выступами (f , $H/d_{\text{сф}}$, x/L) предпочтительной, с точки зрения дополнительной интенсификации теплоотдачи выступами, является максимальная плотность расположения выступов ($f=0,85$). Это следует из более медленного уменьшения теплоотдачи вдоль охлаждаемой поверхности и более высоких абсолютных значений теплоотдачи. Ввиду тенденции увеличения теплоотдачи с уменьшением высоты канала на участке последействия, более предпочтительной является его малая высота ($H/d_{\text{сф}}=0,80$).

Для инженерных расчетов теплоотдачи на участке последействия экспериментальные данные представлены в виде зависимостей $Nu_x = A \cdot Re_x^m$ (рисунок 3.9). Соотношения для расчета констант A и m приведены в таблице 3.3. В качестве характерной скорости в числе Re_x использовалась среднерасходная скорость воздуха в охлаждающем канале.

Заштрихованная область на рисунке 3.9 представляет собой совокупность точек, иллюстрирующих теплоотдачу на стенке канала с тангенциально обтекаемой матрицей сферических выступов без струйного охлаждения. Эта область представляет собой произведение результатов расчета по стандартному уравнению [56] для местной теплоотдачи на пластине в стандартных условиях:

$$Nu_x = 0,0296 Re_x^{0,8} Pr^{0,43} \quad (3.6)$$

и поправки $\Psi_{\text{сф}}$, заимствованной из монографий [21, 78] для плоских каналов со сферическими выступами.

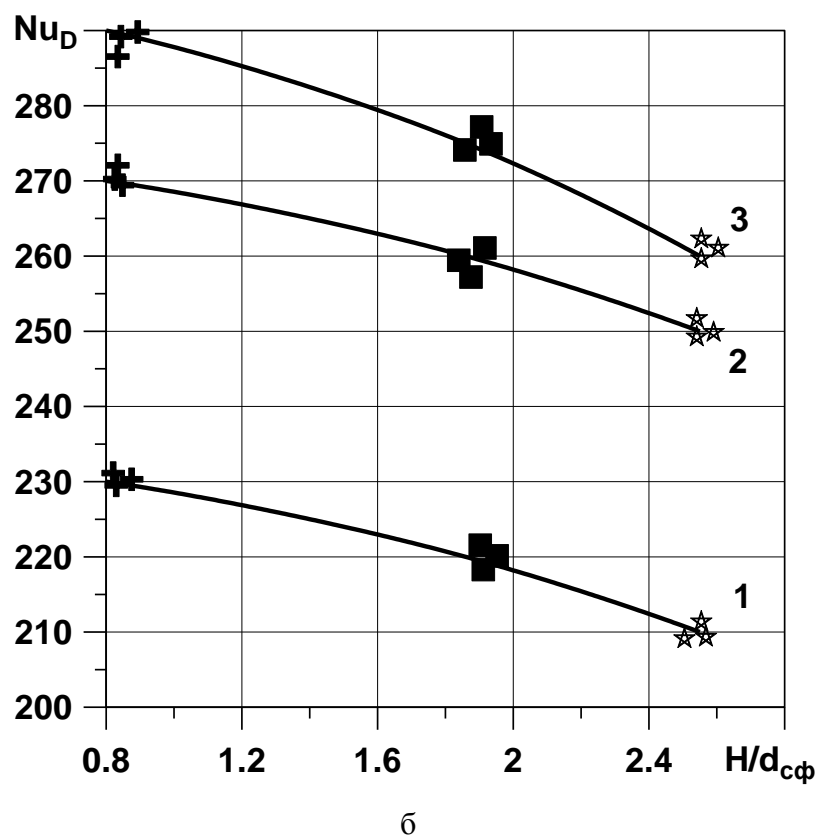
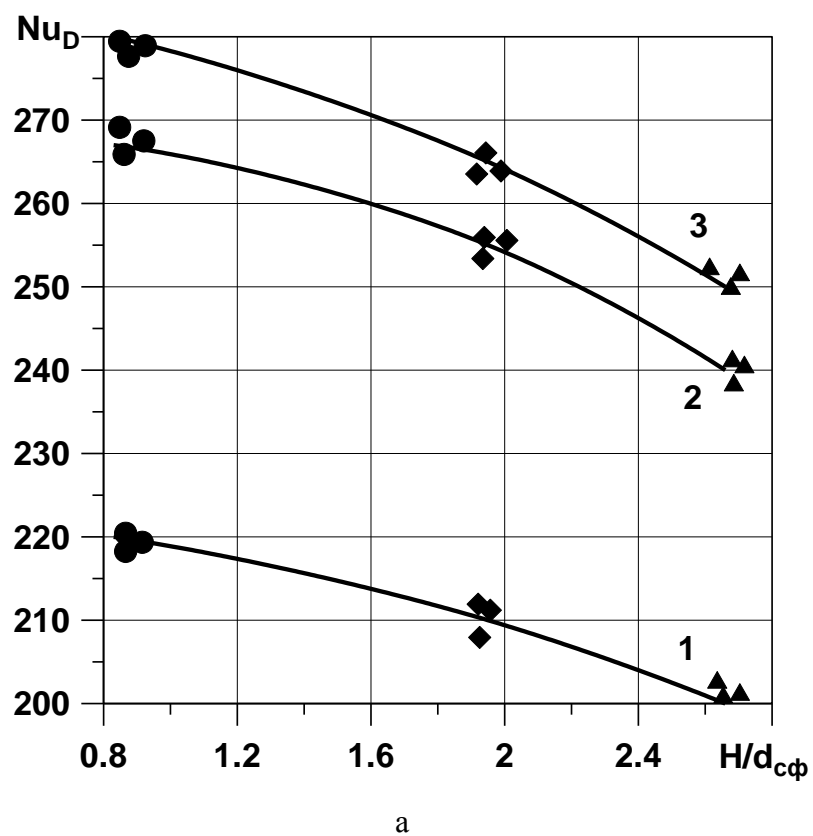


Рисунок 3.8 - Графики изменения средней теплоотдачи на участке последействия в зависимости от относительной высоты канала: а - $f=0,485$, б - $f=0,85$; 1 - $Re_D=20000$, 2 - $Re_D=30000$, 3 - $Re_D=40000$

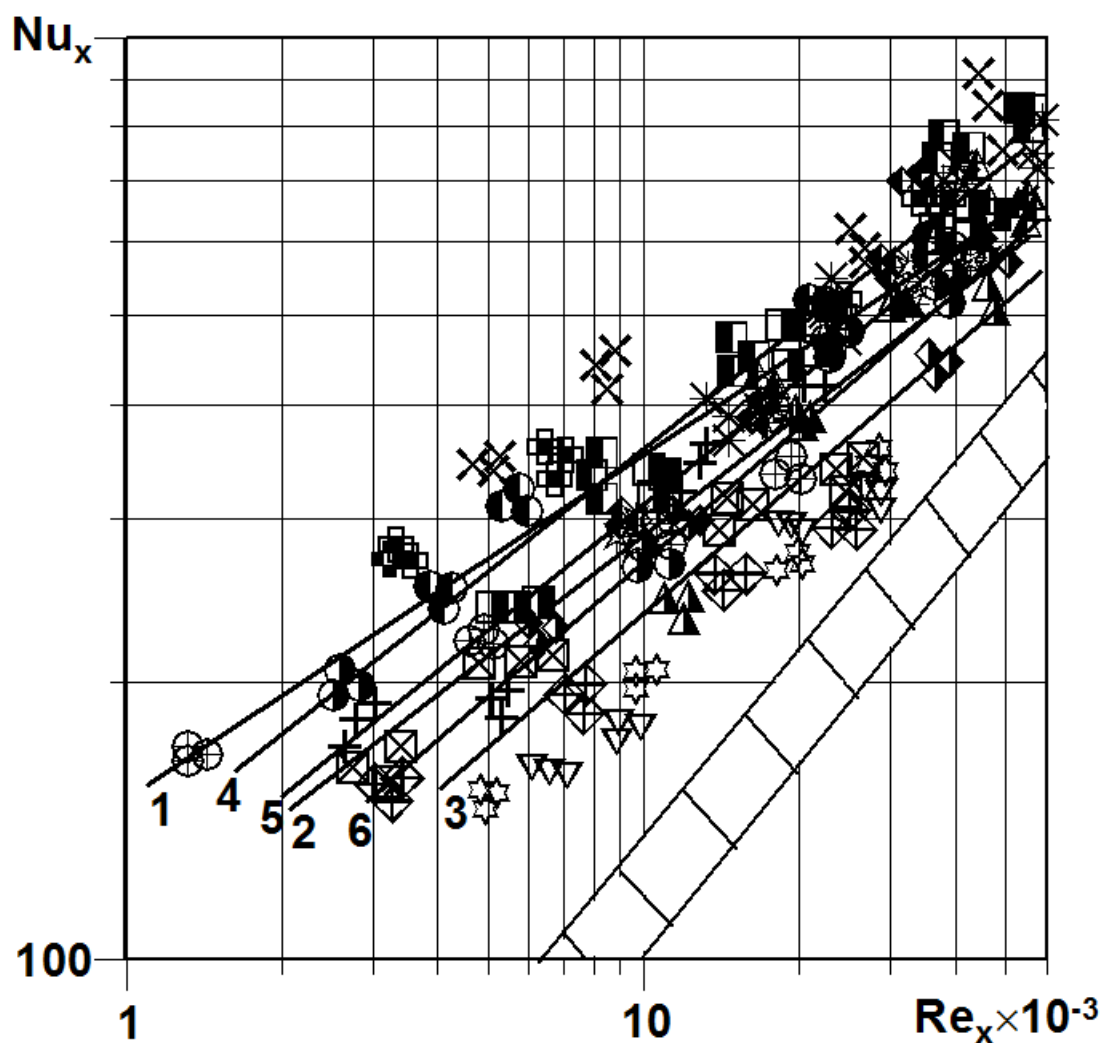


Рисунок 3.9 – Зависимости $Nu_x=f(Re_x)$ для участка последствий за лобовой точкой, где $x=0$; (1, 2 и 3-й ряды выступов) для $f=0,485$, 1, 2 и 4-й ряды выступов для $f=0,85$: 1 – $H/d_{сф}=0,83$, $f=0,485$; 2 – $H/d_{сф}=1,96$, $f=0,485$; 3 – $H/d_{сф}=2,66$, $f=0,485$; 4 – $H/d_{сф}=0,80$, $f=0,85$, 5 – $H/d_{сф}=1,86$, $f=0,85$, 6 – $H/d_{сф}=2,55$, $f=0,85$; заштрихованная область – теплоотдача при тангенциальном обтекании полусферических выступов: $\Psi_{сф.выст}Nu_{x0}$; $Nu_{x0}=0,0296Re_x^{0,8}Pr^{0,43}$; $\Psi_{сф.выст}$ – поправка, учитывающая влияние матрицы выступов в канале на теплоотдачу [21, 78]

Таблица 3.3

f	$Nu_x=A Re_x^m$	
0,485	A	$0,329\left(\frac{H}{d}\right)^2 - 4,01\frac{H}{d} + 15,105$
	m	$-0,006\left(\frac{H}{d}\right)^2 + 0,068\frac{H}{d} + 0,273$
0,85	A	$-0,199\left(\frac{H}{d}\right)^2 + 0,402\frac{H}{d} + 6,036$
	m	$0,0256\frac{H}{d} + 0,358$

Как видно из рисунка 3.9, интенсифицирующее влияние струйного охлаждения на участке последствия составляет примерно 1,9-2,5 раза по сравнению с теплоотдачей на стенке канала при исходно тангенциальном обтекании матрицы выступов. При малых значениях x (первый ряд выступов) еще велико влияние струйного натекания, поэтому разница между теплоотдачей на первом ряду выступов по сравнению с чисто тангенциальным их обтеканием более существенна, чем на последующих. С увеличением номера ряда, а вместе с ним и координаты x , эта разница будет уменьшаться ввиду приближения режима обтекания выступов к чисто тангенциальному.

Сближение полученного нами массива точек и заштрихованной области по мере увеличения числа Рейнольдса, по-видимому, связано с постепенной диссипацией крупных вихрей по ходу потока, более мощных в исследованном нами случае, нежели при натекании струй на гладкую поверхность.

Таким образом, можно констатировать, что изменение высоты модели охлаждающего канала входной кромки турбинной лопатки с полусферическими выступами неодинаково влияет на теплоотдачу: так, в области лобового натекания воздуха на охлаждаемую поверхность наблюдается максимум теплоотдачи, характеризуемый при относительной плотности расположения выступов $f=0,485$ значением относительной высоты канала $H/d=3,91$. При $f=0,85$ максимум теплоотдачи более консервативен к изменению H/d . На участке же последствия с уменьшением $H/d_{сф}$ теплоотдача на поверхности с выступами возрастает.

При этом для практического использования более предпочтительным является вариант $f=0,85$ ввиду более медленного темпа снижения теплоотдачи по длине участка последствия.

ГЛАВА 4. ТЕПЛООТДАЧА ПРИ СТРУЙНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТИ С ВЫЕМКАМИ, ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТЕЧЕНИЙ, РЕКОМЕНДАЦИИ ПО РАСЧЕТУ, СРАВНИТЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ ТЕМПЕРАТУРЫ ВХОДНОЙ КРОМКИ И СПИНКИ ЛОПАТОК

4.1. Теплоотдача при струйном охлаждении поверхности с выемками

Как было указано во введении диссертации, существуют трудности в снятии значительных термических напряжений на заднем участке спинки профиля турбинной лопатки. Причина – в резком, скачкообразном изменении режима обтекания профиля лопатки в области заднего участка спинки. Это приводит к увеличению теплоотдачи со стороны газа в несколько раз, что требует локального интенсифицирующего воздействия со стороны охлаждающего тракта [2, 73].

Схема интенсификации охлаждения на этом участке профиля показана на рисунке 4.1.

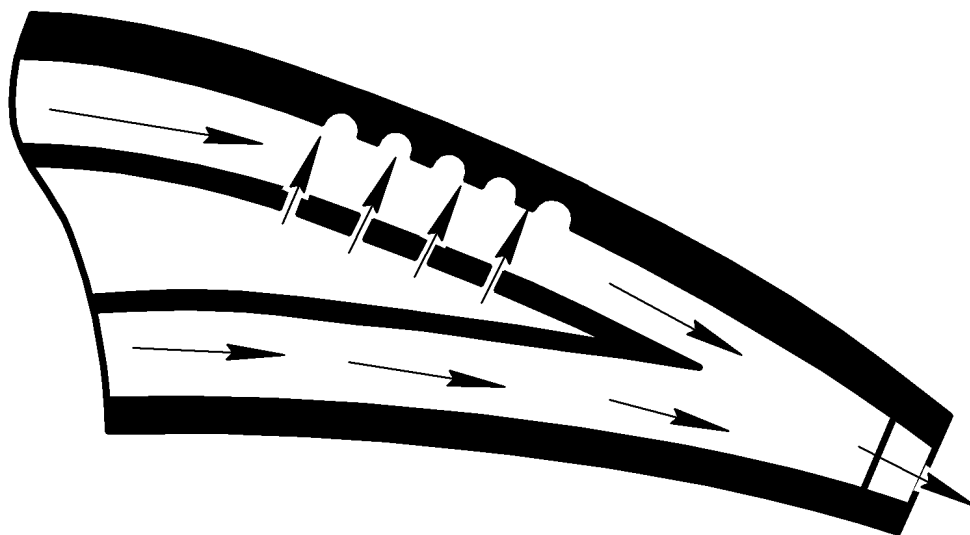


Рисунок 4.1 - Схема интенсификации струйного охлаждения на участке спинки

Отметим, что если применительно к участку входной кромки турбинной лопатки рассмотрена схема струйного натекания без сносящего

потока, то на заднем участке спинки существует два варианта схемы охлаждения:

- когда сносящий поток образуется от струй, выдуваемых из носика дефлектора входной кромки (однодефлекторная лопатка);

- при организации сносящего потока от собственной системы отверстий заднего душирующего дефлектора (двухдефлекторная лопатка).

В обоих случаях речь идет о взаимодействии струй воздуха, выдуваемого из отверстий дефлектора, со сносящим потоком, что принципиально отличает такую систему струйно-дефлекторного охлаждения от системы охлаждения входной кромки.

Результаты представленных ниже исследований предназначены для двухполостной двухдефлекторной лопатки турбины высокого давления, в которой воздух для заднего дефлектора отбирается от промежуточной ступени КВД. Подача воздуха пониженного давления в задний дефлектор снижает энергозатраты на сжатие воздуха и повышает его хладозапас по сравнению с передним дефлектором лопатки.

На рисунке 4.2 показано сравнительное изменение местных коэффициентов теплоотдачи по длине охлаждаемой поверхности при обтекании гладкой поверхности и поверхности с выемками (в выемках и между ними) при значении числа Рейнольдса $Re_d=5000$.

Согласно результатам, опубликованным в [44], при исследованном нами значении относительного шага душирующих отверстий в дефлекторной пластине ($t/d=3$) должны проявляться два воздействующих фактора: струйный характер обтекания охлаждаемой стенки и влияние образующегося около охлаждаемой поверхности сносящего потока. Следовательно, можно полагать, что неравномерный характер распределения местных коэффициентов теплоотдачи в направлении сносящего потока связан с локальным воздействием натекающих дискретных струй воздуха на поверхность охлаждаемой стенки.

Аналогичные данные были получены в работах [90, 99, 115]. Вместе с тем, на поверхности с выемками (верхняя линия на рисунке 4.2) синусоидальный характер кривой не столь ярко выражен и регулярен, как на гладкой пластине (нижняя линия).

По-видимому, выполненные на обтекаемой поверхности полусферические выемки изменяют условия взаимодействия струй с поверхностью. Судя по картинам выполненной нами визуализации течений, взаимодействие натекающих на поверхность полусферической выемки струй с донной ее областью чередуется с фазами образования возвратного течения и сопровождается при этом регулярными низкочастотными колебаниями.

Как видно из сопоставления кривых на рисунке 4.2, во всем исследованном диапазоне изменения относительной продольной координаты \bar{x} опытные точки, соответствующие поверхности со сферическими выемками, расположены выше, чем при натекании струй на гладкую поверхность.

Кроме этого, с увеличением продольной координаты \bar{x} в обоих случаях (как с выемками, так и без них) местная теплоотдача снижается, что объясняется экранирующим воздействием развивающегося около охлаждаемой поверхности сносящего потока. Причем, если около гладкой поверхности охлаждаемой стенки нарастает традиционный пограничный слой в условиях турбулизирующего воздействия струй на пристенное течение, то на поверхности с выемками происходят более сложные гидродинамические процессы. В этом случае образуется сносящий поток, взаимодействующий не только со струями, натекающими на охлаждаемую стенку, но и с крупными вихрями, генерируемыми собственно выемками. Эти вихри образуют в течении над выемкой сегментное газодинамическое тело. Кроме этого, крупномасштабные вихревые структуры, возникающие на придонной поверхности выемки, в пульсирующем режиме перемещаются из выемки на исходно гладкую поверхность.

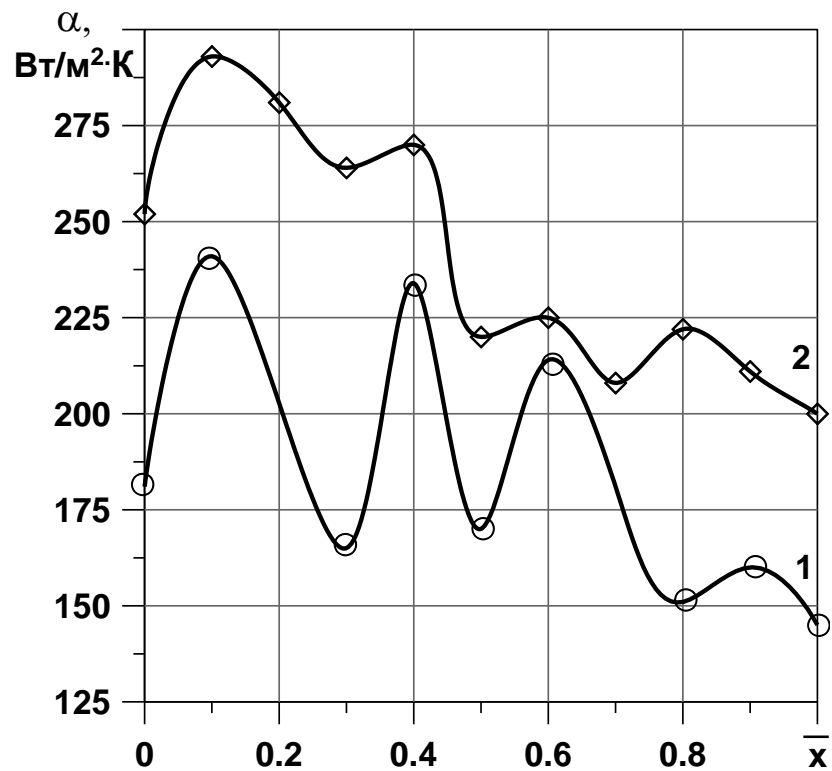


Рисунок 4.2 – Изменение местных коэффициентов теплоотдачи вдоль теплообменной модели при $Re_d=5000$: 1 – гладкая поверхность, 2 – поверхность с полусферическими выемками

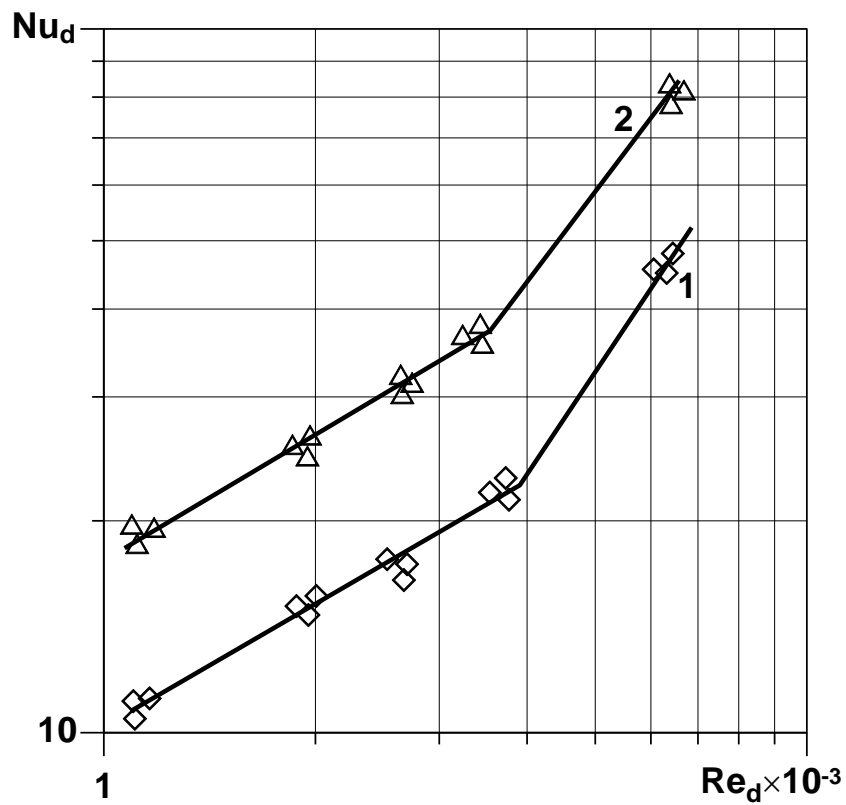


Рисунок 4.3 – Данные по средней теплоотдаче при струйном обдуве: 1 – гладкой поверхности, 2 – поверхности с полусферическими выемками

В связи с тем, что в рассматриваемых условиях на теплоотдачу около охлаждаемой поверхности влияют как струйный, так и сносящий поток, можно полагать, что теплоотдача в выемках дополнительно может возрастать за счет нормально натекающего в полости выемок струйного потока.

Известно (например, из работы [86]), что при тангенциальном обтекании полусферической выемки теплоотдача непосредственно в выемке составляет примерно 75 % от теплоотдачи при обтекании гладкой поверхности в идентичных условиях. Это происходит вследствие пониженной скорости возвратного течения, которое образуется в выемках отрывного типа, по сравнению с обтеканием исходно гладкой поверхности. В связи с этим, полусферическая выемка является интенсификатором теплоотдачи главным образом только за счет приведения площади поверхности выемки к случаю исходно гладкой поверхности.

Действительно, по данным [86] осредненная скорость возвратного течения в выемке составляет около 40 % от скорости невозмущенного тангенциального потока над ней. По нашим данным эта скорость может уменьшаться даже до 20%. Однако если воздух поступает в выемку не тангенциально, а по нормали к исходно гладкой поверхности, то струйный поток воздуха может достигать поверхности сферической полости со скоростью, обусловленной геометрическими параметрами дефлекторной пластины и расстоянием от нее до охлаждаемой поверхности с выемками.

Учитывая сказанное о правомерности учета влияния струйного и сносящего потоков, можно полагать, что сначала, когда еще не сформировался сносящий поток, влияние струй является преобладающим. С увеличением продольной относительной координаты \bar{x} значение скорости сносящего потока все более приближается к скорости струй. Следствием этого является их интенсивное размывание.

Получается, что когда преобладает струйный характер обтекания поверхности, условия для образования в полусферических выемках традиционных рециркуляционных течений нарушаются, что может быть

подтверждено визуализацией течений. Можно полагать, что в исследованных условиях теплоотдача при нормальном натекании струй воздуха на выемки, по сравнению с тангенциальным их обтеканием, становится более высокой.

Изложенное показывает, что все это не может не влиять на взаимодействие импактных струй с поверхностью и на формирование пристенного течения около нее.

С увеличением продольной координаты поверхности \bar{x} , а значит, и номера ряда отверстий в дефлекторной пластине интенсивность воздействия струй, взаимодействующих с охлаждаемой поверхностью, из-за экранирующего влияния сносящего потока снижается.

На рисунке 4.3 приведены результаты сравнительных экспериментов по исследованию средней теплоотдачи при струйном обдуве плоской гладкой пластины и пластины с полусферическими выемками ($H/d=2$, $t/d=3$). Как следует из рисунка 4.3, оба массива точек (в случае гладкой поверхности или поверхности с выемками) имеют при значении числа $Re_d \approx 3300 \dots 3500$ изменение наклона линий, аппроксимирующих опытные точки. Так, в диапазоне меньших значений числа Рейнольдса расположение аппроксимирующих линий более пологое, нежели при более высоких их значениях. Это говорит о том, что исследованы разные режимы течения, которые определяют неодинаковый характер конвективного теплообмена при натекании струй на охлаждаемую поверхность.

Аппроксимирующие уравнения для левых ветвей приведенных на рисунке 4.3 линий имеют вид:

- для гладкой поверхности:

$$Nu_d = 0,17 Re^{0,59}; \quad (4.1)$$

- для поверхности с выемками ($f=0,35$):

$$Nu_d = 0,326 Re^{0,58}. \quad (4.2)$$

Отметим, что правые ветви линий не были снабжены аппроксимирующими уравнениями, поскольку при числах Рейнольдса

$Re_d > 3500$ требуется более надежное подтверждение полученных нами закономерностей.

Отметим, что изменение наклона построенных по нашим опытным данным линий происходит практически при том же значении числа Рейнольдса, что и в работе [37] по исследованию теплоотдачи при струйном охлаждении гладкой поверхности, где этот переход происходит примерно при $Re_d \approx 3000$.

Как видно из рисунка 4.3, наличие на охлаждаемой поверхности системы полусферических выемок с относительной плотностью их расположения $f=0,35$ увеличивает теплоотдачу в 1,7 раза. Сопоставление приведено с учетом увеличения площади охлаждаемой поверхности выемками.

Таким образом, замена гладкой поверхности на поверхность с полусферическими выемками исследованной геометрии при тангенциальном течении позволяет удвоить теплоотдачу [59]. В тоже время при струйном натекании и прочих равных условиях нанесение выемок увеличивает теплоотдачу лишь на 70%. Однако их применение целесообразно и в этом случае.

4.2. Результаты визуализации течений

Для того чтобы сформулировать физическую модель происходящих в исследованных условиях процессов, была выполнена визуализация течений при струйном натекании воздуха на вогнутую поверхность модели входной кромки с полусферическими выступами при $f=0,85$, $H/d=1,60$ ($H/d_{сф}=0,80$), $Re_H=10^5$ и при натекании системы струй на матрицу полусферических выемок при $d_{сф}/d = 3$, $H/d=2$, $Re_d=5000$.

Визуализация течений на поверхности с выступами и выемками выполнялась при помощи офсетного порошка и при помощи шелковинок. Результаты визуализации течений на модели входной кромки турбинной

лопатки, а также рисунок с характерными линиями тока представлены на рисунке 4.4.

Как видно на фотографии рисунка 4.4, при струйном натекании воздуха на поверхность с выступами в лобовой точке действительно имеет место струйная модель течения: нулевой ряд выступов полностью свободен от офсетного порошка несмотря на то, что перед тем, как включить компрессор, вся вогнутая поверхность модели входной кромки была покрыта равномерным слоем порошка. Отсутствие порошка на полусферических выступках свидетельствует о том, что направление струй, выходящих из дефлектора нормально к поверхности. Кроме этого, их кинетической энергии достаточно для того, чтобы сдуть порошок со всей поверхности выступов первого ряда.

Первый ряд выступов демонстрирует переходную модель течения от струйного к канальному режиму: все выступы первого ряда имеют месяцеобразный поясok покрытой порошком поверхности оснований выступов по задней их стороне. Это означает, что вектор скорости потока изменяет направление на промежуточное, когда происходит неполное сдувание порошка струями воздуха.

Как следует из фотографии визуализации течений, характер обтекания выступов, начиная со второго ряда и далее вниз по потоку одинаков: на поверхности всех этих рядов выступов наблюдается одинаковая картина их обтекания: задняя половина поверхности остается покрытой офсетным порошком, что является типичным для тангенциального режима их обтекания.

Выполненные нами визуализационные исследования ($Re_d=1100...1200$) струйно-канального режима обтекания (рисунок 4.5) системы выемок показали, что образующийся от системы натекающих на поверхность струй сносящий поток способствует формированию возвратных течений в полостях выемок с нестационарным характером, сопровождающимся крупномасштабными низкочастотными колебаниями.

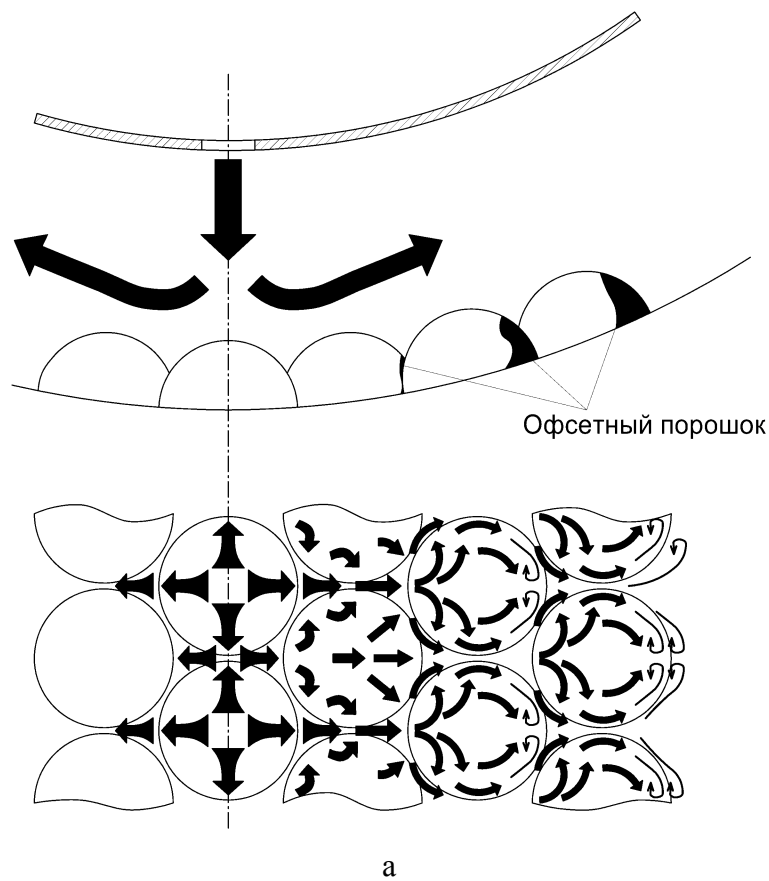


Рисунок 4.4 - Результаты визуализации течений на поверхности с полусферическими выступами: а - шелковинками; б - офсетным порошком

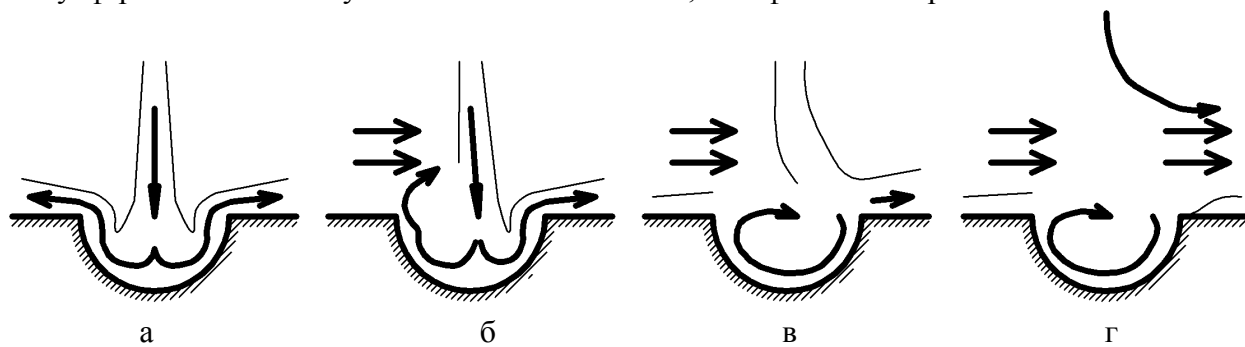


Рисунок 4.5 - Результаты визуализации течений в выемке

В результате этого в полусферической выемке происходит регулярное чередование двух процессов: периодического обновления образующегося возвратного течения с одной стороны и дискретного во времени и пространстве струйного потока, периодически достигающего донной области выемки – с другой (рисунок 4.5, б, в).

Неустойчивый характер исследуемых течений потребовал, как и при исследовании выступов, укоротить шелковинки до 4-5 мм. Это позволило приклеенным на выступах и в донной части выемки шелковинкам продемонстрировать преобладающие во времени характерные направления исследуемых пристенных течений.

Далее проводился детальный анализ динамики изменения направлений шелковинок при замедленном воспроизведении сделанной видеозаписи.

Как показал анализ видеосъемок, различий в частоте смены того и другого режима обтекания выемки не обнаружено. При увеличении числа Рейнольдса они незначительно увеличивали частоту смены режима. Такой характер течения принципиально отличает его как от процесса чисто струйного натекания на одиночную сферическую выемку одиночной соосной с выемкой струи (рисунок 4.5, а) [63, 88], так и от канального механизма обтекания выемок отрывного типа [21, 78] (рисунок 4.5, г).

Установленный механизм регулярного нестационарного воздействия потоков на течение в полусферической выемке позволяет высказать предположение о причине дополнительного увеличения теплоотдачи в ней по сравнению с гладкой поверхностью.

По нашим данным, в исследованных условиях струйного натекания потока при замене гладкой поверхности на поверхность с полусферическими выемками теплоотдача за счет гидродинамического взаимодействия потока с поверхностью возрастает на 40%, а за счет увеличения площади теплообменной поверхности – на 30%.

Полученные результаты показывают, что нанесение выемок на поверхность, обдуваемую системой импактных струй, может дополнительно увеличить теплоотдачу на охлаждаемой поверхности.

4.3 Рекомендации по расчету и конструированию струйно-дефлекторных систем с полусферическими выступами или выемками

Задаются геометрические размеры лопатки - наружный радиус входной кромки $r_{вх}$ и толщина стенки профиля лопатки δ .

Задаются размеры выступов. Так как $r_{внут}/d_{сф}=5$, то $d_{сф}=(r_{вх}-\delta)/5$.
Задается плотность расположения выступов на охлаждаемой поверхности.

Задается диаметр отверстия в дефлекторе. Так как $d/d_{сф}=0,5$, то $d=0,5d_{сф}$.

Задается высота охлаждающего канала. Исходя из проведенных экспериментов, оптимальное значение относительной высоты канала $H/d=3,9$, отсюда оптимальное значение высоты канала $H=3,9d$.

Рассчитывается число Рейнольдса для лобовой точки:

$$Re_H = \frac{w_d \cdot H \cdot \rho_{охл}}{\mu_{охл}}, \text{ где } w_d - \text{ скорость воздуха в отверстиях дефлектора.}$$

По заданным f и H/d из таблицы 3.2 берутся значения A и m для критериального уравнения $Nu_H = A Re_H^m$.

По выбранному критериальному уравнению определяются значения Nu_H и коэффициент теплоотдачи в лобовой точке (на нулевом ряду выступов): $\alpha = Nu_H \cdot \lambda_{охл} / H$.

Определяется относительная высота канала на участке последействия. Если требуется максимальная теплоотдача, то $H/d_{сф}=0,8$. По выбранному $H/d_{сф}$ определяется абсолютная высота канала.

Рассчитывается число Рейнольдса для требуемых точек участка последствия: $Re_x = \frac{w_{cp} \cdot x \cdot \rho_{охл}}{\mu_{охл}}$, где w_{cp} - среднерасходная скорость воздуха в охлаждающем канале между дефлектором и охлаждаемой поверхностью.

Для заданного значения H/d по данным таблицы 3.3 рассчитываются значения A и m для критериального уравнения $Nu_x = A Re_x^m$. По полученному критериальному уравнению рассчитываются Nu_x и коэффициенты теплоотдачи: $\alpha = Nu_H \cdot \lambda_{охл} / x$.

На охлаждаемом участке спинки, для случая $H/d=2$, $t/d=3$, $d_{выем}/d=3$ теплоотдача может быть рассчитана по уравнениям (4.1), (4.2).

4.4. Сравнительные расчеты температурного состояния входной кромки и спинки турбинной лопатки

Сравнительные расчеты проводились для оценки интенсифицирующего эффекта от применения рассмотренных в настоящей работе комбинированных способов воздушного охлаждения. Для этого были проведены расчеты температурного состояния при применении других эффективных методов охлаждения турбинных лопаток: традиционного струйно-дефлекторного способа охлаждения гладкой поверхности (схема 1 в таблице 4.1); при помощи компланарных каналов (вихревой матрицы), схема 2 в таблице 4.1 и циклонного охлаждения (схема 3 таблица 4.1). Технология литья всех названных схем охлаждения турбинных лопаток в настоящее время освоена, включая и цельнолитой, совместно с профилем лопатки, дефлектор.

Все расчеты выполнялись для температуры газа перед турбиной высокого давления $T^*_{г}=1600$ К при $Re_{г}=10^4$. Наружный диаметр участка входной кромки лопатки принимался равным 4 мм; толщина стенки - 1 мм. Температура охлаждающего воздуха в дефлекторе $T^*_{охл.вх.}=800$ К. Относительный расход охлаждающего воздуха на венец лопаток соплового

аппарата принимался равным $G_{\text{охл}}=3,5\%$. Рассчитывался только участок радиусного обвода входной кромки сопловой лопатки турбины высокого давления.

Таблица 4.1

Схема	Название способа охлаждения	Исследователи	Год
	Струйно-дефлекторное	Г.П. Нагога и др.	1996
	Компланарные каналы (вихревая матрица)	Г.М. Горелов и др.	1990
	Циклонное	А.А. Халатов и др. Ш.А. Пиралишвили и др.	2002 2010
	Струйно-дефлекторное с полусферическими выступами	Автор диссертационной работы	2014

Расчет температурного состояния входной кромки для случая струйно-дефлекторного охлаждения поверхности с выступами и традиционного струйно-дефлекторного охлаждения выполнялся в программном комплексе ANSYS-Fluent. Тип используемой расчетной сетки - треугольная. Достоинством такой сетки является быстрота ее построения, менее высокие требования к качеству и точности построения расчетной геометрии.

Недостатком треугольной сетки является наибольшее, по сравнению с другими типами сеток, количество элементов, а значит, и более серьезные

требования к расчетным мощностям и более длительное время расчета. Однако ввиду того, что решалась двумерная стационарная прямая задача теплопроводности в твердом теле при постоянных граничных условиях, тип сетки практически не сказывался на продолжительности счета.

Внешний вид фрагментов сечений стенки турбинной лопатки, покрытых расчетной сеткой представлен на рисунке 4.6.

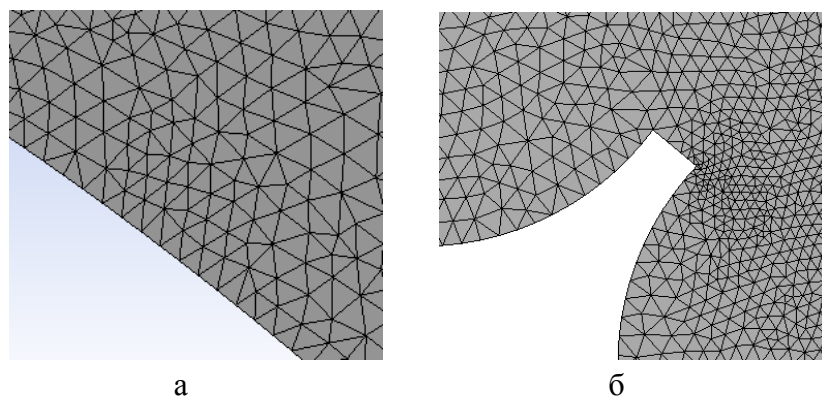


Рисунок 4.6 - Внешний вид расчетной сетки: а - для случая гладкой охлаждаемой поверхности, б - для случая поверхности с полусферическими выступами при $f=0,85$

Минимальный размер ячейки сетки принимался равным 0,05 мм с целью получения удовлетворительного качества сетки, особенно в случае поверхности с выступами, где геометрия более сложная, и присутствуют мелкие элементы, требующие качественного разрешения элементами сетки (плоская поверхность между выступами).

В качестве граничных условий для расчета температурного состояния использовались граничные условия третьего рода, таблица 4.2.

Результаты расчета в ANSYS-Fluent температурного состояния входной кромки сопловой турбинной лопатки при традиционном струйно-дефлекторном и комбинированном охлаждении (струйно-дефлекторное с полусферическими выступами) представлены на рисунке 4.7.

Таблица 4.2

Рассчитываемый способ охлаждения	Параметр	Методика расчета	Способ задания или значение
Струйно-дефлекторное охлаждение	α_{Γ}	Рекомендации В.И. Локая [73]	$\alpha_{\Gamma}=f(x), \frac{Вт}{м^2 \cdot К}$
	T^*_{Γ}	Не рассчитывалось, было условно принято	1600 К
	$\alpha_{охл}$	Рекомендации Г.П. Нагоги [59]	$\alpha_{охл}=f(x), \frac{Вт}{м^2 \cdot К}$
	$T^*_{охл.вх.}$	Не рассчитывалось, было условно принято	800 К
Струйно-дефлекторное охлаждение с полусферическими выемками	α_{Γ}	Рекомендации В.И. Локая [73]	$\alpha_{\Gamma}=f(x), \frac{Вт}{м^2 \cdot К}$
	T^*_{Γ}	Не рассчитывалось, было условно принято	1600 К
	$\alpha_{охл}$	Рекомендации автора (глава 3)	$\alpha_{охл}=f(x), \frac{Вт}{м^2 \cdot К}$
	$T^*_{охл.вх.}$	Не рассчитывалось, было условно принято	800 К

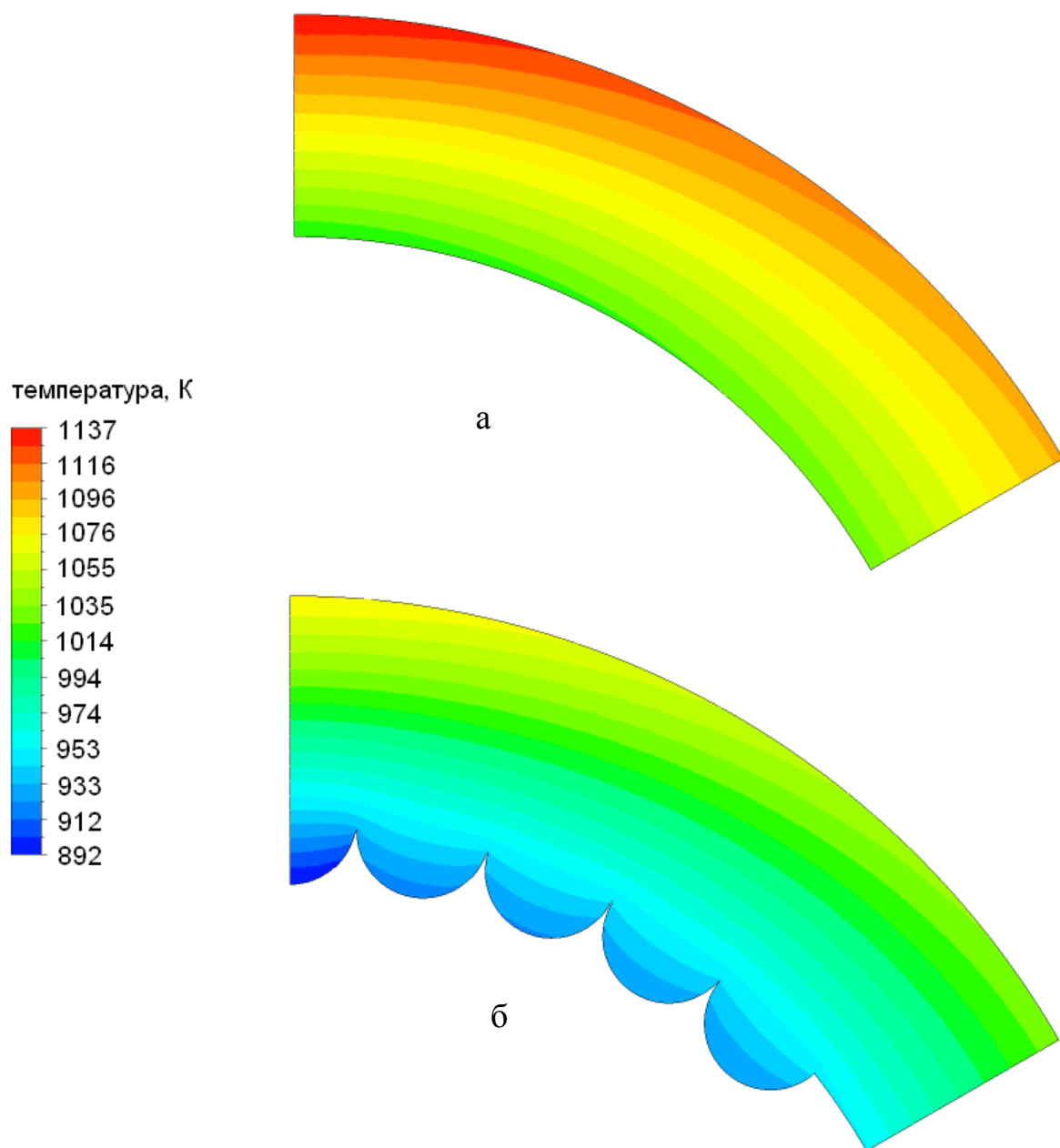


Рисунок 4.7 - Результаты расчета температурного состояния входной кромки турбинной лопатки при использовании: а - традиционного струйно-дефлекторного охлаждения, б - комбинированного охлаждения (струйно-дефлекторное с полусферическими выступами и $f=0,85$)

Для расчета температурного состояния внешней поверхности входной кромки (со стороны газа) с охлаждением компланарными каналами (вихревая матрица) в литературе были найдены только данные по распределению эффективности охлаждения вдоль участка радиусного обвода [106]. Температура стенки со стороны газа в этом случае может быть рассчитана по формуле:

$$T_{\text{ст.г}} = T_{\text{г}}^* - \Theta(T_{\text{г}}^* - T_{\text{охл.вх}}^*). \quad (4.1)$$

Распределение температуры наружной поверхности лопатки вдоль участка радиусного обвода входной кромки при применении охлаждения компланарными каналами представлено на рисунке 4.8.

Температурное состояние входной кромки при использовании циклонного способа охлаждения также рассчитывалось по данным по распределению эффективности охлаждения вдоль участка радиусного обвода [61, 62].

Распределение температуры наружной поверхности лопатки вдоль участка радиусного обвода при применении циклонного способа охлаждения представлено на рисунке 4.8.

Там же приводятся данные по струйно-дефлекторному и комбинированному охлаждению (струйно-дефлекторное с полусферическими выступами), взятые из результатов выполненного автором диссертации расчета в ANSYS-Fluent.

Кроме этого, на рисунке 4.8 приводится распределение эффективности охлаждения вдоль участка радиусного обвода при использовании всех рассмотренных способов охлаждения.

Как следует из рисунка 4.8, применение на участке входной кромки струйно-дефлекторной охлаждения совместно с полусферическими выступами позволяет понизить температуру стенки лопатки на 50...60 К по сравнению со струйно-дефлекторным способом; на 80...90 К - по сравнению с циклонным охлаждением и на 215 К - по сравнению с использованием вихревой матрицы.

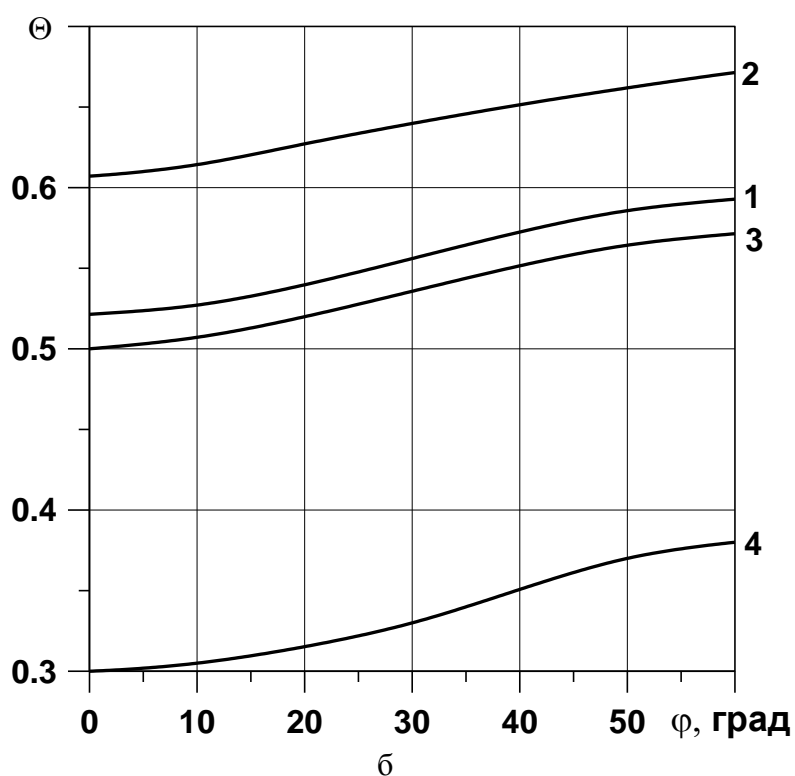
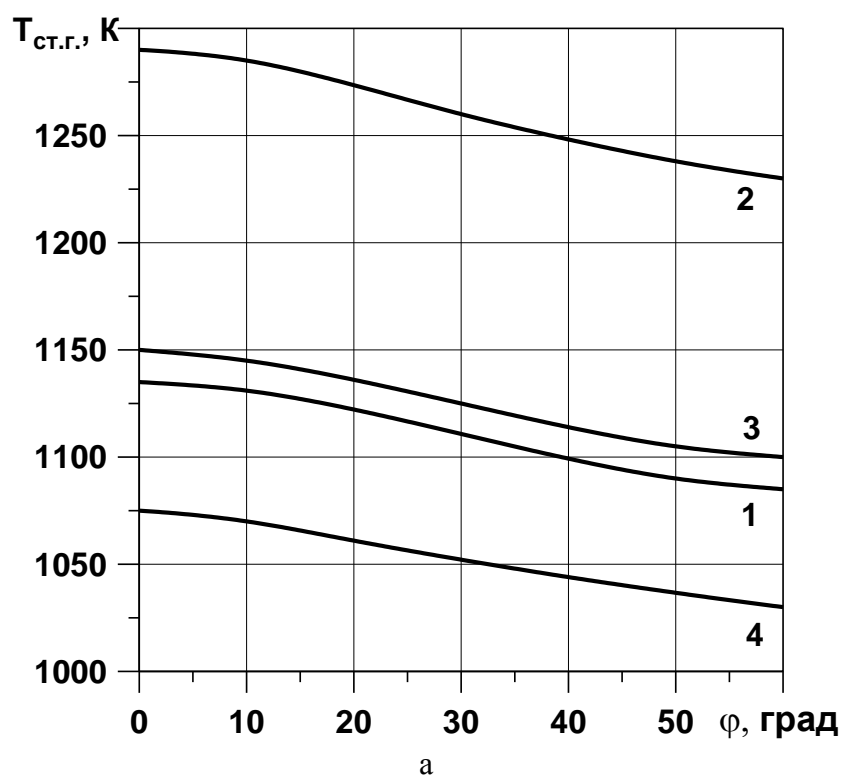


Рисунок 4.8 - Распределение температур (а) и эффективности охлаждения (б) вдоль участка радиусного обвода входной кромки турбинной лопатки при использовании: 1 - струйно-дефлекторного охлаждения [59], 2 - охлаждения при помощи компланарных каналов [77-79], 3 - циклонного охлаждения [61, 62], 4 - комбинированного охлаждения (струйно-дефлекторное+выступы)

Кратко прокомментируем результаты расчета температурного состояния заднего участка спинки турбинной лопатки в случае традиционного многорядного струйного воздушного охлаждения гладкой поверхности и при использовании комбинированного варианта (струйно-дефлекторное с полусферическими выемками) для тех же условий, что и на входной кромке: $T^*_г=1600$ К, $T^*_{охл.вх}=800$ К, $\delta=1$ мм.

Пусть коэффициент теплоотдачи со стороны потока газа на расчетном участке постоянный и составляет $\alpha_г=3000 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$. Тогда с использованием

данных рисунка 4.3) получим для поверхности с выемками $\alpha = 4610 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

Для гладкой поверхности коэффициент теплоотдачи составит $2712 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

Тогда температура стенки со стороны газа для участка спинки с выемками получится равной $T_{ст.г.}=1120$ К, а для "гладкой" спинки - 1220 К.

Отсюда следует, что применение на охлаждаемой струями поверхности системы полусферических выемок с относительной плотностью расположения $f=0,35$ позволяет понизить температуру наружной поверхности спинки турбинной лопатки на 100 К.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Установлено, что в исследованном диапазоне изменения относительной высоты канала и с учетом увеличения площади теплообменной поверхности выступами теплоотдача в области лобовой точки при $f=0,85$ увеличивается по сравнению со струйным обдувом гладкой поверхности входной кромки до 1,7 раза, а при $f=0,485$ – до 2 раз.

2. Выявлено, что полусферические выступы на охлаждаемой импактными струями поверхности модели входной кромки лопатки сохраняют оптимальные значения относительной высоты канала H/d в области лобовой точки, а более высокая плотность расположения выступов f делает более консервативным значение максимума теплоотдачи к изменению H/d . Уровень теплоотдачи при $f=0,85$ составляет примерно 80% от теплоотдачи при $f=0,485$.

3. Получено, что на участке последействия (1-4 ряды матрицы выступов) при уменьшении $H/d_{сф}$ средняя теплоотдача увеличивается; кроме этого, с точки зрения повышения теплоотдачи на участке последействия более предпочтительным является вариант $f=0,85$.

4. Обнаружено, что на участке последействия струйного однорядного охлаждения поверхности с выступами средняя теплоотдача увеличивается в 1,9...2,5 раза по сравнению с исходно тангенциальным обтеканием исследованных матриц выступов.

5. Установлено, что применение полусферических выемок с $f=0,35$ на обдуваемой системой струй плоской поверхности может увеличить теплоотдачу в 1,7 раза по сравнению с гладкой поверхностью.

6. Визуализация течений показала, что при исследованных значениях f и H/d уже в 1-м ряду выступов начинает преобладать канальная модель течения. В выемках чередуются процессы обновления возвратного течения со струйным потоком, периодически достигающим дна выемки.

7. Результаты сравнительных расчетов по разработанным рекомендациям для натуральных условий работы сопловой лопатки турбины высокого давления показали, что при $T^*_{\Gamma} = 1600\text{K}$; $T^*_{\text{охл.вх}} = 800\text{K}$ и $G_{\text{отн.охл}} = 3,5\%$ средняя температура входной кромки при струйно-дефлекторном охлаждении с интенсификацией полусферическими выступами на 60 К ниже, чем при традиционном струйно-дефлекторном охлаждении; на 80 К ниже, чем при циклонном охлаждении и на 215 К ниже, чем при охлаждении при помощи вихревой матрицы. Применение полусферических выемок на заднем участке спинки лопатки уменьшает температуру лопатки на 100 К по сравнению с традиционным струйно-дефлекторным охлаждением.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров А.А., Горелов Г.М., Данильченко В.П., Резник В.Е. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при обтекании поверхностей с развитой шероховатостью в виде сферических углублений // Пром. теплотехника. – 1989. – Т.11. – №6. – С.57-61.
2. Ануров Ю.М. Эффективные методы интенсификации теплообмена в системах охлаждения лопаточных аппаратов высокотемпературных газовых турбин // Автореф. дис. ... докт. техн. наук. – СПб: Компания «Энергомаш (ЮК) Лимитед», 2005. – 36 с.
3. Арсеньев Л.В., Везломцев С.К., Носов В.В. Исследование структуры потока при течении в щелевом канале с генераторами вихрей // Судостроительная промышленность. Промышленная энергетика, охрана окружающей среды, энергосбережение судов. – 1988. – №5. – с.25-29.
4. Арсеньев Л.В., Митряев И.Б. Теплообмен вогнутой поверхности с одиночной струей в сносящем потоке. - Теплоэнергетика, 1978, №11, с.56-60.
5. Афанасьев В.Н., Чудновский Я.П. Теплообмен и трение при безотрывном обтекании сферических углублений турбулентным потоком воздуха // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. 1991. – №4. – с.15-25.
6. Афанасьев В.Н., Чудновский Я.П. Экспериментальное исследование структуры течения в одиночной впадине // Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. 1993. №1. с. 85-95.
7. Башмаков И.В. О характере мгновенного течения в турбулентном неизотермическом пограничном слое с высокочастотными пульсациями давления конечной амплитуды // Труды Университета дружбы народов им. Патриса Лумумбы. 1972. – Т.61. – Вып.№2. – с.50- 67.
8. Беленький М.Я., Готовский М.А., Леках Б.М. и др. Интенсификация теплообмена при использовании поверхностей, формованных сферическими лунками // Тепломассообмен - ММФ-92: Тезисы докладов / ИТМА АНБ. Минск, 1992. Т.1, ч. 1. с. 90-92.

9. Бельский М.Я., Готовский М.А., Лекаев Б.М. Экспериментальное исследование тепловых и гидравлических характеристик теплообменных поверхностей, формованных сферическими лунками // Теплофизика высоких температур. – 1991. – Т.29. – №16. – с.1142-1147.
10. Белов И.А., Памати Б.Н. Взаимодействие струи с плоской нормально расположенной преградой. - Инж.-физ. журн., 1972, 22, №1, с. 50-58.
11. Бильский А.В. Гидродинамическая структура осесимметричной импульсной струи // Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. - Новосибирск: ИТ им. С.С. Кутателадзе Сиб. отд. РАН, 2006. - 21 с.
12. Брдлик П.М., Савин В.К. Исследование теплообмена при осесимметричном струйном обтекании плоских поверхностей, расположенных нормально к потоку. - Научн. тр. / НИИСФ, 1967, вып. 2, с.123-142.
13. Брдлик П.М., Савин В.К. Теплообмен в окрестности критической точки при осесимметричном струйном обтекании плоских поверхностей, расположенных нормально к потоку. - Инж.-физ. журн., 1966, 10, №4, с. 423-428.
14. Брдлик П.М., Савин В.К. Теплообмен между осесимметричной струей и пластиной, расположенной нормально к потоку. - Инж.-физ. журн., 1965, 8, №2, с. 146-155.
15. Бузник В.М. Интенсификация теплообмена в судовых установках. Л.: Судостроение, 1969. 363 с.
16. Волчков Э.П., Калинина С.В., Матрохин И.П. и др. Некоторые результаты экспериментального исследования аэродинамики и теплообмена на поверхности с полусферическими кавернами // Сиб. физ.-техн. журн. 1992. Вып. 5. с. 3-9.
17. Гардон Р., Акфират К. Характеристики теплоотдачи при ударе двумерных воздушных струй. - Тр. Амер. о-ва инженеров-механиков. Теплопередача, 1966, 88, №1, с. 110-118.

18. Горелов Ю.Г., Горелова Д.В. Трехмерные численные исследования струйного обдува трактовых полков сопловых блоков турбины // *Авиационная техника*. 2013, №1, с. 44-50.
19. Гортышов Ю.Ф., Амирханов Р.Д. Теплообмен и трение в каналах со сферическими углублениями // *Рабочие процессы в охлаждаемых турбомашинах и энергетических установках: межвуз. сб.* – Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та. 1995. – С.87-90.
20. Гортышов Ю.Ф., Олимпиев В.В. Теплообменные аппараты с интенсифицированным теплообменом. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 1999. - 176 с.
21. Гортышов Ю.Ф., Попов И.А., Олимпиев В.В., Щелчков А.В., Каськов С.И. Теплогидравлическая эффективность перспективных способов интенсификации теплоотдачи в каналах теплообменного оборудования. *Интенсификация теплообмена: монография / под общ. ред. Ю.Ф. Гортышова.* - Казань: Центр инновационных технологий, 2009. - 531 с.
22. Готовский М.А., Беленький М.Я., Фокин Б.С. Теплоотдача и сопротивление при течении в круглой трубе с интенсификацией регулярной системой сферических выемок и сферических выступов / *Тепломассообмен и гидродинамика в закрученных потоках: тез. докл. Второй рос. науч. конф.* М.:Изд-во МЭИ, 2005. – С.49-50.
23. Громов П.Р., Зобнин А.Б., Рабинович М.И., Сущик М.М. Бифуркации пространственных структур течения в трехмерной выемке // *Всесоюзн. семинар по гидродинамической устойчивости и турбулентности: Тез. докл.* Новосибирск, 1989. с. 138-139.
24. Громов П.Р., Зобнин А.Б., Рабинович М.И., Сущик М.М. Рождение уединенных вихрей при обтекании сферических углублений // *Письма в ЖЭТФ*. 1986. Т. 12, № 21. с. 1323-1328.
25. Гуров С.В. Исследование интенсивности охлаждения дефлекторной лопатки. - *Теплоэнергетика*, 1967, №10, с. 81-84.

26. Дилевская Е.В., Чудновский Я.П., Михайлов С.Н. Интенсификация теплообмена на поверхностях охладителей силовых полупроводниковых приборов // Труды Первой Рос. нац. конф. по теплообмену. 1994. т.8, с. 70-75.
27. Дрейцер Г.А. Критический анализ современных достижений в области интенсификации теплообмена в каналах // Труды Второй Рос. научн. конф. по теплообмену. т.6: Интенсификация теплообмена / МЭИ. М., 1998, с. 91-98.
28. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я., Мазур А.И. Теплообмен охлаждаемых воздухом дефлекторных лопаток газовых турбин. - Теплоэнергетика, 1971, №6, с. 74-76.
29. Дыбан Е.П., Эпик Э.Я., Мазур А.И., Филипчук В.Е. Теплообмен при струйном обдуве входной кромки турбинной лопатки. - Изв. вузов. Энергетика, 1972, №5, с. 90-96.
30. Езерский А.Б., Шехов В.Г. Визуализация потока тепла при обтекании уединенных сферических углублений // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1989. №6. с. 161-164.
31. Жукаускас А.А. Конвективный теплоперенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982. 472 с.
32. Иванов М.Я., Почуев В.П. Проблемы создания высокотемпературных турбин современных авиационных двигателей. Конверсия в машиностроении, №5, 2000.
33. Ибрагимов М.Х., Субботин В.И., Бобков В.П., Сабелев Г.И., Таранов Г.С. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах – М.: Атомиздат, 1978. – 296 с.
34. Итон Дж. К., Джонстон Дж. П. Обзор исследований дозвуковых турбулентных присоединяющихся течений // Ракетная техника и космонавтика. 1981. т. 19, №10. с.7-19.
35. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. и др. Закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции: Открытие №242 СССР//Б.И. 1981. №35.

36. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах – М.: Машиностроение, 1990. – 208 с.
37. Керчер, Табаков. Теплоотдача плоской поверхности, обдуваемой падающим перпендикулярно ей прямоугольным пучком круглых воздушных струй, с учетом влияния на теплоотдачу отработанного воздуха. - Тр. Америк. о-ва инженеров-механиков. Энерг. машины и установки, 1970, 92, №1, с. 87-100.
38. Кесарев В.С., Козлов А.П. Структура течения и теплообмен при обтекании полусферического углубления турбулизированным потоком воздуха. - Вестник МГТУ. Сер. Машиностроение. – 1993. – №1. – с.106-115.
39. Кикнадзе, Г.И., Гачечиладзе И.А., Олейников В.Г. и др. Механизмы смерчевой интенсификации тепломассообмена // Тр. Первой рос. науч. конф. по теплообмену – М.: Изд-во МЭИ, 1994. – Т.8. – С.97-106.
40. Кикнадзе Г.И., Краснов Ю.К. Эволюция смерчеобразных течений вязкой жидкости // Докл. АН СССР. 1986. т. 290, №6. с. 1315-1318.
41. Кикнадзе Г.И., Краснов Ю.К., Подымако Н.Ф. Самоорганизация вихревых структур при обтекании водой полусферической лунки // Докл. АН СССР. – 1986. – Т.291. – №6. – С.1315-1318.
42. Козлов А.П. Проявление трехмерности в двумерных отрывных течениях // Докл. АН, 1994. т.338, №3. с.337-339.
43. Комаров П.Л., Поляков А.Ф. Исследование характеристик турбулентности и теплообмена за обратным уступом в щелевом канале. М., 1996. 70 с.
44. Конвективный теплообмен при струйном обтекании тел / Дыбан Е.П., Мазур А.И. - Киев: Наук. думка, 1982. - 303 с.
45. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. 2-е изд., перераб. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
46. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973. 416 с.

47. Лаптев А.Г. Модели пограничного слоя и расчет тепломассообменных процессов. - Казань: Изд-во Казанск. ун-та, 2007. - 500 с.
48. Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Афанасьев В.Н., Заболоцкий В.П. Исследование пульсационной структуры теплового турбулентного пограничного слоя в условиях ламинарного потока // Тепломассообмен - VI: Материалы VI Всесоюзной конф. по теплообмену. Минск, 1980. т.4, ч.2. с.136-146.
49. Мазур А.И. Исследование продольной пульсации скорости в системе осесимметричных струй, истекающих из перфорированной пластины. - Вопр. техн. теплофизики, 1976, вып. 6, с. 12-21.
50. Мазур А.И., Дыбан Е.П., Голованов В.П., Давыденко И.Г. Локальный теплообмен в системе импактных струй с односторонним выходом потока. - Теплофизика и теплотехника, 1978, вып. 35, с. 13-18.
51. Мазур А.И., Дыбан Е.П., Голованов В.П., Давыденко И.Г. Особенности течения воздуха и теплообмена в системе импактных струй с односторонним выходом потока. - Теплофизика и теплотехника, 1978, вып. 34, с.64-69.
52. Мецгер, Бальцер, Дженкинс. Охлаждение набегающими струями лопаток газовых турбин с учетом влияния заострения передней кромки. - Тр. Амер. о-ва инженеров-механиков. Энерг. машины и установки, 1972, 94, №3, с. 49-55.
53. Мецгер, Корстад. Влияние поперечного потока на теплоотдачу от плоской поверхности при ударе воздушных струй. - Тр. Амер. о-ва инженеров-механиков. Энерг. машины и установки, 1972, 94, №1, с. 38-45.
54. Мигай В.К. Моделирование теплообменного энергетического оборудования. Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 284 с.
55. Мигай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1986.
56. Михеев М.А., Михеева М.И. Основы теплопередачи. 2-е. изд. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.

57. Мотулевич В.П. Метод относительного соответствия и его применение в задачах тепло- и массообмена // Инж.-физ. журн. 1968. т. 14, с. 8-16.
58. Мшвидобадзе Ю.М. Экспериментальные исследования поля течения единичной полусферической каверны в прямоугольном канале / Тез. докл. VII Всесоюз. шк.-сем. «Современные проблемы газодинамики». – с.36-37.
59. Нагога Г.П. Эффективные способы охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин: учебное пособие. - М.: Изд-во МАИ, 1996. - 100 с.: ил.
60. Накоряков В.Е.Бурдуков А.П. и др. Тепло- и массообмен в звуковом поле / под ред. С.С. Кутателадзе. – СО АН СССР. Новосибирск, 1970. – 253 с.
61. Пиралишвили Ш.А., Жорник И.В., Веретенников С.В., Хасанов С.М., Спичакова М.В. // Конверсия в машиностроении. - 2008.-№1. - с. 21-24.
62. Пиралишвили Ш.А., Фролова И.В., Веретенников С.В., Хасанов С.М., Смирнов С.А. Применение вихревых энергоразделителей для тепловой защиты узлов высокотемпературных газовых и паровых турбин // Авиакосмическое приборостроение. - 2009. - №11. - с.21-24.
63. Подавление теплообмена при взаимодействии импактной струи с полусферической каверной / С.В. Калинина, В. И. Терехов // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37, вып. 20. – С. 87–94.
64. Полушкин В.И. Основы аэродинамики воздухораспределения в системах вентиляции и кондиционирования воздуха. - Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1978. - 135 с.
65. Полушкин В.И. Расчет струи, вытекающей из перфорированной решетки. - Вопросы проектирования и монтажа систем отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха, 1965, вып. 23, с. 54-61.
66. Почуев В.П., Луценко Ю.Н., Мухин А.А. Теплообмен в охлаждаемых лопатках высокотемпературных газовых турбин // Тр. Первой рос. науч. конф. по теплообмену – М.: Изд-во МЭИ, 1994. – Т.8. – С.178-183.
67. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. – М.: «Энергия», 1978. – 704 с.

68. Рейнольдс А. Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях – М.: Энергия, 1979. – 408 с.
69. Снидекер, Дональдсон. Исследование течения с двумя устойчивыми состояниями // Ракетная техника и космонавтика. – 1966. – №4. – с.227-228.
70. Спэрроу, Гольдштейн, Рауф. Влияние расстояния между соплом и поверхностью на теплоотдачу при падении на поверхность струи, взаимодействующей с поперечным потоком. - Тр. Америк. о-ва инженеров-механиков. Теплоотдача, 1975, 97, №4, с. 34-41.
71. Сычев А.Г. Результаты исследования затопленной турбулентной струи, набегающей перпендикулярно на плоскость гладкого потолка. - Инж.-физ. журн., 1964, №3, с. 46-53.
72. Теория и техника теплофизического эксперимента: Учеб. пособие для вузов / Ю.Ф.Гортышов, Ф.Н.Дресвянников, Н.С.Идиатуллин и др.; Под ред. В.К.Щукина. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 360 с.
73. Теплопередача в охлаждаемых деталях газотурбинных двигателей / В.И. Локай, М.Н. Бодунов, В.В. Жуйков, А.В. Щукин. 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Машиностроение, 1993. 288 с.: ил.
74. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление каналов со сферическими выштамповками/ И.Г. Федоров, В.К. Щукин, Г.А.Мухачев, Н.С. Идиатуллин// Изв. вузов. Авиационная техника. – № 4. – 1961.
75. Тимофеев В.Н., Февралева И.А., Вавилова М.А. Исследование конвективного теплообмена к плите в струйном потоке газов. - Научн. тр./ВНИИ металлург. теплотехники, 1962, вып.8, с.431-453.
76. Туркин А.В., Сорокин А.Г., Брагина О.Н. Интенсификация теплообмена при помощи лунок в плоском канале при низких скоростях движения воздуха // Тепло-массообмен – ММФ – 92: Минский международный форум. – Минск, 1992. – Т.1. – Ч.1. – С.18-21.
77. Халатов А.А. Вихревые технологии аэротермодинамики в энергетическом газотурбостроении // Институт технической теплофизики НАН Украины. – Киев, 2008. – 292с.

78. Халатов А.А., Борисов И.И., Шевцов С.В. Тепломассообмен и теплогидравлическая эффективность вихревых и закрученных потоков. - Институт технической теплофизики НАН Украины. - Киев. - 2005. - 500 с.
79. Халатов А.А., Романов В.В., Борисов И.И. Дашевский Ю.Я., Северин С.Д. Теплообмен и гидродинамика при циклонном охлаждении газовых турбин / Институт технической теплотехники НАН Украины. - Киев. - 2010. - 317 с.
80. Хуанг Г. Исследование коэффициентов теплоотдачи для потоков воздуха для потоков воздуха в круглых струях, ударяющих нормально в теплообменную поверхность. - Тр. Амер. о-ва инженеров-механиков. Теплопередача, 1963, 85, №3, с.59-69.
81. Цейтлин А.А., Кравцова А.С. Закономерности развития изотермических струй на участке формирования. - В кн.: Кондиционирование воздуха в промышленности. - М.: ВЦНИИОТ, 1973, с. 68-77.
82. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М.: Наука, 1974. - 712 с.
83. Щукин А.В., Ильинков А.В., Дезидерьев С.Г., Иванов С.Н. Интенсификация теплообмена при комбинированном охлаждении входной кромки турбинной лопатки // "ИВУЗ Авиационная техника", №4, 2013 г., с.47-50.
84. Щукин А.В., Ильинков А.В., Дезидерьев С.Г., Иванов С.Н. Теплоотдача при струйном охлаждении поверхности с выемками // Вестник Казанского государственного технического университета им. А.Н. Туполева - Казань: изд-во КНИТУ-КАИ, 2013, №2, вып. 1, с. 43-48.
85. Щукин А.В., Ильинков А.В., Ильинкова В.Г. Теплоотдача на полусферических выступах при различной плотности их расположения на стенке канала // Изв.вузов. Авиационная техника. - №2. - 2011. - С. 43-47.
86. Щукин А.В., Козлов А.П., Агачев Р.С., Чудновский Я.П. Интенсификация теплообмена сферическими выемками при воздействии

возмущающих факторов / Под ред. акад. В.Е. Алемасова. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. 143 с.

87. Щукин А.В., Козлов А.П., Дезидерьев С.Г., Агачев Р.С., Бодунов К.М. Влияние положительного градиента давления на теплообмен в сферическом углублении // Изв. вузов. Авиационная техника. – 1996. – №4. С.74-78.

88. Экспериментальное исследование структуры течения и теплоотдачи при струйном обтекании преграды в форме сферической каверны / В. И. Терехов, В. Л. Барсанов, С. В. Калинина, Ю. М. Мшвидобадзе // ИФЖ. – 2006. – Т. 79, № 4. – С. 29–37.

89. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. - М.: Машиностроение, 1977. - 248 с.

90. Azad Gm., Huang Yizhe, Je-Chin Han. Impingement Heat Transfer on Dimpled Surface Using a Transient Liquid Crystal Technique // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. – 2000. – Vol.14. – №2. – P.186-191.

91. Baines W.D., Keffer J.F. Shear stress and heat transfer at a stagnation point. - Int. J. Heat and Mass Transfer, 1976, 19, N1, p. 21-26.

92. Bouches J.P., Goldstein E.J. Impingement cooking from a circular jet in a cross flow. - Int. J. Heat and Mass Transfer, 1975, 18, N6, p. 719-730.

93. Bradshaw P., Love E.M. The normal impingement of a circular air jet on a flat surface. - Aeronaut. Res. Counc. Repts. and Mem., 1959, N 3205, p.1-8.

94. Chupp R., Helms H., McFadden P., Brown T. Evaluation of interval heat transfer coefficients for impingement cooled turbine airfoils. - AIAA Pap., 1968, N 68-564, p. 1-7.

95. Coeuret F. Transfer de matiere lors de l'impact normal de jets liquides circulaires immerges. - Chem. Eng. Sci., 1975, 30, N 10, p. 1257-1263.

96. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structure in jet turbulence. - J. Fluid Mech., 1971, 48, p.3, p. 547-591.

97. Den Ouden C., Hoogendoorn C.J. Local convective heat transfer coefficient for jet impinging on a plate; experiments using a liquid technique. - In: Proc. 5th

Int. Heat Transfer Conf. Tokyo: Jap. Soc. Mech. Eng., 1974, vol.5, pap. MA 2.5, p. 293-297.

98. Donaldson C. Snedeker R., Margolis A. A study of free jet impingement heat transfer. Pt 2. Free jet turbulent structure and impingement heat transfer. - J. Fluid Mech., 1971, 45, N3, p. 477-512.

99. El-Gabry L.A., Kaninski D.A. Experimental Investigation of Local Heat Transfer Distribution on Smooth and Roughened Surface under Array of Angled Impinging Jet // ASME J. Heat Transfer, 2005, 127. Pp. 532-544.

100. Florschuetz L.W., Berry R.A., Metzger D.E. Periodic Streamwise Variations of Heat Transfer Coefficients for Inline and Straggered Arrays of Circular Jets with Crossflow of Spent Air // ASME J. Heat Transfer, 1980, Vol. 102, 132-137.

101. Gauntner I.W., Hrycak P., Lee D.T., Livivngood J.N. Experimental flow characteristics of a single turbulent jet impinging on a flat plate. - NASA TN, 1970, D-5690, p. 1-32.

102. Gardon R., Akfirat J. The role of turbulence in determing the heat transfer characteristics of impinging jets. - Int. J. Heat and Mass Transfer, 1965, 8, N10, p. 1261-1272.

103. Gardon R., Cobonpue J. Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it. - In: International development in heat transfer: Proc. Int. Heat Transfer Conference, New York: Amer. Soc. Mech. Eng., 1961, p. 454-460.

104. Glaser H. Untersuchungen an Schlitz- und Mehrdusenarrangements bei der Trocknung feuchter Oberflächen durch Warmluftstrahlen. - Chem.-Ing.-Techn., 1962, 34, N3, S. 200-207.

105. Glauert M.B. The wall jet. - J. Fluid Mech., 1956, 1, N6, p.625-642.

106. Goreloff, Goychenberg, Malkoff. Investigation of Heat Transfer in Cooled Blades of Gas Turbines // AIAA. - 1990. - Paper No 90-2144.

107. Heat transfer enhancement of internal passage using dimple/ S.D. Hwang, H.H. Cho – protrusion. Pp. THE-24.

108. Hilgeroth E. Warmübergang bei Düsenströmung senkrecht zur Austauschfläche.- Chem.-Ing.-Techn., 1965, 37, N12, S. 1264-1272.

109. Hollworth B.R., Berry R.D. Heat transfer from arrays of impinging jets with large jet-to-jet spacing. - Trans. ANSE. J. Heat. Transf., 1978, 100, N2, p. 352-357.
110. Hollworth B.R., Bowley W.W. Heat transfer characteristics of an impinging jet in a crossflow. - ASME Pap., 1975, 75-WA-HT-100, p. 1-8.
111. Hoogendoorn C.J. The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point. - Int. J. Heat and Mass Transfer, 1977, 20, N12, p. 1333-1338.
112. Hoppner G. Der mittlere Wärme- und Stoffübergang bei der senkrechten Anblasung ebener isothermer Flächen mit turbulenten Einzelstrahlen und Strahlduschen. - Luft- und Kältetechnik, 1970, 6, S. 283-289.
113. Hrycak P. Heat transfer from a row of jets impinging on concave semi-cylindrical surface. - In: Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto: Hemisphere publ. co., 1978, vol. 2, pap. EC-II, p. 67-72.
114. Jakob M. Some investigations in the field of heat transfer. - Proc. Phys. Soc., 1947, 59, p. 5, p. 726-754.
115. Kanokjaruvijit K., Martinez-Botas R. Heat Transfer and Pressure Investigation of Dimple Impingement // ASME. – 2005. – Pp. GT2005-68823.
116. Kerscher E., Böhner G., Schneider A. Beitrag zur Wärmeübertragung bei der Furniertrocknung mit Düsenbelüftung. - Holz Roh- und Werkst., 1968, 26, N1, S. 19-28.
117. Koopman R.N., Sparrow E.N. Local and average transfer coefficients due to an impinging row of jets. - Int. J. Heat and Mass Transfer, 1976, 19, N6, p. 673-684.
118. Ligrani P. Heat Transfer Augmentation Technologies for Internal Cooling of Turbine Components of Gas Turbine Engines - International Journal of Rotating Machinery, 2013, p.1-32.
119. Livingood J., Gauntner J. Local heat-transfer characteristics of a row of circular air jets impinging on a concave semicylindrical surface. - NASA TN, 1973, D-7127, p. 1-25.

120. Mahmood G.I., Hill M.L., Nelson D.L., Ligrani P.L., Moon H.-K., Gleser B. Local Heat Transfer and Flow Structure on and above a Dimpled Surface in a Channel // Journal of Turbomachinery. – 2001. Vol. 123. – Pp. 115 – 123.
121. Martin H. Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces. - In.: Advances in heat transfer. New York; London: Acad. Press, 1977, 13, p. 1-60.
122. Metzger D.E. Cummings K.V., Ruby W.A. Effects of Prandtl number on heat transfer characteristics of impinging liquid jets. - In.: Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf. Tokyo: Jap. Soc. Mech. Eng., 1974, vol. 2, pap. FC 1.5, p. 20-24.
123. Mujumdar A.S. Impingement heat and mass transfer. - In: Short course on industrial drying. - Montreal: McGill Univ. 1978, p. 80-116.
124. Nakatogawa T., Nishiwaki N., Hirata M., Torii K. Heat transfer of round turbulent jet impinging normally of flat plate. - In: Heat Transfer 1970: Proc. 4th Int. Heat Transfer Conf. Dusseldorf: Elsevier, 1970, vol. 2, pap. FC 5.2, p. 1-11.
125. Omori S., Yanagi K., Makihara E. Heat transfer from plane strip by gas jet cooling. - Techn. Rev. Mitsubishi Heavy Industries, Ltd., 1972, N10, p. 11-18.
126. Ott H. Wärmeübergang an einer durch Luftstrahlen gekühlten Platte. - Schweiz. Bauzeitung, 1961, 79, N46, S. 834-840.
127. Pawlowsky M., Suszek E., Siwon B. Badania zależności wnikiwania ciepła od mocy przetlaczania przy strumieniowym skierowaniu powietrza na płaską powierzchnię. - Inz. chem., 1979, 9, N1, p. 179-192.
128. Perry K. Heat transfer convection from heat jet to plate. - Proc. Inst. Mech. Eng., 1954, 168, N 30, p. 775-784.
129. Schlunder E.U., Gnielinski V. Wärme- und Stoffübertragung zwischen gut und aufprallenden Düsenstrahl. - Chem.-Ing.-Techn., 1967, 39, N9/10, S.578-584.
130. Schrader H. Trocknung feuchter Oberflächen mittels Warmluftstrahlen Strömungsvorgänge und Stoffübertragung - VDI-Forschungsh., Ausgabe B, 1961, N484, 27, S. 1-36.
131. Thurlow G.G. Communication (Comments on the paper of Parry). - Proc. Inst. Mech. Eng., 1954, 168, N30, p. 781-783.

132. Vallis E.A., Patrick M.A., Wragg A.A. Radial distribution of convective heat transfer coefficient between an axisymmetric turbulent jet and a flat plate held normal to the flow. - In.: Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf. Toronto: Hemisphere publ. co, 1978, vol. 5, pap.FC(b)-21, p.297-303.
133. Ward J., Ideriah F., Probert S., Duggan A. Mass transfer technique for investigation of heat transfer by jet-impingement systems. - J. Mech. Eng. Sci., 1972, 14, N6, p. 389-391.
134. Yunfei, Xing, Bernhard, Weigand, 2010, "Experimental Investigation on Staggered Impingement Heat Transfer on a Rib Roughened Plate with Different Crossflow Schemes", ASME Turbo Expo, Glasgo, Scotland, ASME GT2010-22043.